

**BELORUSSIAN STATE UNIVERSITY
INSTITUTE FOR NUCLEAR PROBLEMS**

**BASIC AND APPLIED
PHYSICAL RESEARCH
1986–2001**

Collected Articles

Editor: Professor V. G. Baryshevsky

**MINSK
2001**

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
1986–2001 гг.**

Сборник трудов

Под редакцией профессора В. Г. Барышевского

**МИНСК
2001**

УДК 53(082)
ББК 22.3я43
Ф94

Редакционная коллегия:
доктор физико-математических наук,
профессор *В. Г. Барышевский* (ответственный редактор);
кандидат физико-математических наук
С. Н. Сытова (ответственный секретарь);
доктор физико-математических наук *С. А. Максименко*;
доктор физико-математических наук *В. В. Тихомиров*;
кандидат физико-математических наук *М. В. Коржик*;
кандидат физико-математических наук *А. С. Лобко*

Утверждено на заседании
Ученого совета НИИ ЯП БГУ
17 октября 2001 г., протокол № 86

Фундаментальные и прикладные физические исследования. 1986–2001 гг.:
Ф94 Сб. тр. / Редкол.: В. Г. Барышевский, С. Н. Сытова, С. А. Максименко и др.;
Под ред. В. Г. Барышевского. – Мн.: БГУ, 2001. – 457 с.
ISBN 985-445-545-9.

В сборнике представлены результаты научных исследований, выполненных сотрудниками НИИ ЯП БГУ за 15 лет его существования, в области ядерной и теоретической физики, прикладной физики и приборостроения.

УДК 53(082)
ББК 22.3я43

ISBN 985-445-545-9

© НИИ ЯП БГУ, 2001

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В НИИ ЯП (1986–2001)

В. Г. Барышевский

Вначале было Слово. . .

1 сентября 1986 г. в соответствии с постановлением ЦК КПСС и Совета Министров СССР Министерство образования БССР отдало приказ о создании НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета. Образование института в университете, да еще таким серьезным постановлением, конечно же, было обусловлено вескими причинами, и сейчас, по прошествии 15 лет работы НИИ ЯП, интересно вспомнить, на каком фундаменте он возник.

Средой-инкубатором явилась кафедра ядерной физики (КЯФ) физического факультета БГУ. Заложенные на этой кафедре ее создателем, профессором Александром Николаевичем Писаревским, традиции совместного развития фундаментальных и прикладных исследований, предоставление возможностей для личной инициативы были сохранены и в полной мере реализованы заведующим кафедрой С. С. Шушкевичем. На кафедре активно велись фундаментальные исследования (научный руководитель В. Г. Барышевский), положившие начало созданию нового направления – ядерная оптика поляризованных сред и открывшие широкий спектр практических приложений в физике высоких энергий, астрофизике и ядерной физике. Под научным руководством С. С. Шушкевича осуществлялись многочисленные работы в области научного приборостроения и прикладных исследований, многие из которых были отмечены премиями Совета Министров БССР и медалями ВДНХ СССР. Высокий уровень квалификации сотрудников кафедры и широта их научных исследований снискали заслуженный авторитет среди студентов, благодаря чему постоянно поддерживался приток молодых талантливых специалистов.

Основополагающими для будущего направления работ в Институте явились теоретические предсказания явления параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), возбуждаемого релятивистскими электронами, пролетающими через кристалл (В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, 1971 г.), и явления рентгеновского излучения, образованного при каналировании релятивистских электронов и позитронов (В. Г. Барышевский, И. Я. Дубовская, 1976 г.). В этих работах, представлявших собой самый передовой уровень этой области науки в мире, была построена теория и обоснована возможность создания ряда новых типов рентгеновских источников с плавной перестройкой частоты, а также создания на их основе рентгеновских лазеров. Эксперименты, направленные на обнаружение ПРИ, были подготовлены и проведены в 1985 г. в Томске на синхротроне «СИРИУС». В результате в совместных с томскими учеными работах было доказано существование параметрического рентгеновского излучения (Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А., Данилов В. А., Пак С. Д., Потылицын А. П., Сафронов П. Ф., Феранчук И. Д., Черепица С. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, № 7. С. 295–297).

В этот же период времени ученые нашего института пришли к выводу, что принципы создания рентгеновских лазеров на основе возбуждения ПРИ имеют общее значение и могут быть использованы для генерации электромагнитного излучения в различных диапазонах длин волн. В конце 70 – начале 80-х гг. на эти работы обратили внимание и в Министерстве обороны СССР. Анализ потенциальных возможностей подобных источников показал перспективность их использования в военной области для создания различных оборонных систем и оружия. Большую поддержку указанному направлению оказал ректор БГУ академик АН БССР В. А. Белый, который в 1980 г. доложил о результатах исследований первому секретарю ЦК КПБ П. М. Машерову. Содействие в развертывании работ со стороны П. М. Машерова и секретаря ЦК КПБ А. Т. Кузьмина инициировало более интенсивные исследования в этой области. Осознание важности возникшего научного направления подвигло ЦК КПСС и ЦК КПБ к широкому развертыванию научных исследований с целью их доведения до стадии разработки экспериментальных макетов и практического использования в опытно-конструкторских работах по созданию новых видов источников излучения, получивших впоследствии в научной среде название объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ). В то время работы подобного уровня проводились исключительно в России. Благодаря рекордным результатам белорусского научного коллектива было принято не вполне стандартное решение развивать в Беларуси в кооперации со специализированными российскими институтами столь важные для страны исследования. Одновременно с научным направлением по разработке новых типов ЛСЭ нашему Институту поручили создание средств контроля за ядерным оружием. Эти работы в значительной мере стимулировал Е. Ф. Титков, активно занимавшийся разработкой лазерных методов дистанционного контроля радиационной обстановки в окружающей среде.

Созданию Института предшествовала активная научная дискуссия в ведущих физических центрах СССР. Причем следует отметить, что долгое время сама возможность генерации когерентного рентгеновского излучения пучками электронов считалась невозможной вследствие того, что расстояние между электронами во всех реальных пучках много больше длины волны рентгеновского излучения. Точка в дискуссии была поставлена в 1984–1985 гг. Ю. Б. Харитоновым, Л. П. Феокистовым и А. Н. Лебедевым, а также на специальном семинаре в Физическом институте АН СССР. Участие в некоторых дискуссиях высококлассного физика-оптика Л. И. Киселевского, прекрасно понявшего суть проблемы (который к тому времени стал ректором БГУ), также способствовало положительному решению вопроса о создании Института именно в Беларуси.

Институт начал реально функционировать очень быстро. Костяк его составили сотрудники кафедры ядерной физики, лаборатории ядерной оптики КЯФ, созданной ранее для выполнения этих работ, и выпускники физического факультета БГУ. К работе в аппарате управления были привлечены опытные и энергичные люди: главный бухгалтер А. А. Байраш, главный инженер А. И. Тузин, заместитель директора по общим вопросам В. Г. Путров, заместитель директора по кадрам и режиму А. И. Дикович. Заместителем директора по науке стал профессор Н. М. Шумейко.

Созданный таким образом очень молодой коллектив (средний возраст 25–28 лет) сумел в кратчайшие сроки заложить к началу 1990 г. (т. е. за три года) уникальную экспериментальную базу, в основном разместившуюся в технологическом корпусе НИИ мелиорации.

Сложность поставленной задачи, если отвлечься от ответственности, была не столько в новизне направления (ученые постоянно изучают новые явления и разрабатывают новые методы, приборы или системы), сколько в полном отсутствии необходимой экспериментальной базы в СССР для макетирования и исследования узлов будущей системы ОЛСЭ. Ключевым для разработки конструкции ОЛСЭ являлось создание высококачественного электронного пучка, обладающего большим значением импульсного тока, и узла взаимодействия электронного пучка с полем мощного лазерного излучения. Проблема усугублялась отсутствием в Беларуси специалистов по ускорительной технике и измерительным системам контроля параметров электронных пучков. Тем не менее основы необходимых установок были созданы менее чем за три года, и коллектив Института выполнил государственное задание. Это позволило межведомственной комиссии сделать в 1989 г. вывод о том, что созданная в Минске экспериментальная база является уникальной в СССР и дает возможность проводить различные исследования физики мощных релятивистских пучков в поле мощного лазерного излучения, разрабатывать различные макеты лазерных инжекторов и других компонентов лазерных ускорителей и ЛСЭ. Сложность проблемы состояла также в том, что подобные эксперименты требуют обеспечения на многометровой базе (десятки метров) соосного распространения мощного электронного и лазерного пучков с возможностью дистанционного контроля параметров релятивистских пучков и измерения характеристик поля излучения. Экспериментальное направление работ по созданию ОЛСЭ, включая организацию экспериментальной базы, возглавил заведующий отделом М. Г. Лившиц. За создание средств контроля ядерного оружия, а также за разработку задания на эскизное проектирование нового здания Института отвечал В. И. Мороз. Оба к тому времени имели большой опыт работы в области научного приборостроения и прикладных исследований, проводимых ими ранее на кафедре ядерной физики БГУ. Еще один выходец кафедры ядерной физики А. И. Тузин совместно с В. А. Андреичевым и В. В. Кресиком, перешедшими из АН БССР, организовал опытное производство. Большой вклад в создание экспериментальной базы и эскизного проекта внес А. И. Жидович (вместе с В. И. Столярским, Н. А. Белосом и С. С. Янченко). Наибольшей трудоемкостью отличались работы по созданию ключевых узлов экспериментальной базы. Для проведения экспериментов с релятивистскими пучками в поле лазерного излучения была разработана и построена мощная импульсная лазерная система на неодимовом стекле (руководитель работ М. Г. Лившиц, исполнители А. А. Андриянчик, А. Н. Каминский, В. П. Кузьмин, Ю. Н. Щербич, И. В. Васильев, А. П. Апанасевич, В. Н. Ярмолкевич, Р. А. Прытков, Л. Е. Лознер). На ней была достигнута выходная энергия 400 Дж при длительности лазерного импульса 15 нс. Система автоматизации позволяла осуществлять дистанционное управление и полный контроль параметров лазерной установки, синхронизацию ее работы с внешними устройства-

ми, съем и обработку информации с различных датчиков, демонстрировала стабильность работы и воспроизводимость параметров лазерного излучения. Активно развивались работы по созданию первых каскадов мощного CO₂-лазера (руководитель работ А. И. Жидович, ответственные исполнители В. И. Столярский, Н. А. Белоус) и лазерного инжектора электронных пучков (В. И. Столярский, А. А. Тарасов, А. А. Кубасов). В целях макетирования и тестирования отдельных узлов ЛСЭ был сконструирован специальный механический виброустойчивый стенд длиной более 20 м (ответственный исполнитель В. Н. Кравченко), на котором планировалось размещение мощных лазеров на стекле и CO₂, а также системы сведения релятивистских пучков с лазерным излучением. Были начаты работы по развитию лазерных методов ускорения сильноточных электронных пучков (В. В. Тихомиров, А. А. Хрущинский, С. С. Янченко).

Цикл работ по созданию экспериментальной базы был выполнен под руководством заведующего лабораторией А. О. Грубича. На экспериментальной площадке, развернутой в ИЯЭ АН БССР 21 декабря 1989 г., был проведен физический пуск сильноточного электронного ускорителя «Томь» с мощностью выстрела 400 МВт (А. О. Грубич, Б. А. Тарнопольский, П. Ф. Сафронов), на котором планировалось исследовать динамику процессов, протекающих в монокристаллических мишенях под действием сильноточных электронных импульсов. Создана автоматизированная экспериментальная установка на электронном ускорителе ЛУ-40 в ХФТИ АН УССР (г. Харьков) для исследования рентгеновского параметрического черенковского излучения электронов в монокристаллах, а также дифракционного излучения осциллятора и так называемого сверхсветового тормозного излучения. В 1989 г. на этой установке были проведены предварительные совместные эксперименты с украинскими физиками (А. О. Грубич, В. Л. Мороховский, Н. Н. Халько). На базе электронно-оптических преобразователей с пикосекундным временным разрешением созданы оптическая (1998 г.) и рентгеновская (1990 г.) автоматизированные диагностические станции (А. О. Грубич, Б. А. Тарнопольский, А. А. Вейник, А. К. Гилев). Рентгеновская диагностическая станция создавалась по заказу лаборатории нелинейной оптики им. Хохлова (МГУ) и применялась в исследованиях рентгеновского излучения плазмы, возникающей под действием импульсов эксимерного лазера фемтосекундной длительности.

Белорусская школа научного приборостроения позволила собрать в Институте группу высокопрофессиональных специалистов по разработке электронной аппаратуры и различных измерительных датчиков. Ответственными за создание электронных средств контроля параметров наносекундных электронных пучков и лазерных импульсов были перешедшие из НИИ ПФП М. В. Батурицкий, В. И. Иванов и А. А. Кубасов. Наряду с ними большой вклад в создание различной электронной аппаратуры и прецизионной спектрометрической техники внесли сотрудники КЯФ В. П. Афанасенко, А. М. Белов, И. И. Васильев, А. К. Гилев, Н. Л. Городишенин, В. А. Евдокимов, В. П. Лапицкий, А. С. Лобко, Л. Е. Лознер.

Важным дополнением экспериментальной базы был созданный в Институте криогенный стенд с соответствующими системами инженерного обеспечения и

рефрижератором растворения He3-He4, на котором были получены рекордные для Беларуси температуры (10–3 К) (ответственный исполнитель работ С. С. Янченко).

Одновременно в Институте очень быстро развивались работы по созданию средств контроля за ядерным оружием и техническому обеспечению программы стратегического разоружения (ответственный исполнитель работ В. И. Мороз, исполнители А. П. Богатко, И. Я. Дубовская, А. С. Дударь, С. В. Гациха, А. В. Евдокимов, Р. Ф. Зуевский, Ю. Г. Кононов, И. С. Кошелев, Ю. А. Левков, А. С. Лобко, С. А. Максименко, А. В. Оськин, А. А. Федоров, А. А. Хрущинский, А. О. Юрцев). Большим успехом коллектива Института было участие в подготовке первого советско-американского эксперимента по обнаружению ядерного оружия на борту крейсера «Слава» в Черном море (1989 г.), что, безусловно, явилось признанием мирового уровня проводимых в НИИ ЯП прикладных исследований.

Теоретические исследования в области создания ОЛСЭ были сосредоточены в лаборатории релятивистской ядерной физики, возглавляемой И. Я. Дубовской. В этой лаборатории была создана специальная теоретическая группа, в которую вошли К. Г. Батраков, А. А. Зега, В. В. Тихомиров, а также заведующий лабораторией физической кинетики и вычислительного эксперимента А. О. Грубич. Важные работы по исследованию поведения кристаллов под воздействием мощных импульсов электронов и рентгеновского излучения были проведены А. О. Грубичем и В. В. Скадоровым.

Серьезный цикл исследований в области разработки волновых методов параметрической диагностики поверхностей и сред был выполнен лабораторией В. И. Иванова. В рамках данных работ были предложены новые методы, построена теория и созданы аппаратные средства для измерения оптических характеристик на комбинированных трассах «атмосфера – ионосфера», панорамной лазерной диагностики поверхностного волнения для дистанционного обнаружения подводных взрывов и движущихся подводных объектов.

Параллельно с серьезными прикладными поисковыми исследованиями в Институте велись фундаментальные работы по изучению свойств микромира (ядер, элементарных частиц). Фундамент этих работ был заложен еще на кафедре ядерной физики БГУ, и в связи с созданием Института указанные работы интенсивно развивались, причем появлялись новые направления. Коротко остановимся на наиболее важных результатах, полученных в этой области.

- Теоретическое предсказание нового физического явления – ядерной прецессии спина нейтрона (В. Г. Барышевский, М. И. Подгорецкий). Это явление экспериментально наблюдалось Абрагамом в 1972 г. и Форте в 1973 г. Было зарегистрировано как открытие в 1979 г. (№ 224). Указанное физическое явление, известное также как явление ядерного псевдомагнетизма, привело к созданию мощного метода изучения ядерного магнетизма вещества при сверхнизких температурах, а также измерения важных характеристик элементарных частиц и ядер.
- Теоретическое предсказание нового физического явления – вращения плоскости поляризации гамма-квантов в веществе с поляризованными электронами (В. Г. Барышевский, В. Л. Любошиц). Это явление было экспериментально открыто группой В. Лобашова в Санкт-Петербургском институте

ядерной физики (г. Гатчина) и Боком и Лукшем в Германии. Явление зарегистрировано как открытие в 1988 г. (№ 360). Оно впервые позволило на эксперименте измерить спиновую поляризуемость электрона и явилось первым указанием на сложное строение электронов.

- Теоретическое предсказание явления спонтанного распада фотона на два фотона в оптически анизотропной среде (совместно с В. Л. Любошицем и М. И. Подгорецким, 1965 г.).
- Идея существования явления вращения спина ультрарелятивистских частиц в изогнутых кристаллах (В. Г. Барышевский, 1979 г.) и возможность измерения с его помощью аномальных магнитных моментов короткоживущих элементарных частиц. Экспериментально подтверждено в 1990–1992 гг. в лаборатории им. Ферми (США). Отметим здесь также выполненные совместно с А. О. Грубичем работы, приведшие к предсказанию возможности наблюдения зависимости аномального магнитного момента электрона (позитрона) от электрического поля при движении в кристаллах.
- Теоретическое предсказание и экспериментальное наблюдение нового типа излучения, возникающего при пролете электронов через кристалл, – рентгеновского параметрического квазичеренковского излучения (ПРИ). В пионерских экспериментах в этой области активное участие приняли И. В. Поликарпов, А. С. Лобко, В. П. Афанасенко, Р. Ф. Зуевский, М. Г. Лившиц, В. В. Панов, В. П. Поцилуйко, П. Ф. Сафронов, А. А. Федоров, Д. С. Шварков, С. В. Черепица, А. О. Юрцев. Большим достижением явилось первое в мире обнаружение ПРИ, возбуждаемого протонами больших энергий в кристалле на ускорителе ИФВЭ (г. Протвино).
- Идея и обоснование существования рентгеновского излучения каналированных частиц в кристаллах (совместно с И. Я. Дубовской). Экспериментально наблюдалось во многих физических центрах мира. Большой вклад в развитие этого направления внесли А. О. Грубич, О. Т. Градовский, Б. А. Чевганов, О. М. Луговская, А. П. Ульяненок.
- Теоретическое предсказание и экспериментальное обнаружение явления осцилляций плоскости распада $3\text{-}\gamma$ -аннигиляции ортопозитрония в магнитном поле (В. Г. Барышевский, 1976 г.); наблюдалось в совместных экспериментах с ИФ АН БССР (1989 г.). Значительный вклад в проведение эксперимента был сделан О. Н. Метелицей и В. В. Тихомировым.
- Открытие существования новой квантовой характеристики: электрического квадрупольного момента атома водорода и мюония в основном S-состоянии (В. Барышевский, 1976 г.). Экспериментально обнаружено в Канаде и СССР в 1977 г. Большой вклад в детальное теоретическое описание явления был сделан С. А. Кутенем и В. И. Рапопортном.
- Теоретическое обоснование существования явления двойного лучепреломления гамма-квантов в кристаллах (В. Г. Барышевский, 1979 г.). Уникальность явления состоит в том, что оно происходит для длины волны фотона, много меньшей расстояния между атомами. Теоретическое описание было дано впервые в работах В. Г. Барышевского и В. В. Тихомирова. В этих же

работах было описано большое число новых когерентных поляризационных явлений, позволяющих поляризовать пучки электронов и гамма-квантов больших энергий.

- Явление осцилляций и вращения спина дейтонов (и других частиц) большой энергии в неполяризованных веществах (двулучепреломление дейтонов, аналогичное двойному лучепреломлению света) (В. Г. Барышевский, 1992 г.). Указанное явление обладает тем замечательным свойством, что с ростом энергии частиц оно не уменьшается и позволяет проверить дисперсионные соотношения при всех практически доступных энергиях частиц, непосредственно измерить реальную часть спиновой амплитуды упругого рассеяния на угол 0 дейтона на ядре. Существенное развитие эти работы получили благодаря К. Г. Батракову и С. Л. Черкасу.
- Идея явления рентгеновской поверхностной дифракции (В. Г. Барышевский, 1976 г.). Обнаружено и широко используется в различных приложениях. Большой вклад в развитие этих работ был сделан С. А. Максименко, В. В. Скадоровым, С. А. Степановым, А. П. Ульянковым, Е. А. Кондрашкиной.

Указанные циклы работ привели к созданию нового направления – ядерная оптика поляризованных сред, многочисленные результаты которого имеют значение в физике высоких энергий, астрофизике и ядерной физике.

С середины 90-х гг. в Институте в лаборатории гамма-оптики стало развиваться новое направление, связанное с исследованием электромагнитных свойств наноструктур (С. А. Максименко, Г. Я. Слепян). Исследования осуществляются в содружестве с ведущими зарубежными научными школами: Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН (академик РАН Ж. И. Алферов, член-корреспондент РАН Н. Н. Леденцов), Pennstate University, США (A. Lakhtakia), Институт нелинейной оптики и спектроскопии им. М. Борна, Германия (I. V. Hertel, J. Herrmann), Технический университет Берлина, Германия (D. Bimberg, A. Hoffmann), Институт радиофизики и электроники НАН Украины (О. М. Евтушенко). Это направление базируется на современных методах классической и квантовой электродинамики неоднородных сред и теории переноса заряда в нанобъектах. К наиболее существенным научным результатам в этой области относятся следующие.

- Теоретически предсказан и экспериментально обнаружен эффект поляризационного расщепления спектральной линии усиления в квантовых проводах и квантовых точках (Г. Я. Слепян, С. А. Максименко, В. П. Калоша, J. Herrmann, Н. Н. Леденцов, И. Л. Крестников, Ж. И. Алферов, D. Bimberg, 1999 г.).
- Сформулированы эффективные граничные условия для электромагнитного поля на поверхности углеродной нанотрубки. На их основе развита линейная электродинамика одиночных нанотрубок и композитных сред на основе нанотрубок (Г. Я. Слепян, С. А. Максименко, А. Lakhtakia, О. М. Евтушенко, А. В. Гусаков, 1999 г.).
- Предсказан эффект высокоэффективной генерации оптических гармоник высоких порядков проводящими углеродными нанотрубками под действием мощного короткого лазерного импульса накачки (Г. Я. Слепян, С. А. Максименко, В. П. Калоша, J. Herrmann, Е. Е. В. Campbell, I. V. Hertel, 1999 г.).

- Предсказан эффект отрицательной дифференциальной проводимости в углеродных нанотрубках (А. С. Максименко, Г. Я. Слепян, 2000 г.).

При лаборатории гамма-оптики Института функционирует Студенческая научно-исследовательская лаборатория (СНИЛ), научной тематикой которой является физика наноструктур (научный руководитель Г. Я. Слепян). Студенты физфака получают в СНИЛ возможности для работы по самой современной научной тематике. Некоторые из студенческих научных работ выросли в оригинальные исследования высокого уровня (А. В. Гусаков, А. С. Максименко и др.). Они были опубликованы в ведущих научных журналах мира (*Phys. Rev. Lett.*, *Phys. Rev.* и т. д.).

Начатые в НИИ ЯП в 80-х гг. исследования квадрупольных взаимодействий мюония и позитрония в кристаллах были продолжены в последнее десятилетие лабораторией теоретической физики в цикле работ по теории позитрониевой спектроскопии твердых тел (И. В. Бондарев, С. А. Кутень). В частности, результаты исследования анизотропного электрон-позитронного сверхтонкого взаимодействия в кристаллическом кварце были недавно подтверждены экспериментами группы А. Зигера в Германии. В работах И. В. Бондарева была также развита теория позитроний-фононных взаимодействий в кристаллических решетках с различной локальной симметрией, в рамках которой впервые был объяснен ряд экспериментально наблюдавшихся особенностей температурного поведения импульсного распределения позитрония в ионных кристаллах и описаны характеристики этого распределения при структурном переходе кристаллического кварца из альфа- в бета-фазу.

Работы по исследованию воздействия мощных лазерных импульсов на вещество и возможности создания на этой основе рентгеновских лазеров были в 90-х гг. продолжены И. П. Прокоповичем и А. А. Хрущинским. В частности, в работах И. П. Прокоповича совместно с Э. М. Беленовым и А. В. Назаркиным (Физический институт им. П. Н. Лебедева (ФИАН)) была показана возможность полного энергосъема с инвертированной среды с любым неоднородным уширением линии специальными фазовомодулированными импульсами в когерентном режиме. Проведены исследования по существенно нелинейной динамике распространения и преобразования поля высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов: генерация предельно коротких импульсов (до одного и даже полпериода колебаний поля) (совместно с Э. М. Беленовым и А. В. Назаркиным); генерации спектрального суперконтинуума; генерация гармоник высокого порядка при резонансных комбинационных переходах (совместно с А. А. Хрущинским), на встречных импульсах (совместно с J. Peatross (BYU, USA)); генерация высокоинтенсивных аттосекундных импульсов (совместно с А. А. Хрущинским, а также с J. Peatross (BYU, USA)).

Следует также отметить развивавшиеся в Институте под руководством Н. М. Шумейко ковариантные методы расчета квантово-электродинамических радиационных поправок к процессам, сопровождающим столкновения элементарных частиц. Исследования в этом направлении были продолжены в Национальном центре физики частиц и высоких энергий, созданном в 1993 г. благодаря инициативе Н. М. Шумейко.

Большой цикл работ по физической акустике был проведен в Институте С. Т. Завтраком и А. А. Дойниковым.

Работы, направленные на создание ОЛСЭ, явились катализатором, приведшим к появлению многих практически важных результатов. Здесь прежде всего следует отметить мировой уровень исследований новых лазерных сред и создание первого в мире промышленного образца перестраиваемого лазера на форстерите (научный руководитель М. Г. Лившиц). В начале 90-х гг. Институт развернул широкую программу исследований новой для тех лет активной среды перестраиваемых лазеров ИК-диапазона – активированного хромом форстерита. Для этого необходимо было разработать новые методы изучения примесных центров кристаллов на основе комплексного подхода, связанного с применением наряду с оптическими методами спектроскопии ЭПР и ЭПР-релаксометрии.

Благодаря экспериментальному заделу и высокой квалификации специалистов всего за два года была успешно проведена наукоемкая работа по созданию сложных комплексов прецизионного оборудования: ЭПР-спектрометр-релаксометр (основной вклад в создание оборудования внесли В. И. Мороз, В. П. Афанасенко, В. П. Лапицкий, Н. Л. Городишенин, И. И. Васильев, в методику – В. В. Кузьмин, А. А. Солодухин); оптический спектрометр спонтанного параметрического рассеяния (В. П. Лапицкий, Л. Е. Лознер, А. К. Гилев, Ю. А. Войтукевич, Г. Я. Слепян); различные лазеры (А. А. Тарасов, А. А. Шихов, Я. И. Мишкель).

Принципиально новым решением, до настоящего времени не имеющим аналогов в мировой практике таких исследований, явилась ЭПР-релаксометрия основного электронного состояния ЭПР-активных ионов хрома различной валентности и координации при их селективном лазерном возбуждении в кристалле форстерита. Эксперимент оказался первым в мире прямым доказательством тождественности лазерных центров, люминесцирующих в диапазоне 1,1–1,3 мкм, и четырехвалентных ионов хрома, замещающих в кристаллической решетке ионы кремния в тетраэдрически координированных позициях. Таким образом, были экспериментально подтверждены теоретические выводы комплексного спектроскопического исследования о природе лазерного центра в хромфорстеритовых лазерах (М. Г. Лившиц, М. Л. Мейльман, Б. И. Минков, М. В. Коржик).

Одновременно были изучены тепловые и генерационные характеристики кристаллов форстерита и разработаны оптические схемы перестраиваемых лазеров с лазерной и ламповой накачкой (М. Г. Лившиц, Б. И. Минков, А. П. Шкадаревич, А. А. Тарасов, Д. А. Шихов, И. И. Васильев, В. С. Мезин, Я. И. Мишкель, Г. Г. Котаев, В. В. Хомченко). Успехи в научных исследованиях и технологии выращивания кристаллов позволили нашему коллективу занимать в середине 90-х гг. достойное положение среди фирм, представлявших новые модели перестраиваемых форстеритовых лазеров на всемирных лазерных выставках (Мюнхен, Балтимор, Токио, Париж).

Продолжение в Институте начатых еще на кафедре ядерной физики БГУ разработок в области гамма-резонансной аппаратуры (В. А. Евдокимов, Ю. Г. Кононов, А. С. Лобко, А. А. Федоров) стимулировало цикл экспериментальных работ по мессбауэровской спектроскопии в условиях ультразвукового возбуждения (А. С. Лобко, Е. Е. Апанасевич).

Интересные теоретические и экспериментальные результаты были получены в исследованиях рентгеновской дифракции при воздействии ультразвука на кристаллические мишени (И. В. Поликарпов, В. В. Панов, Р. Ф. Зуевский).

Научный базис спектроскопических исследований примесных кристаллов послужил основой новому направлению работ в Институте по созданию кристаллических детекторов ядерного излучения (М. В. Коржик, А. А. Федоров, О. В. Мисевич, А. Е. Борисевич и др.).

Более того, идеи, разрабатываемые сотрудниками Института, стали востребованными при проектировании и проведении экспериментов на ускорителях нового поколения ЛНС.

Новым толчком в интенсификации работ по физике высоких энергий послужило создание в 1992 г. сотрудниками Института (под руководством М. В. Коржика) в кооперации со специалистами ИФВЭ (г. Протвино) и лаборатории ядерных исследований (г. Анси-ле-Вью, Франция) нового сверхтяжелого сцинтилляционного материала вольфрамата свинца $PbWO_4$ (PWO). Этот материал позволяет создавать компактные электромагнитные калориметры высокого разрешения, способные работать при высоких радиационных нагрузках в пучках с высокой светимостью. Можно с уверенностью сказать, что PWO стал наиболее популярным сцинтилляционным материалом в экспериментальной физике высоких энергий на рубеже столетий. К настоящему времени $PbWO_4$ принят как базовый материал для создания электромагнитных калориметров коллабораций CMS и ALICE в ЦЕРНе, а также ВТeV в Национальной лаборатории им. Ферми (FNAL, США). Общая потребность уже в настоящее время составляет более 130 тыс. крупногабаритных сцинтилляционных элементов. Эти элементы будут производиться в России и Китае в течение ближайших пяти лет.

В 1994 г. в НИИ ядерных проблем был создан отдел экспериментальной физики высоких энергий, деятельность которого сконцентрировалась на участии в экспериментальных программах в ЦЕРНе и других центрах по исследованию физики частиц высоких энергий. В настоящее время НИИ ЯП является действительным членом коллабораций CMS в ЦЕРНе, D₀ и ВТeV в FNAL, внося существенный вклад в создание экспериментальных установок (М. В. Коржик, А. А. Федоров, О. В. Мисевич, Г. Ю. Дробышев, А. С. Лобко, А. Р. Лопатик, В. В. Панов, Р. Ф. Зуевский и др.). Опыт, полученный при разработке детекторов и методик физики высоких энергий, используется также в новых работах по ядерной медицине в части построения современного матричного детектора для позитронной эмиссионной томографии (М. В. Коржик, А. А. Федоров, О. В. Мисевич, А. С. Лобко).

В лаборатории измерительных систем, возглавляемой М. А. Батурицким, были развернуты работы в области специализированной электроники. Был подготовлен квалифицированный коллектив разработчиков. В результате в 90-х гг. им разработана электроника съема сигналов с мини-дрейфовых трубок (МДТ) передней мюонной системы эксперимента D₀ (Национальная лаборатория им. Ферми, США) и эксперимента COMPASS (ЦЕРН).

Коллективом лаборатории аналитических исследований, возглавляемой С. В. Черепицей, были разработаны конкурентоспособные на рынке хромато-

графические комплексы для детального углеводородного анализа жидких и газообразных топлив.

В апреле 2001 г. закончена аккредитация лаборатории аналитических исследований в Госстандарте Республики Беларусь в области испытаний автомобильных бензинов.

Лабораторией физической кинетики и вычислительного эксперимента (заведующий А. О. Грубич) были созданы жидкосцинтилляционный бета-радиометр ТИМ-100, полупроводниковый бета-радиометр ТИМ-110, альфа-спектрометр ТИМ-130, носимые гамма-радиометры ТИМ-140 и 141 (А. О. Грубич, Б. А. Тарнопольский, Б. Я. Куликовских, А. Г. Сиваков, О. А. Чумаков, О. М. Луговская, А. А. Вейник, С. И. Агафонов, Б. Н. Грищенко, В. Р. Мадьяров, В. В. Жидков, В. А. Михайлов, В. И. Мороз, М. А. Батурицкий). В настоящее время более двадцати приборов работает в измерительных лабораториях различных ведомств республики. Жидкосцинтилляционный бета-радиометр ТИМ-100 уже около восьми лет удерживает мировой рекорд по уровню обнаружения стронция-90 в воде инструментальным методом.

Отметим также создание экспериментального образца аэрогамма-спектрометра для съемок радиационной обстановки местности с вертолетов (самолетов) «ПЕГАС-В», (ответственный исполнитель А. М. Белов, исполнители А. И. Бородин, В. П. Лапицкий, Д. Н. Мацукевич, С. Н. Сыгова, В. М. Чумак, Ю. Н. Щербич).

В НИИ ЯП сложилось направление, связанное с моделированием методами Монте-Карло ядерно-физической аппаратуры при ее конструировании (С. А. Кутень, А. А. Хрущинский). Большой задел достигнут также в сотрудничестве НИИ ЯП с ОИЯИ в области моделирования и оптимизации детекторов для нейтронной времяпролетной спектроскопии – метода, который находит широкое применение в современном материаловедении. При конструировании прецизионных нейтронных времяпролетных спектрометров существенное дополнение к моделированию методами Монте-Карло составляет разработанный в последнее время в НИИ ЯП аналитический метод нахождения оптимальной аппроксимации поверхности временной фокусировки детектора, основанный на применении методов вариационного исчисления к задаче оптимизации характеристик прибора. Имеющийся задел в указанных выше направлениях позволяет совместно с ОИЯИ конструировать аппаратуру с рекордными характеристиками (разрешение, светосила) для использования в решении различных прикладных и научно-исследовательских задач.

С начала 90-х гг. по настоящее время Институт осуществляет большой цикл работ по созданию аппаратуры, связанной с проблемой ликвидации последствий чернобыльской аварии, являясь головной организацией по выполнению соответствующих государственных программ (см. статью в данном сборнике).

Одним из важнейших последних достижений Института является запуск 20 апреля 2001 г. первого в мире объемного лазера на свободных электронах.

В настоящее время в Институте начали развиваться фундаментальные исследования, связанные с изучением инвариантности законов природы относительно изменения знака времени и исследованием поведения вещества в экстремальных условиях (ядерная астрофизика, космомикрфизика).

Результаты, достигнутые научным коллективом Института ядерных проблем БГУ, показывают, что бури и штормы современного переходного периода не смогли поколебать основы, заложенные при создании Института, что дает надежду на его успешное развитие и в будущем.

BASIC AND APPLIED PHYSICAL RESEARCH in INP (1986–2001)

V. G. Baryshevsky

Research Institute for Nuclear Problems (INP) of Belarussian State University was founded on September 1, 1986. During all these years considerable advances have been made in the area of fundamental and applied physics. The main trends of investigations carried out in INP are the following.

Fundamental physics:

- P- and T-violating effects at passing of high-energy particles through media.
- Nuclear optics – optical phenomena for high-energy particles and gamma-quanta; interaction of gamma-quanta and massive particles with polarized media.
- Spontaneous and stimulated parametric (quasi-Cherenkov) X-ray radiation and diffractive radiation of oscillators in crystals.
- Spin-dependent effects at the positronium annihilation and their applications to fundamental theories testing.
- Propagation of spatial solitonlike pulses (the self-channeling of high-peak-power fs-pulses), in which diffraction is balanced by the self-scattering in different media.

Applied physics:

- Diffraction and propagation of waves and wave packets in spatially periodic media (optical volume gratings, crystals) and chiral media.
- Nonlinear optics and propagation of ultrashort optical pulses in nonlinear media.
- Electrodynamics of nano-structures.
- Wave diffraction by randomly inhomogeneous surfaces and X-rays diagnostics of crystal surfaces.
- Microwave electrodynamics and antennas theory.
- Volume free-electron lasers: volume grating is proposed to be both an active medium and a resonator forming the distributed feedback.

Design and development:

- National design and development programs for
 - Passive technique of nuclear war-heads detection for national system of the disarmament control (1986–91).
 - Chernobyl program (1991–96): methods, instruments and equipment for radiomonitoring of the food produce and the environment.
 - Radioecology program (1997–2001): methods, instruments and equipment for the extraordinary situations protection, radio- and ecological monitoring of the environment; medical control.
- Design, measurement and application of microwave, millimeter wave and submillimeter wave elements: resonators and waveguides, instruments for noise measurement.
- Methods and equipment for application of microwave energy in the modern biotechnology: effective control of seed and soil infection diseases, increase of seed germinating power, effective sterilization of soil and mineral substrate used in hothouses. Detectors for ionizing radiation registration.



Это мы

22 июня 2001 года

Т-НЕИНВАРИАНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ГИРОТРОПИЯ

В. Г. Барышевский

Нарушение симметрии законов природы при обращении знака времени наблюдалось только в распаде K_0 -мезонов [1] и по-прежнему остается одной из самых больших нерешенных проблем в физике элементарных частиц. После обнаружения CP-нарушения в распаде K_0 -мезонов было предпринято множество попыток экспериментально обнаружить это явление в различных процессах. Однако эти эксперименты не были успешны. В настоящее время активно обсуждается возможность новых, более точных экспериментов. Отметим здесь эксперименты, направленные на обнаружение электрического дипольного момента (ЭДМ) атома [2] и нейтрона [3] при прецессии спина частицы в электрическом поле, и подготовку экспериментов по обнаружению вращения плоскости поляризации света, вызванного псевдосеemannовским расщеплением уровней атома (молекулы) внешним электрическим полем, возникающим при взаимодействии ЭДМ \vec{d}_a с электрическим полем $W = -\vec{d}_a \cdot \vec{E}$ [4–8] (этот эффект подобен магнитооптическому эффекту Макалузо – Корбино [9]) (рис.1, 2).

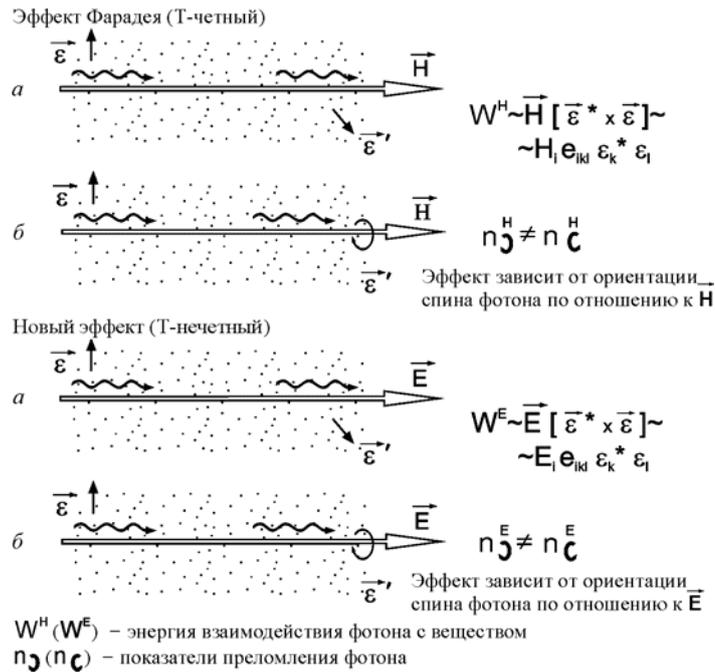


Рис. 1. Т-нечетное вращение плоскости поляризации (а) и циркулярный дихроизм в электрическом поле (б)

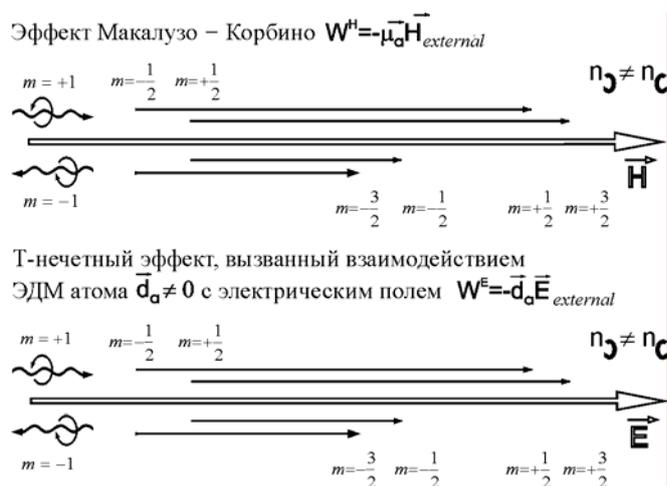


Рис. 2. Эффект вращения плоскости поляризации Макалузо – Корбино и Т-нечетный эффект

Следует отметить, что указанные эксперименты предполагают наличие у атомов (нейтронов и других элементарных частиц) такой внутренней квантовой характеристики, как статический ЭДМ. В работах [10–12] было показано, что наряду с ЭДМ существует еще одна характеристика атома (нейтрона, элементарной частицы), описывающая отклик на воздействие внешнего поля, – Т- и Р-нечетная поляризуемость частицы β^T . Эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ частицы равен нулю. В частности, в случае атомов (молекул) эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю, и, как следствие, отсутствует псевдозеemannовское расщепление уровней атома в электрическом поле.

Как было показано, и Т-нечетная поляризуемость β^T , и ЭДМ ответственны за появление некоторых новых оптических явлений:

- Т-нечетное двулучепреломление [13]: явление, при котором плоско поляризованный фотон превращается в циркулярно поляризованный и наоборот, это явление аналогично магнитооптическому двулучепреломлению (эффект Коттона – Мутона [14], рис. 3);
- вызываемые штарковским расщеплением уровней атома (молекулы) вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм света в оптически однородной изотропной среде, помещенной в электрическое поле [16, 17] (рис. 4).

Этот Т-нечетный эффект является кинематическим аналогом хорошо известного Т-четного эффекта Фарадея, т. е. явления вращения плоскости поляризации фотонов в среде, помещенной в магнитное поле, благодаря механизму Ван-Флека. Подобно Р-нечетному Т-четному эффекту вращения плоскости поляризации света, за который ответственна внутренняя спиновая спираль атома [15], Т-нечетный эффект вращения вызван намагничиванием атома, возникающим при воздействии внешнего электрического поля (см. разд. 3). Более того, согласно [16] и разд. 3, Т-неинвариантное намагничивание атома, возникающее при воз-

действии на атом (молекулу) внешнего статического электрического поля, индуцирует появление магнитного поля \vec{H}_{ind} . Энергия взаимодействия магнитного момента атома $\vec{\mu}_a$ с этим полем $W = -\vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$. Поэтому полное расщепление атомных уровней определяется энергией $W(T) = -\vec{d}_a \cdot \vec{E} - \vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$. И следовательно, вращение плоскости поляризации (двулучепреломление), связанное с расщеплением энергетических уровней, вызвано не только взаимодействием \vec{d}_a с электрическим полем, но и взаимодействием $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$ с $\vec{\mu}_a$. Легко увидеть, что даже при $\vec{d}_a = 0$ энергия расщепления отлична от нуля и существует Т-нечетное вращение плоскости поляризации и Т-нечетное двулучепреломление.

Т-нечетное вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм появляются также при прохождении фотонов через нецентросимметричную дифракционную решетку [12].

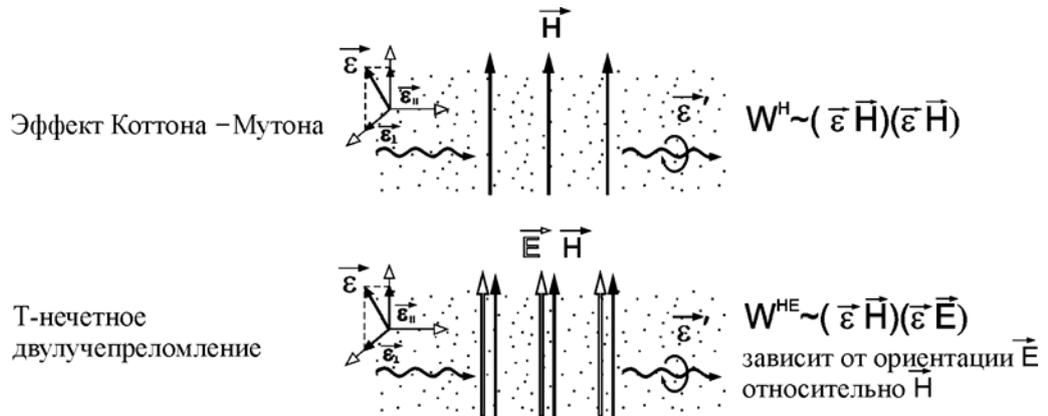


Рис. 3. Эффект Коттона – Мутона и Т-нечетное двулучепреломление

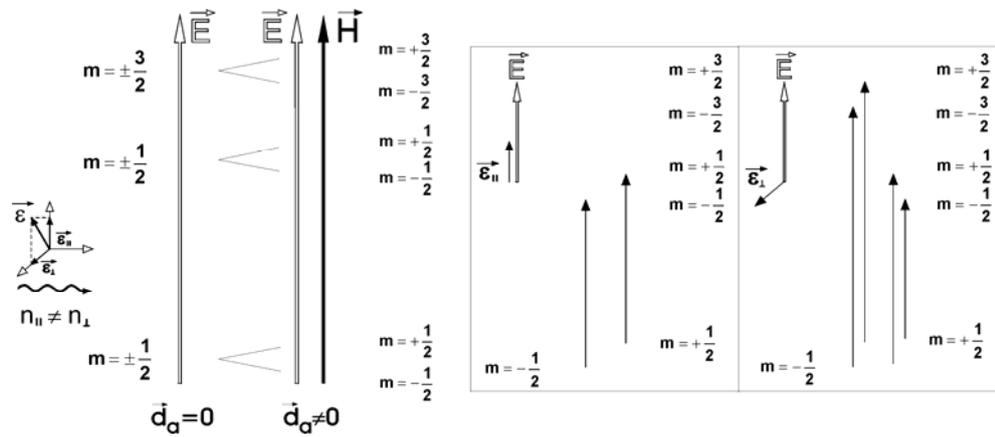


Рис. 4. Расщепление уровней

1. Тензор диэлектрической проницаемости среды в присутствии Т-неинвариантных взаимодействий

Пусть электромагнитная волна распространяется в однородной изотропной среде, помещенной в постоянное электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля. Тензор диэлектрической проницаемости среды ε_{ik} является некой функцией этих полей:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где ω – частота, а \vec{k} – волновой вектор фотона.

Тензор ε_{ik} может быть представлен в виде суммы

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}) + \varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ – тензор диэлектрической проницаемости среды в отсутствие Р- и Т-нечетных взаимодействий, а $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ – слагаемое, обусловленное Т-, Р-нечетными взаимодействиями.

Разложим ε_{ik} на неприводимые представления:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_0 \delta_{ik} + \varepsilon_{ik}^s + \varepsilon_{ik}^a, \quad (1)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера, индексы $i, k = 1, 2, 3$ соответствуют (x, y, z) ;

$\varepsilon_0 = \frac{1}{3} \sum_i \varepsilon_{ii}$ – скаляр; $\varepsilon_{ik}^s = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ik} + \varepsilon_{ki}) - \varepsilon_0 \delta_{ik}$ – симметричный тензор второго

ранга (с равным нулю следом); $\varepsilon_{ik}^a = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ik} - \varepsilon_{ki})$ – антисимметричный тензор второго ранга.

Любой антисимметричный тензор второго ранга может быть представлен в виде (см., например, работу [13])

$$\varepsilon_{ik}^a = i e_{ikl} g_l,$$

где \vec{g} – аксиальный вектор, дуальный антисимметричному тензору ε_{ik}^a , e_{ikl} – полностью антисимметричный единичный тензор третьего ранга.

Тензоры $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ и $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ тоже могут быть представлены в виде (1).

Тензор $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ описывает оптическую анизотропию среды во внешних полях для Р-, Т-четного мира. В частности, симметричная часть $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ ответственна за эффекты двулучепреломления, обусловленные внешними полями \vec{E} и \vec{H} (т.е. эффекты Керра и Коттона – Мутона), а антисимметричная часть описывает эффекты Фарадея и Макалузо – Корбино.

Рассмотрим $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$. Слабые взаимодействия слабее электромагнитных, поэтому в разложении ε_{ik}^{odd} по константе слабого взаимодействия

нужно учитывать только линейные члены. В результате ε_{ik}^{odd} линейно зависит от P-, T-нечетных скалярных и тензорных линейных комбинаций векторов \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} :

$$\varepsilon_{ik}^{odd} = \varepsilon_0^{odd} \delta_{ik} + \varepsilon_{ik}^{(s)odd} + i e_{ikl} g_l^{odd} = \left[\chi_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \chi_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \chi_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \chi_t^T \left[\frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + i \chi_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHi} + i \chi_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i \chi_E^T e_{ikl} n_{El}, \quad (2)$$

где $\vec{n}_\gamma = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$, $\vec{n}_E = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}$, $\vec{n}_H = \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|}$ и $\vec{n}_{EH} = \frac{[\vec{E} \times \vec{H}]}{|\vec{E} \times \vec{H}|}$ – единичные векторы, повто-

ряющиеся индексы означают суммирование. Член, содержащий δ_{ik} , описывает вклад P-, T-нечетных взаимодействий в скалярную часть диэлектрической поляризуемости, при этом χ_{sEH}^T определяет вклад T-, P-нечетных взаимодействий, χ_{sE}^T описывает T-нечетные P-четные взаимодействия (этот вклад впервые рассмотрен в работе [27]), а χ_{sH}^P – P-нечетные T-четные. Второй член в выражении (2), который пропорционален χ_t^T , отвечает за T-, P-нечетный эффект двулучепреломления, предсказанный в [13]. Члены, пропорциональные тензору e_{ikl} , описывают вращение плоскости поляризации света вокруг \vec{n}_{EH} (P-нечетное T-четное), вокруг направления электрического поля \vec{n}_E (P-, T-нечетное) и вокруг \vec{n}_γ (P-нечетное T-четное). Последнее – это хорошо известное и активно изучаемое явление вращения плоскости поляризации и дихроизма, обусловленное P-нечетными T-четными взаимодействиями [15, 23, 24]. Если спины атомов (молекул) определенным образом ориентированы, то появляется дополнительный вклад в ε_{ik}^{odd} [11].

В дальнейшем будем предполагать, что диэлектрическая проницаемость среды мало отлична от единицы ($\varepsilon_{ik} - \delta_{ik} \ll 1$, δ_{ik} – символ Кронекера). В этом случае тензор ε_{ik} связан с амплитудой упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) среды [10–12] простым соотношением:

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + \chi_{ik} = \delta_{ik} + \frac{4\pi\rho}{k^2} f_{ik}(0),$$

где χ_{ik} – тензор поляризуемости среды; ρ – число атомов (молекул) в см^3 ; k – волновое число фотона; $f_{ik}(0)$ – тензорная часть амплитуды упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на угол 0. Индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют координатам x, y, z , повторяющиеся индексы подразумевают суммирование.

Так же как и ε_{ik} , тензор $f_{ik}(0)$ можно разложить на неприводимые части:

$$\begin{aligned}
f_{ik}(0) &= f_{ik}^{even} + f_{ik}^{odd} = f_{ik}^{even} + \frac{\omega^2}{c^2} \alpha_{ik}^{odd} = f_{ik}^{even} + \\
&+ \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left[\beta_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \beta_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \right. \\
&+ \left. \beta_t^T \left[\frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + i \beta_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHl} + i \beta_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i \beta_E^T e_{ikl} n_{El} \right\}, \quad (3)
\end{aligned}$$

где α_{ik}^{odd} – тензор динамической поляризуемости атома (молекулы), а величины β – динамические поляризуемости атома (молекулы).

Амплитуда упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на нулевой угол

$$f(0) = f_{ik}(0) e_i^* e_k.$$

Здесь \vec{e} и \vec{e}' – векторы поляризации начального и рассеянного фотонов. Единичные векторы, описывающие циркулярную поляризацию фотонов:

$\vec{e}_+ = -\frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ – для правополяризованного фотона и $\vec{e}_- = \frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ – для фотона с левой циркулярной поляризацией, где $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$, $\vec{e}_2 = [\vec{n}_\gamma \times \vec{e}_1]$ – единичные векторы поляризации линейно поляризованных фотонов, $[\vec{e}_1 \times \vec{e}_2] = \vec{n}_\gamma$, $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$, $\vec{e}_2 = -\frac{\vec{e}_+ + \vec{e}_-}{i\sqrt{2}}$.

Показатель преломления определяется как

$$\hat{N} = N_{ik} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{ik}.$$

Предположим, что $\vec{H} = 0$ и электромагнитная волна распространяется в газе вдоль направления \vec{E} . Показатели преломления для фотонов с правой (N_+) и левой (N_-) циркулярной поляризацией можно записать следующим образом:

$$N_{\pm} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{\pm}(0) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \left\{ f^{ev}(0) + \frac{\omega^2}{c^2} \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) \mp \frac{\omega^2}{c^2} \left[\beta_s^P + \beta_E^T (\vec{n}_E \vec{n}_\gamma) \right] \right\}. \quad (4)$$

где $f_+(0)(f_-(0))$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол ноль фотона с правой (левой) циркулярной поляризацией на атоме (молекуле).

Пусть линейно поляризованные фотоны $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$ падают на газовую мишень. Вектор поляризации фотона в газе \vec{e}_1' можно записать в виде

$$\vec{e}'_1 = -\frac{\vec{e}_+}{\sqrt{2}} e^{ikN_+L} + \frac{\vec{e}_-}{\sqrt{2}} e^{ikN_-L} = e^{ik(N_++N_-)L} \left\{ \vec{e}_1 \cos \frac{1}{2} k(N_+ - N_-)L - \vec{e}_2 \sin \frac{1}{2} k(N_+ - N_-)L \right\}. \quad (5)$$

где L – длина распространения фотона в среде.

Легко увидеть, что плоскость поляризации фотона в газе вращается. Угол поворота \mathcal{G} :

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2} k \operatorname{Re}(N_+ - N_-)L = \frac{\pi\rho}{k} \operatorname{Re}[f_+(0) - f_-(0)] \quad L = -\frac{2\pi\rho\omega}{c} [\beta_s^P + \beta_E^T(\vec{n}_E\vec{n}_\gamma)] L, \quad (6)$$

где $\operatorname{Re} N_\pm$ – реальная часть N_\pm . Следует заметить, что $\mathcal{G} > 0$ соответствует правому повороту плоскости поляризации, а $\mathcal{G} < 0$ – левому, где правое (положительное) вращение воспринимается наблюдателем как вращение по часовой стрелке.

В соответствии с (6) Т-нечетное взаимодействие приводит к повороту плоскости поляризации вокруг направления электрического поля \vec{E} . Угол поворота пропорционален поляризуемости β_E^T и произведению $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$. Наряду с Т-нечетным явлением существует Т-четный Р-нечетный поворот плоскости поляризации, определяемый поляризуемостью β_s^P и не зависящий от $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$. Зависимость Т-нечетного вращения от направления электрического поля \vec{E} относительно \vec{n}_γ позволяет экспериментально различить Т-нечетное и Т-четное Р-нечетное явления. Показатель преломления $N_+(N_-)$ имеет действительную, и мнимую части. Мнимая часть показателя преломления $\operatorname{Im} N_\pm \sim \operatorname{Im} \beta_E^T(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$ ответственна за Т-нечетный циркулярный дихроизм. Благодаря этому процессу линейно поляризованный фотон приобретает циркулярную поляризацию, причем знак циркулярной поляризации зависит от знака скалярного произведения $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$, что позволяет отличить Т-нечетный циркулярный дихроизм от Т-четного Р-нечетного. Последний пропорционален $\operatorname{Im} \beta_s^P$.

Рассмотрим теперь простые соображения, позволяющие понять происхождение эффекта поворота плоскости поляризации в электрическом поле [18]. Пусть атом с одним валентным электроном, находящийся в основном состоянии $S_{1/2}$, помещен в электрическое поле. Р- и Т-нечетные взаимодействия и взаимодействие с электрическим полем приводят к примешиванию состояний с противоположной четностью к основному состоянию. Рассматривая только смешивание с ближайшим $nP_{1/2}$ -состоянием, атомную волновую функцию $|\tilde{s}_{1/2}\rangle$ можно записать в виде

$$|\tilde{s}_{1/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (R_0(r) - R_1(r)(\vec{\sigma}\vec{n})\eta - R_1(r)(\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{\sigma}\vec{E})\delta) |\chi_{1/2}\rangle, \quad (7)$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули; $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$ – единичный вектор в направлении \vec{r} ; R_0 и R_1 – радиальные части волновых функций $nS_{1/2}$ и $nP_{1/2}$ соответственно; $|\chi_{1/2}\rangle$ – спи-

новая часть волновой функции; η – коэффициент смешивания состояний $S_{1/2}$ $P_{1/2}$, обусловленный P-, T-нечетным взаимодействием; δ – коэффициент смешивания, обусловленный наличием электрического поля.

Рассмотрим ориентацию спина электрона в атоме. Для того чтобы найти пространственное распределение спина электрона в атоме, нужно усреднить оператор спина по спиновой части волновой функции атома. В T-нечетный поворот плоскости поляризации света дают вклад только члены, содержащие одновременно и δ и η . Пространственное распределение спина, обусловленное этими членами, имеет вид

$$\Delta \vec{s}(\vec{r}) = \frac{\eta \delta}{8\pi} R_I^2 \langle \chi_{1/2} | (\vec{\sigma} \vec{\sigma}(\vec{\sigma} \vec{E}) + (\vec{\sigma} \vec{E})(\vec{\sigma} \vec{\sigma})) | \chi_{1/2} \rangle = \frac{\eta \delta R_I^2}{8\pi} (4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E}). \quad (8)$$

Векторное поле $(4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E})$ показано на рис. 5.

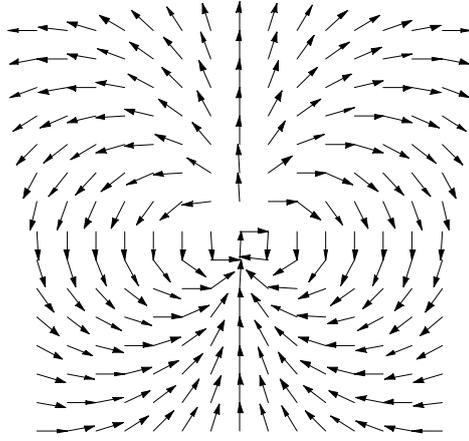


Рис. 5. Векторное поле $(4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E})$. Векторы на рисунке показывают направление спина атома в состоянии $S_{1/2}$ с примесью состояния $P_{1/2}$, обусловленного P-, T-нечетными взаимодействиями и внешним электрическим полем

Поскольку $\Delta \vec{s}(\vec{r})$ не зависит от начального направления спина атома, такая спиновая структура имеется и в неполяризованном атоме. Важная особенность такого распределения состоит в том, что вектор спина, усредненный по пространственным переменным, отличен от нуля и направлен вдоль электрического поля \vec{E} , т. е. атом оказывается намагниченным под действием электрического поля. Фотоны с угловым моментом, параллельным и антипараллельным направлению такого намагничивания, по-разному взаимодействуют с атомом, что и вызывает вращение плоскости поляризации света.

2. Т-, Р-нечетные поляризуемости атомов (молекул)

Чтобы оценить величину эффекта, нужно найти Т-нечетный тензор поляризуемости α_{ik}^{odd} и Т-нечетные поляризуемости атома (молекулы) или, что то же самое (см. формулы (3), (6)) Т-нечетную часть амплитуды $f(0)$ упругого когерентного рассеяния фотона на атоме (молекуле). В соответствии с квантовой электродинамикой упругое когерентное рассеяние на угол ноль может рассматриваться как последовательность двух процессов: 1) поглощение начального фотона с моментом \vec{k} и переход атома (молекулы) из начального состояния $|N_0\rangle$ с энергией E_{N_0} в промежуточное состояние $|F\rangle$ с энергией E_F ; 2) переход атома (молекулы) из промежуточного состояния $|F\rangle$ в конечное состояние $|F'\rangle = |N_0\rangle$ и испускание фотона с моментом $\vec{k}' = \vec{k}$.

Пусть H_A – гамильтониан атома (молекулы), учитывающий слабое взаимодействие между электронами и ядрами и электромагнитное взаимодействие атома (молекулы) с внешними электрическим \vec{E} и магнитным \vec{H} полями. Он определяет систему собственных функций $|F\rangle$ и собственных значений $E_F = E_F(\vec{E}, \vec{H})$:

$$H_A|F\rangle = E_F|F\rangle, \quad (9)$$

F – набор квантовых чисел, описывающих состояние $|F\rangle$.

Согласно [17], Т-нечетные эффекты в газе, помещенном во внешние электрическое и магнитное поля, проявляются даже в электрическом дипольном приближении, в отличие от Р-нечетного Т-четного вращения плоскости поляризации. Поляризуемость, описывающая последнее явление, пропорциональна произведению матричных элементов электрического дипольного и магнитного дипольного переходов.

Матричный элемент процесса, определяющего амплитуду рассеяния вперед в дипольном приближении, получен в [20]

$$M_{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e}^* | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e} | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e} | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e}^* | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}, \quad (10)$$

где \vec{d} – оператор электрического дипольного момента; ω – частота фотона; $|N_0\rangle$ – волновая функция начального состояния атома (молекулы) с энергией E_{N_0} ; $|F\rangle$ – волновая функция промежуточного состояния с энергией E_F .

Для газов энергия атома E_F складывается из внутренней энергии атома, его кинетической энергии и энергии взаимодействия атома с внешними полями. Очень важно отметить, что кроме взаимодействия с внешними полями \vec{E} и \vec{H} атом испытывает воздействие, вызванное когерентным рассеянием атома на других атомах газа. Потенциальная энергия такого взаимодействия [10, 11, 28]:

$$U_F = -\frac{4\pi\hbar^2}{M_A} \rho f_F(\vec{k}, \vec{k}),$$

где ρ – плотность атомов газа; M_A – масса атома; $f_F(\vec{k}, \vec{k})$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед атома в состоянии $|F\rangle$ атомом газа (если атомы одинаковы, то нужно учитывать также влияние обменных эффектов при рассеянии). Энергия U_F зависит от состояния атома $|F\rangle$ и ориентации полного момента атома в этом состоянии. Исключительно важно учитывать U_F при подробных расчетах, потому что она может давать вклад в обсуждаемые явления.

Движение атомов газа приводит к доплеровскому уширению уровней, и для получения окончательного выражения, нужно усреднить (6) по распределению импульсов атомов в газе. Мы не будем явно рассматривать здесь эту стандартную процедуру [15].

Следует напомнить также, что возбужденные уровни атома (молекулы) квазистационарны: $E_F = E_F^{(0)} - \frac{i}{2}\Gamma_F$, $E_F^{(0)}$ – энергия атомного уровня, Γ_F – ширина уровня. Матричный элемент (10) можно записать как

$$M_{N_0} = \alpha_{ik}^{N_0} e_i^* e_k, \quad (11)$$

где $\alpha_{ik}^{N_0}$ – тензор динамической поляризуемости атома (молекулы):

$$\alpha_{ik}^{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}. \quad (12)$$

В общем случае атомы распределены по уровням основного состояния N_0 с вероятностью $P(N_0)$. Поэтому $\alpha_{ik}^{N_0}$ должен быть усреднен по всем состояниям N_0 . В результате поляризуемость можно записать в виде

$$\alpha_{ik} = \sum_{N_0} P(N_0) \alpha_{ik}^{N_0}. \quad (13)$$

Тензор α_{ik} может быть разложен на неприводимые части:

$$\alpha_{ik} = \alpha_0 \delta_{ik} + \alpha_{ik}^s + \alpha_{ik}^a, \quad (14)$$

где $\alpha_0 = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii}$ – скаляр; $\alpha_{ik}^s = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} + \alpha_{ki}) - \alpha_0 \delta_{ik}$ – симметричный тензор второго ранга; $\alpha_{ik}^a = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} - \alpha_{ki})$ – антисимметричный тензор второго ранга.

$$\alpha_0 = \frac{2}{3} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_{iF} \frac{\omega_{N_0} \langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)}, \quad (15)$$

$$\alpha_{ik}^s = \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \omega_{N_0} \frac{[\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle]}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)} - \alpha_0 \delta_{ik},$$

$$\alpha_{ik}^a = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}, \quad (16)$$

где $\omega_{FN_0} = \frac{E_F - E_{N_0}}{\hbar}$.

Пусть атомы (молекулы) не поляризованы. Антисимметричная часть поляризуемости (15) равна нулю в отсутствие Т-, Р-нечетных взаимодействий и внешнего магнитного поля. Следует напомнить, что для Р-нечетных Т-четных взаимодействий антисимметричная часть поляризуемости отлична от нуля только для магнитных и электрических дипольных переходов [15].

Как уже было показано, скалярная, симметричная и антисимметричная части ε_{ik} (а значит, и α_{ik}) описывают новые Т-нечетные явления. К примеру, явление Т-нечетного вращения плоскости поляризации в электрическом поле описывается антисимметричной частью α_{ik}^a тензора динамической поляризуемости атома (молекулы), связанной с поляризуемостью β_E^T .

Выражение для β_E^T было получено в [13] и имеет вид

$$\beta_E^T = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_- | F \rangle \langle F | d_+ | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_+ | F \rangle \langle F | d_- | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}. \quad (17)$$

Для дальнейшего анализа необходимы более подробные выражения для волновой функции атома (молекулы). Постоянная слабого взаимодействия очень мала, поэтому можно применить теорию возмущений. Пусть $|f, \vec{E}\rangle$ – волновая функция атома (молекулы), взаимодействующего с электрическим полем \vec{E} в отсутствие слабых взаимодействий. Включим слабые взаимодействия $V_W \neq 0$. В соответствии с теорией возмущений [20] волновая функция $|F\rangle$ в этом случае может быть записана в виде

$$|F\rangle = |f, \vec{E}\rangle + \sum_n \frac{\langle n, \vec{E} | V_W | f, \vec{E} \rangle}{E_f - E_n} |n, \vec{E}\rangle. \quad (18)$$

Следует отметить, что V_W входит и в числитель, и в знаменатель (17). Пусть V_W мало, тогда полная поляризуемость β_E^T может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$\beta_E^T = \beta_{mix}^T + \beta_{split}^T, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned}
\beta_{mix}^T &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_f \frac{1}{\omega_{fn_0}^2 - \omega^2} \sum_l \quad (20) \\
&\left\{ \frac{2\text{Re} \left[\left\langle n_0 \vec{E} | d_- | f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} | d_+ | l \vec{E} \right\rangle - \left\langle n_0 \vec{E} | d_+ | f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} | d_- | l \vec{E} \right\rangle \right] \left\langle n_0 \vec{E} | d_- | f \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} | V_w | n_0 \vec{E} \right\rangle}{E_{n_0} - E_l} + \right. \\
&+ \left. \frac{2\text{Re} \left[\left\langle n_0 \vec{E} | d_- | l \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} | V_w | f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} | d_+ | n_0 \vec{E} \right\rangle - \left\langle n_0 \vec{E} | d_+ | l \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} | V_w | f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} | d_- | n_0 \vec{E} \right\rangle \right]}{E_f - E_l} \right\}; \\
\beta_{split}^T &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\} = \\
&= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)(\omega_{FN_0} + \omega)} \right\} = \\
&= \frac{1}{2\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)} \right\}; \quad (21) \\
\omega_{FN_0} &= \frac{E_F(\vec{E}) - E_{N_0}(\vec{E})}{\hbar}.
\end{aligned}$$

Нужно напомнить, что, согласно всему сказанному выше (см. также разд. 3), энергетические уровни E_F и E_{N_0} содержат сдвиг, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента уровня с электрическим полем \vec{E} и магнитного момента уровня с Т-нечетным индуцированным магнитным полем $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$.

Следует отметить, что радиальные части атомной волновой функции действительны [20, 21], поэтому матричные элементы операторов d_{\pm} тоже действительны. В результате Р-нечетная Т-четная часть взаимодействия V_w не дает вклада в β_{mix}^T , так как Р-нечетные Т-четные матричные элементы V_w мнимы [15]. В то же время Т- и Р-нечетные матричные элементы V_w действительны [15], поэтому поляризуемость $\beta_{mix}^T \neq 0$.

В отсутствие электрического поля $\vec{E} = 0$ поляризуемость $\beta_E^T = 0$, и поэтому вращение плоскости поляризации отсутствует. Действительно, электрическое поле \vec{E} смешивает атомные уровни с противоположной четностью: атомные уровни имеют определенную четность при $\vec{E} = 0$, а операторы d_{\pm} и V_w изменяют четность состояний атома. В результате четность конечного состояния

$|N'_0\rangle = d_- d_+ V_W |N_0\rangle$ оказывается противоположной четности начального состояния $|N_0\rangle$. Но в выражении для β_E^T начальное и конечное состояния одинаковы, поэтому β_E^T не может быть отличным от нуля при $\vec{E} = 0$. Следует еще раз подчеркнуть, что поляризуемость β_E^T отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю. Взаимодействие ЭДМ электрона с электрическим полем – только часть вклада в полную поляризуемость атома (молекулы). Обсуждаемый здесь новый эффект вызван штарковским смешиванием уровней атома (молекулы) и слабым Т- и Р-нечетным взаимодействием электронов с ядрами (и друг с другом). Итак, согласно (19), полный угол Т-нечетного поворота плоскости поляризации включает два слагаемых $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{mix} + \mathcal{G}_{split}$, где $\mathcal{G}_{mix} \sim \beta_{mix}^T$ обусловлен штарковским смешиванием уровней, а $\mathcal{G}_{split} \sim \beta_{split}^T$ вызван расщеплением уровней атома в электрическом поле \vec{E} и магнитном поле $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$. Вклады, даваемые β_{mix}^T и β_{split}^T , можно различить, изучая частотную зависимость $\mathcal{G} = \mathcal{G}(\omega)$. Согласно (20) и (21), вдали от резонанса $\mathcal{G}_{mix} \sim \frac{1}{\omega_{f_0} - \omega}$, тогда как $\mathcal{G}_{split} \sim \frac{1}{(\omega_{f_0} - \omega)^2}$. Следовательно, \mathcal{G}_{split} с ростом частоты убывает и выходит из резонанса быстрее, чем \mathcal{G}_{mix} .

Оценим величину Т-нечетного поворота плоскости поляризации, обусловленного β_{mix}^T . В соответствии с анализом [10–12], основанным на расчете вели-

чины Т- и Р-нечетных взаимодействий [15], отношение $\frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_W^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$, где

V_W^T – Т- и Р-нечетный матричный элемент, а V_W^P – Т-четный и Р-нечетный матричный элемент.

Р-нечетная Т-четная поляризуемость β_s^P пропорциональна электрическому дипольному матричному элементу, магнитному дипольному матричному элементу и V_W^P : $\beta_s^P \sim \langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle$ [15]. В то же время $\beta_{mix}^T \sim \langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle$. В результате

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (22)$$

Рассмотрим Т-нечетное вращение плоскости поляризации в электрическом поле \vec{E} для перехода $n_0 \rightarrow f$ между уровнями n_0 и f , которые имеют одинаковую четность при $\vec{E} = 0$. Матричный элемент $\langle n_0, \vec{E} | d_{\pm} | f, \vec{E} \rangle$ отличен от нуля только при $\vec{E} \neq 0$. Пусть энергия взаимодействия атома с электрическим полем

$V_E = \bar{d}\bar{E}$ много меньше расстояния Δ между энергетическими уровнями, смешиваемыми полем \bar{E} . В этом случае можно применить теорию возмущений для волновой функции $|f, \bar{E}\rangle$:

$$|f, \bar{E}\rangle = |f\rangle + \sum_m \frac{\langle m | -d_z E | f \rangle}{E_f - E_m} |m\rangle, \quad (23)$$

где $z \parallel \bar{E}$.

В результате матричный элемент $\langle n_0, \bar{E} | d_{\pm} | f, \bar{E} \rangle$ можно записать как

$$\langle n_0, \bar{E} | d_{\pm} | f, \bar{E} \rangle = - \left\{ \sum_m \frac{\langle n_0 | d_{\pm} | m \rangle \langle m | d_z | f \rangle}{E_f - E_m} + \sum_p \frac{\langle n_0 | d_z | p \rangle \langle p | d_{\pm} | f \rangle}{E_{n_0} - E_p} \right\} E. \quad (24)$$

Видно, что в этом случае матричный элемент $\langle d(\bar{E}) \rangle \sim \frac{\langle d \rangle E}{\Delta}$, остальные матричные элементы в (20) можно оценить при $\bar{E} = 0$, что позволяет получить для β_{mix}^T оценку:

$$\beta_{mix}^T \sim \langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle. \quad (25)$$

Отсюда выражение (22) можно записать следующим образом:

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (26)$$

Учитывая то, что матричный элемент $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$ [20, 21], где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, равенство (26) можно записать в виде

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_W^P \rangle}. \quad (27)$$

Для случая $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 1$ соотношение (27) дает

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-1} \div 10^{-2}. \quad (28)$$

Это условие может быть реализовано для возбужденных состояний атомов и двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF), имеющих пару почти вырожденных состояний противоположной четности. Легко заметить, что отношение $\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P}$ на

два порядка больше, чем простая оценка $\frac{\langle V_w^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$, благодаря тому, что

β_{mix}^T определяется только электрическими дипольными переходами, тогда как β_s^P определяется электрическими и магнитными дипольными переходами одновременно.

Пусть теперь пучок фотонов падает ортогонально направлению электрического поля \vec{E} . Как было показано ранее, при этом возникает Т-нечетный вклад в эффект двулучепреломления, зависящий от \vec{d}_a и $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$, который определяется только симметричной частью динамической поляризуемости атома (молекулы) α_{ik} (14). Наблюдать Т-нечетное двулучепреломление наиболее удобно исследуя атом, помещенный и в электрическое, и в магнитное поле. В этом случае величина эффекта пропорциональна $(\vec{E}\vec{H})$ и можно выделить Т-нечетный эффект на фоне Т-четных, изменяя направление \vec{E} по отношению к \vec{H} . Т-нечетное двулучепреломление также определяется двумя вкладками: расщеплением уровней и смешиванием уровней основного и возбужденных состояний во внешних полях.

Интересно отметить, что при прохождении фотонов через дифракционную решетку, элементарная ячейка которой не обладает центральной симметрией, Т-неинвариантный эффект вращения плоскости поляризации появляется даже в отсутствие электрического поля (подробную теорию см. [10–12, 22]).

3. Возможность наблюдения Т-нечетных эффектов в экспериментах с атомами и молекулами

Рассмотрим теперь возможность экспериментального обнаружения обсуждаемых Т-нечетных эффектов. В соответствии с (6) можно оценить величину угла Т-нечетного поворота плоскости поляризации в электрическом поле:

$$g_{mix}^T \sim \frac{2\pi\rho\omega}{c} \beta_{mix}^T L \sim \frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} g^P \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \frac{\langle V_w^T \rangle}{\langle V_w^P \rangle} g^P. \quad (29)$$

Согласно экспериментальным данным [23, 24], которые хорошо согласуются с расчетами [15], типичное значение g^P для длины L , составляющей несколько длин поглощения (L_a) фотона в газе, $g^P \sim 10^{-6}$ рад.

Для электрического поля $E \sim 10^4$ В·см⁻¹ можно оценить параметр $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-5}$ для Cs и Tl, а также $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-4}$ для Yb и свинца. Поэтому легко получить $g_{mix}^T \sim 10^{-13}$ рад для Cs и Tl, а также $g_{mix}^T \sim 10^{-12}$ рад для Yb и свинца. Для двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF) угол g_{mix}^T может быть еще больше, потому что у них есть пара вырожденных состояний противоположной четности.

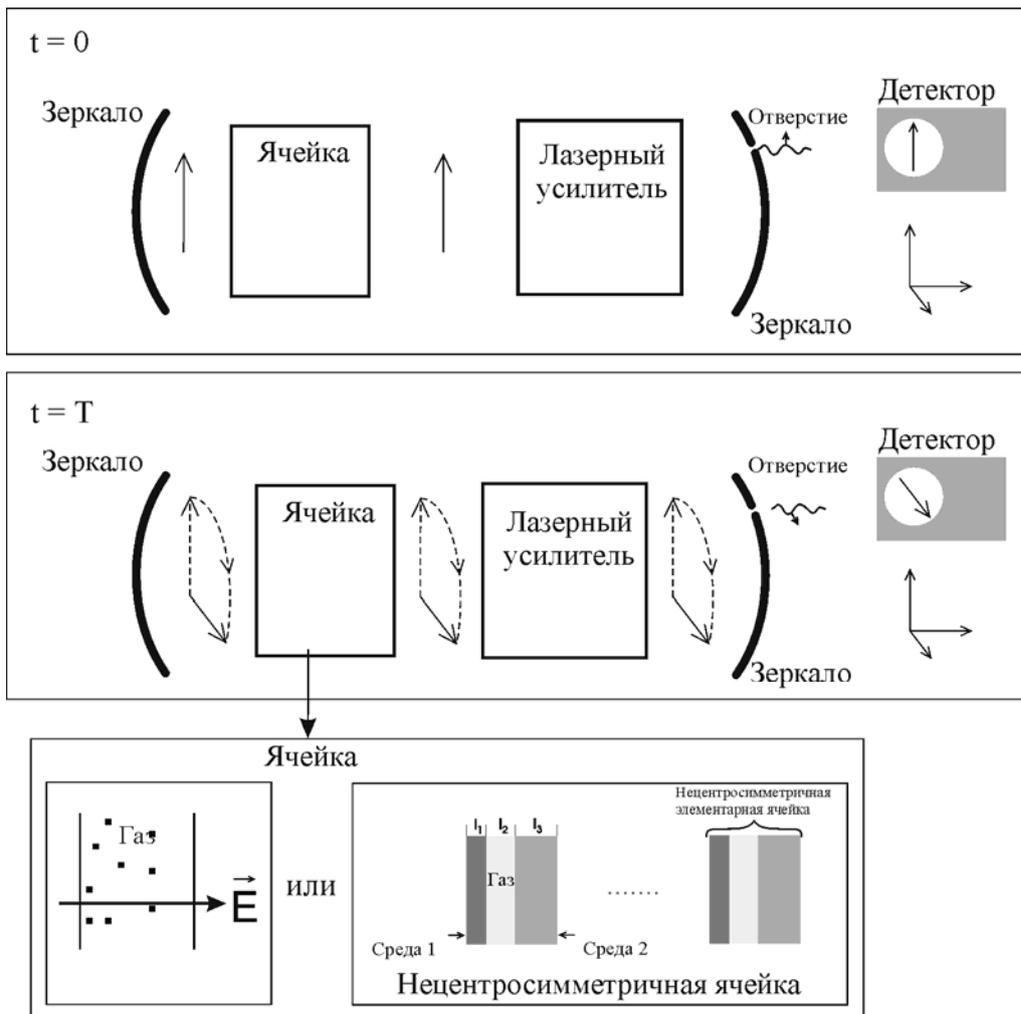


Рис. 6. Вращение плоскости поляризации в среде, помещенной в резонатор

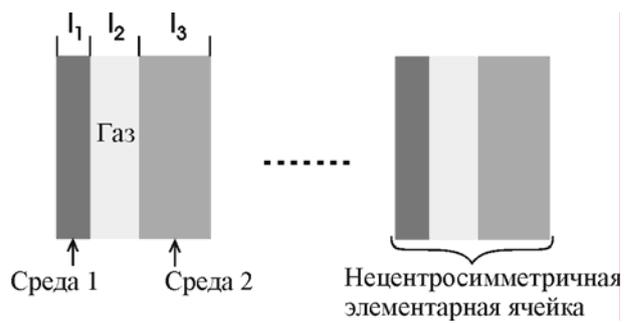


Рис. 7. Нецентросимметричная ячейка поля

Следует отметить, что современная классическая техника позволяет изменять углы поворота плоскости поляризации до $4,3 \cdot 10^{-11}$ рад [25].

Увеличить угол поворота ϑ^T можно, увеличив длину пути фотона в среде L (см. (6)), например, поместив среду (газ в электрическом поле или нецентросимметричную дифракционную решетку) в резонатор или внутри лазерного гироскопа (рис. 6).

Это возможно благодаря тому факту, что, в отличие от Р-нечетного вращения, Т-нечетное вращение плоскости поляризации фотона в электрическом поле (и в дифракционной решетке) накапливается при движении фотона как в прямом, так и в обратном направлении. Использование резонатора дает большое преимущество: даже несколько нецентросимметричных элементарных ячеек (см. рис. 7), помещенных в резонатор, могут обеспечить эффект, эквивалентный обеспечиваемому длинной дифракционной решеткой (рис. 8, 9).

На первый взгляд, переотражение волны в резонаторе (или многократное прохождение в кольцевом резонаторе лазерного гироскопа) не может обеспечить существенного увеличения длины пути фотона L по сравнению с длиной поглощения L_a из-за поглощения фотонов в среде. Эту трудность можно преодолеть, когда часть резонатора заполнена усиливающей средой. В результате электромагнитная волна, поглощаемая исследуемым газом, когерентно усиливается в усилителе и затем опять отражается в газ. При идеальных условиях световой импульс может существовать в таком резонаторе-усилителе неограниченно долго.

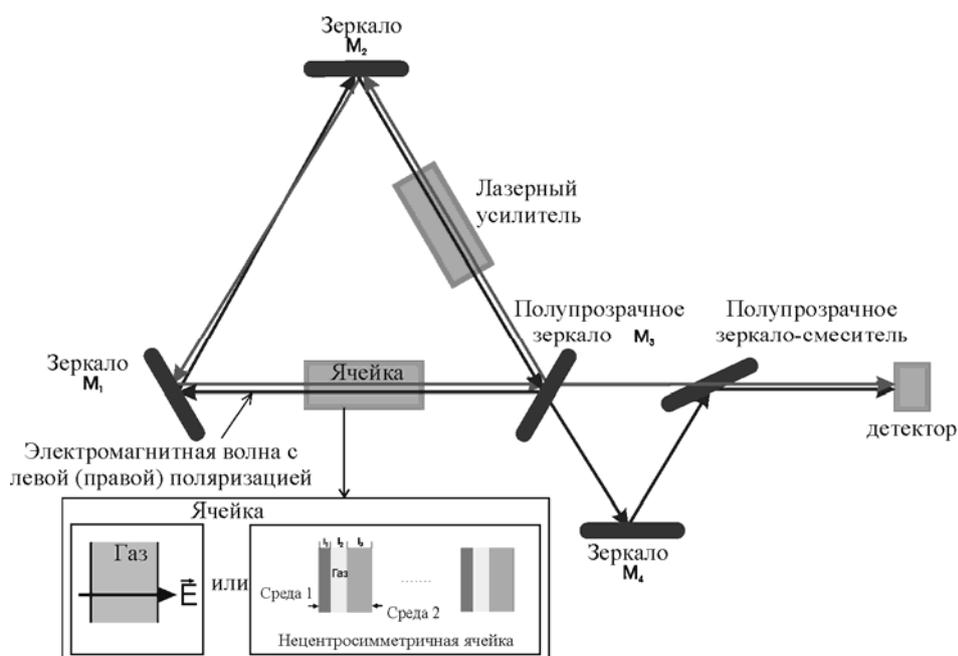


Рис. 8. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать Т-нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе

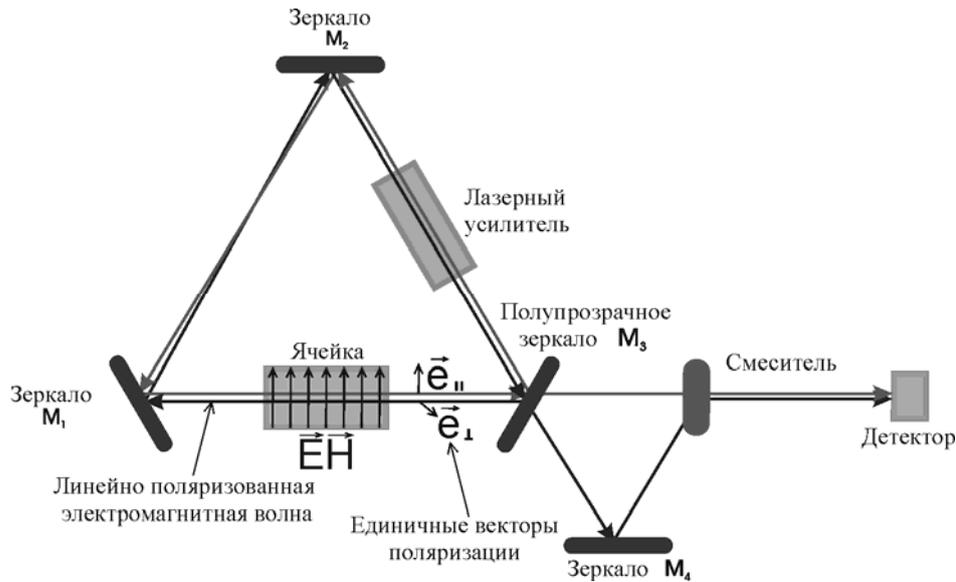


Рис. 9. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать Т-нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе, содержащем газ, помещенный в электрическое и магнитное поля

Возникает своеобразная «фотонная ловушка», в которой плоскость поляризации волны вращается вокруг направления \vec{E} (в случае эффекта двойного лучепреломления линейная поляризация переходит в круговую и наоборот). Разность фаз между волнами с правой (левой) поляризацией, движущимися в противоположных направлениях в лазерном гироскопе, или, в случае эффекта двулучепреломления, разность фаз между волнами, имеющими ортогональные плоскости поляризации, возрастает со временем. Если мы изучаем явление вращения плоскости поляризации, то угол поворота $\mathcal{G}_i^T = \Omega^T \cdot t$, где Ω^T – частота вращения плоскости поляризации вокруг направления электрического поля \vec{E} , t – время нахождения фотона в «ловушке». Частоту Ω^T легко найти из (6): $\Omega^T = \frac{\mathcal{G}^T}{L} c = 2\pi\rho\omega\beta_E^T$. Из оценок \mathcal{G}^T видно, что для $\mathcal{G}^T \sim 10^{-12}$ рад (свинец, Yb) частота $\Omega^T = \frac{\mathcal{G}^T}{L_a} c \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, $\mathcal{G}_i^T \sim 10^{-4} t$ и за время порядка трех часов можно получить $\mathcal{G}_i^T \sim 1$ рад. Аналогичные оценки для атомов Cs и Tl ($\mathcal{G}^T \sim 10^{-13}$ рад) позволяют ожидать за то же время угла поворота $\mathcal{G}_i^T \sim 10^{-1}$ рад. Время t ограничено, в частности, спонтанным излучением фотонов в усилителе, что постепенно приводит к деполяризации фотонного газа в резонаторе. Разумеется, описанный метод идеален, но он может быть применен для увеличения чувствительности эксперимента. Достигнутая в измерениях набег фазы чувствительность позволяет наблюдать эффект и в лазерном гироскопе. Лазерные ин-

терферометры, используемые как детекторы гравитационных волн, также могут обеспечить необходимую чувствительность.

Полагая необходимым измерить угол поворота $\sim 10^{-6}$ рад в «фотонной ловушке» и принимая во внимание, что существующая техника позволяет измерять значительно меньшие углы, можно ожидать, что удастся увидеть эффект даже на уровне $\frac{V_T}{V_P} \sim 10^{-9} \div 10^{-10}$, т. е. если современные теории дают правильные оценки V_T , эффект заведомо будет обнаружен (напомню, что, согласно теоретическим оценкам, $\frac{V_T}{V_P} \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$).

Все сделанные выше оценки для явления вращения плоскости поляризации могут быть полностью отнесены и к эффекту двулучепреломления, который описывается симметричной частью Т-нечетного тензора поляризуемости. В поворот плоскости поляризации, так же как и в эффект двулучепреломления, дают вклад два процесса: расщепление уровней атома (молекулы) и смешивание состояний противоположной четности во внешних полях.

Эффект двулучепреломления появляется при движении фотона ортогонально электрическому и магнитному полям, величина эффекта пропорциональна произведению $(\vec{E}\vec{H})$. Поэтому можно выделить Т-нечетное двулучепреломление на фоне Т-четного эффекта, меняя направление \vec{E} относительно \vec{H} . Нужно отметить, что при наличии двулучепреломления в «фотонной ловушке» происходит изменение состояния поляризации со временем: циркулярная поляризация преобразуется в линейную, затем линейная преобразуется в циркулярную и т. д. (рис. 10).

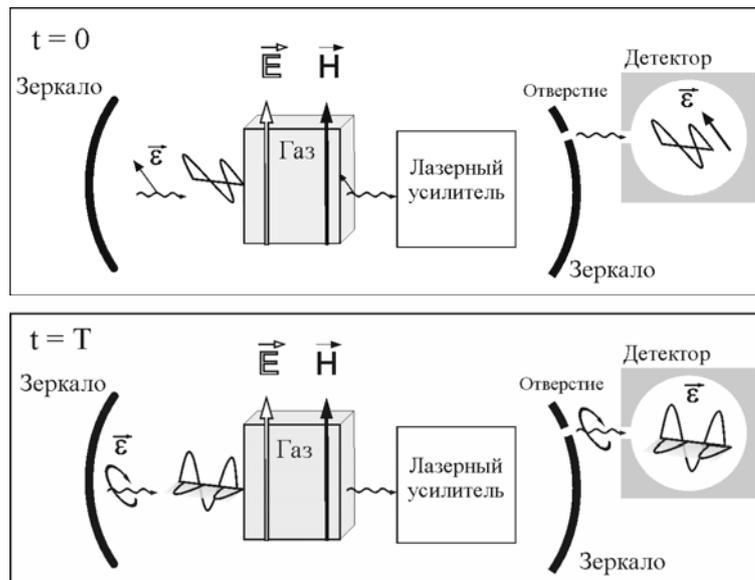


Рис. 10. Преобразование линейной поляризации в циркулярную и наоборот, благодаря эффекту двулучепреломления в «фотонной ловушке»

Оценим теперь возможную точность измерения ЭДМ при помощи Т-неинвариантных эффектов вращения плоскости поляризации и двулучепреломления в «фотонной ловушке». Пусть мы измеряем угол поворота с точностью $\sim 10^{-6}$ рад/час (степень циркулярной поляризации при наличии двулучепреломления $\delta \sim 10^{-6}$ рад/час). Угол поворота

$$\delta\mathcal{G} = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-) L = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-) cT,$$

где T – время наблюдения (степень циркулярной поляризации при преобразовании от линейной поляризации к круговой $\delta\mathcal{G} = k(n_{\parallel} - n_{\perp}) L = k(n_{\parallel} - n_{\perp}) cT$).

Здесь n_{\parallel} – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией параллельной электрическому полю, а n_{\perp} – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией, перпендикулярной электрическому полю.

Представив $\delta\mathcal{G}$ в виде

$$\delta\mathcal{G} = \frac{\rho c T \lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_e d_a E}{\hbar \Gamma^2}, \quad (30)$$

где ρ – плотность атомов, Γ_e – радиационная ширина уровня, Γ – ширина уровня (включая доплеровское уширение), E – напряженность электрического поля, можно получить следующую оценку для d_a :

$$d_a = \frac{2\pi\hbar\Gamma^2}{\rho c T \lambda^2 \Gamma_e E} \delta\mathcal{G} \approx 10^{-33} e. \quad (31)$$

Здесь $\lambda \sim 10^{-4}$ см, $E = 10^2$ CGSE, $\rho = 10^{17}$ атомов/см³, $\delta\mathcal{G} \approx 10^{-6}$, $T = 1$ час = $3,6 \cdot 10^3$ с.

Для сравнения интересно отметить, что в последних публикациях [4] максимальный предел измерения ЭДМ $d_a \approx 10^{-28} e$, так что преимущества описываемого метода становятся очевидными.

Все вышесказанное может быть отнесено не только к оптической части спектра, но и к радиочастотной области, в которой описанное явление можно наблюдать для указанных атомов (молекул) [12].

4. Явление нарушающей временную инвариантность генерации магнитного поля статическим электрическим полем в среде и вакууме

Как уже было показано, P-, T-нечетные взаимодействия вызывают смешивание уровней противоположной четности атома (молекулы), что приводит к появлению P-, T-нечетных членов в поляризуемости атома (молекулы) [10]. Это позволяет наблюдать многие оптические явления, например: вращение плоскости поляризации, двулучепреломление и циркулярный дихроизм фотонов в оптически однородной среде, помещенной в электрическое поле.

Энергия атома (молекулы) во внешнем электромагнитном поле содержит член, обусловленный T-нечетными взаимодействиями [10]:

$$\Delta U = -\frac{1}{2} \beta_s^T \vec{E} \vec{H}, \quad (32)$$

где β_s^T – скалярная T-нечетная поляризуемость атома (молекулы), \vec{E} , \vec{H} – напряженности внешних электрического и магнитного полей соответственно.

Хорошо известно [20], что, когда частота внешнего поля $\omega \rightarrow 0$, поляризуемости описывают процесс намагничивания среды постоянным магнитным полем и электрической поляризации среды постоянным электрическим полем. Энергия взаимодействия магнитного момента $\vec{\mu}$ с магнитным полем \vec{H} :

$$W_H = -\vec{\mu}\vec{H} . \quad (33)$$

Сравнение выражений (32) и (33) позволяет заключить, что воздействие стационарного электрического поля на атом (молекулу) индуцирует магнитный момент атома

$$\vec{\mu}_{ind}(\vec{E}) = \frac{1}{2} \beta_s^T \vec{E} . \quad (34)$$

С другой стороны, энергия взаимодействия электрического дипольного момента \vec{d} с электрическим полем \vec{E}

$$W_E = -\vec{\mu}\vec{E} . \quad (35)$$

Как следует из (32) и (35), магнитное поле вызывает появление электрического дипольного момента атома

$$\vec{d}_{ind}(\vec{H}) = \frac{1}{2} \beta_s^T \vec{H} . \quad (36)$$

Таким образом, атом (молекула), помещенный в электрическое поле, приобретает индуцированный магнитный момент, который, в свою очередь, порождает магнитное поле. И аналогично, если атом помещен в магнитное поле, то индуцированный дипольный момент приводит к появлению соответствующего электрического поля.

Рассмотрим простейший эксперимент. Пусть однородная изотропная среда (жидкость или газ) помещена в электрическое поле \vec{E} . Из сказанного выше следует, что нарушение четности по отношению к обращению знака времени приводит к появлению магнитного поля $\vec{H}_T = 4\pi\rho\vec{\mu}(\vec{E})$, параллельного \vec{E} (ρ – число атомов (молекул) в см³). И наоборот, в среде, помещенной в магнитное поле \vec{H} , появляется электрическое поле $\vec{E}_T = 4\pi\rho\vec{d}(\vec{H})$. Оценим величину эффекта. Это легко сделать, зная величину β_s^T . Явное выражение для поляризуемостей в общем случае зависящих от времени полей было получено в [10] (см. (12)–(20) в работе [10]).

Кратко рассмотрим процедуру расчета. Пусть атом помещен в произвольные периодические по времени электрическое и магнитное поля. Энергия взаимодействия атома (молекулы) с этими полями имеет обычный вид:

$$W = -\hat{d}\vec{E} - \hat{\mu}\vec{H} + \dots , \quad (37)$$

где \hat{d} и $\hat{\mu}$ – операторы электрического и магнитного дипольного момента атома соответственно,

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \{ \bar{E}_0 e^{-i\omega t} + \bar{E}_0^* e^{i\omega t} \}, \quad \bar{H} = \frac{1}{2} \{ \bar{H}_0 e^{-i\omega t} + \bar{H}_0^* e^{i\omega t} \}. \quad (38)$$

Взаимодействие атома с электромагнитным полем описывается уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\xi, t)}{\partial t} = [H_A(\xi) + W(\xi, t)] \psi(\xi, t), \quad (39)$$

где $H_A(\xi)$ – гамильтониан атома, учитывающий слабые взаимодействия электронов с ядром в центре масс системы; ξ – набор пространственных и спиновых переменных электронов и ядра; W – энергия взаимодействия атома с электромагнитным полем частоты ω :

$$W = V e^{-i\omega t} + V^+ e^{i\omega t}, \\ V = -\frac{1}{2} (\bar{d}\bar{E}_0 + \bar{\mu}\bar{H}_0), \quad V^+ = -\frac{1}{2} (\bar{d}\bar{E}_0^* + \bar{\mu}\bar{H}_0^*). \quad (40)$$

Осуществим преобразование $\psi = \exp\left(-\frac{iH_A}{\hbar}t\right)\varphi$. Пусть $H_A\psi_n = E_n\psi_n$ ($E_n = E_n^{(0)} - 0,5i\Gamma_n$, $E_n^{(0)}$ – энергия атомного уровня, Γ_n – ширина атомного уровня).

Тогда $\varphi = \sum_n b_n(t)\psi_n$. Из (40) можно получить

$$i\hbar \frac{\partial b_n(t)}{\partial t} = \sum_f \left\{ \langle n|V|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f - \hbar\omega)t}{\hbar}} + \langle n|V^+|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f + \hbar\omega)t}{\hbar}} \right\} b_f(t), \\ \langle \psi_n | \psi_m \rangle \ll 1. \quad (41)$$

Пусть b_{n0} – амплитуда основного состояния. Подставим амплитуду b_f , описывающую возбужденное состояние атома, в уравнение для b_{n0} и изучим это уравнение при $t \gg \tau_f = \hbar/\Gamma_f$ (или $\tau_f = \hbar/\Delta E$); $\Delta E = E_f^{(0)} - E_{n0} - \hbar\omega$; $\Gamma_f \gg |\langle n|V|f\rangle|$ (или $\Delta E \gg |\langle n|V|f\rangle|$). Следовательно, b_{n0} определяется уравнением

$$i\hbar \frac{\partial b_{n0}(t)}{\partial t} = \hat{U}_{eff} b_{n0},$$

где

$$\hat{U}_{eff} = -\sum_f \left(\frac{\langle n_0|V|f\rangle \langle f|V^+|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|V^+|f\rangle \langle f|V|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right). \quad (42)$$

Подставляя в (42) выражения для V и V^+ , получаем

$$\hat{U}_{eff} = -\frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^E E_{0i} E_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^H H_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^{EH} E_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^{HE} H_{0i} E_{0k}^*, \quad (43)$$

где поляризуемости атома (молекулы) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\hat{g}_{ik}^E &= -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | d_i | f \rangle \langle f | d_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | d_k | f \rangle \langle f | d_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^H &= -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | \mu_i | f \rangle \langle f | \mu_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | \mu_k | f \rangle \langle f | \mu_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^{EH} &= -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | d_i | f \rangle \langle f | \mu_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | \mu_k | f \rangle \langle f | d_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^{HE} &= -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | \mu_i | f \rangle \langle f | d_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | d_k | f \rangle \langle f | \mu_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right).\end{aligned}$$

Необходимо отметить, что \hat{g}_{ik}^E и \hat{g}_{ik}^H – P-, T-инвариантные тензоры электрической и магнитной поляризуемости, а \hat{g}_{ik}^{EH} и \hat{g}_{ik}^{HE} – P-, T-неинвариантные тензоры поляризуемости.

Пусть атом помещен в статические ($\omega \rightarrow 0$) магнитное и электрическое поля \vec{H} и \vec{E} , имеющие одинаковые направления. Тогда легко можно получить эффективную энергию P-, T-нечетного взаимодействия атома с этими полями:

$$\hat{U}_{eff}^{T,P} = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n0}} \right) EH. \quad (44)$$

Ось z параллельна \vec{E} . Тогда из (32) можно получить

$$\beta_s^T = \sum_f \frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n0}}. \quad (45)$$

Оценим порядок величины β_s^T . Атомное состояние $|f\rangle$ не обладает определенной четностью из-за присутствия T-нечетных взаимодействий, благодаря слабости которых состояние $|f\rangle$ смешивается с состоянием противоположной

четности с коэффициентом $\eta_T = \frac{V_W^T}{E_f - E_n}$. Согласно сказанному ранее,

$$\beta_s^T \sim \frac{\langle d \rangle \langle \mu \rangle}{E_f - E_{n0}} \eta_T. \quad (46)$$

Для тяжелых атомов коэффициент смешивания может достигать значений $\eta_T \approx 10^{-14}$. Учитывая, что $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$ (где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры), можно получить $\beta_s^T \sim \eta_T \alpha \frac{\langle d \rangle^2}{\Delta} \approx 10^{-16} \cdot \frac{8 \cdot 10^{-36}}{10^{-12}} \approx 10^{-40}$. Следовательно,

электрическое поле $E = 10^2 CGSE$ вызывает магнитный момент $\mu_T \approx 10^{-38}$. Тогда для магнитного поля в жидкой мишени можно получить оценку:

$$H = 4\pi r \mu_T \approx 10^{23} \cdot 10^{-38} = 10^{-15} \text{ Гс.} \quad (47)$$

Напряженность магнитного поля можно увеличить, например, сжимая магнитное поле сверхпроводящим экраном. Таким образом, измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади, пронизываемой силовыми линиями с 1 м^2 до 1 см^2 (рис. 11).

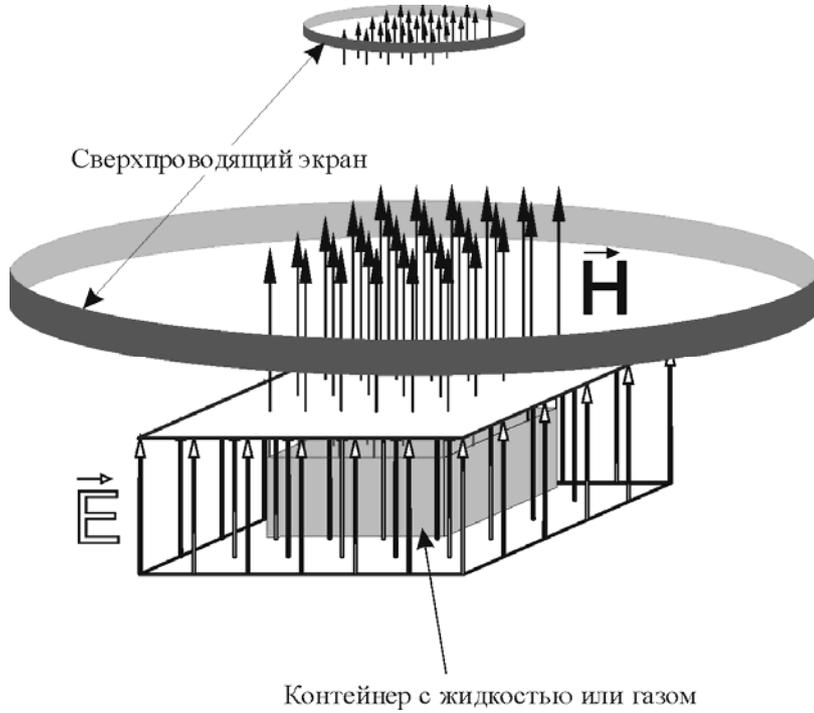


Рис. 11. Измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади, пронизываемой силовыми линиями с 1 м^2 до 1 см^2

Индукцированный магнитный момент вызывает появление магнитного поля на электроне (ядре) атома. Это поле $H^T(E) \sim \mu \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \sim 10^{-38} \cdot 10^{26} = 10^{-12} \text{ Гс}$. Следовательно, частота прецессии магнитного момента атома μ_A в магнитном поле, индуцированном внешним электрическим полем,

$$\Omega_E \sim \frac{\mu_A \beta E \left\langle 1/r^3 \right\rangle}{\hbar} = \frac{10^{-20} \cdot 10^{-12}}{10^{-27}} = 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (48)$$

Необходимо напомнить, что для измерения электрического дипольного момента атома исследуется сдвиг частоты прецессии спина атома в магнитном и

электрическом полях. Т-нечетный сдвиг частоты прецессии спина атома включает два члена: сдвиг частоты, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента атома с электрическим полем $\omega_E \sim d_a E / \hbar$, и описанный выше сдвиг частоты $\Omega \sim \mu H^T(E) / \hbar$. Этот сдвиг должен быть учтен при интерпретации подобных экспериментов. Нужно также обратить внимание на то, что коэффициент смешивания η_T существенно увеличивается, когда уровни противоположной четности близки друг к другу или даже вырождены. Тогда эффект может возрасти на несколько порядков $10^5 \div 10^6$ (это имеет место, например, для Dy, TlF, BiS, HgF).

5. Т-, Р-нечетные явления в вакууме

Следует заметить, что обсуждавшиеся выше новые Т-, Р-нечетные явления имеют общее значение. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения пар в сильных электрических, магнитных и гравитационных полях вакуум описывается тензором диэлектрической проницаемости ε_{ik} , зависящим от этих полей [21, 26]. Теория ε_{ik} [21, 26] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (гравитационном и магнитном) поле, можно обнаружить, что тензор проницаемости вакуума в этих полях включает члены, аналогичные содержащимся в (2). В частности, он содержит член $\varepsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{E}}^T \varepsilon_{ikl} n_{lE}$ ($\varepsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{g}}^T \varepsilon_{ikl} n_{lg}$), $\vec{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$, \vec{g} – ускорение

свободного падения, т. е. и для фотона, движущегося в электрическом (гравитационном, магнитном) поле в вакууме, существуют явления вращения плоскости поляризации и циркулярного дихроизма. И наоборот, γ -квант, возникающий при однофотонной аннигиляции электрона и позитрона в электрическом (гравитационном, магнитном) поле, имеет примесь циркулярной поляризации, обусловленной Т-, Р-нечетными слабыми взаимодействиями.

Точно так же в вакууме возникает и явление индукции магнитного поля электрическим и наоборот. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения электрон-позитронных пар в сильных электрическом, магнитном или гравитационном полях вакуум описывается тензорами диэлектрической ε_{ik} и магнитной μ_{ik} проницаемости, зависящими от этих полей. Теория ε_{ik} [21] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (магнитном, гравитационном) поле, можно обнаружить, что плотность электромагнитной энергии вакуума содержит член $\beta_{vac}^T(\vec{E}\vec{H})$ подобно (32) (в случае поляризации вакуума статическим гравитационным полем $\beta_g^T(\vec{H}\vec{n}_g)$, $\vec{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$, \vec{g} – ускорение свободного падения).

Это означает, что вокруг электрического заряда могут существовать как электрическое, так и магнитное коллинеарные поля. Но в этом случае $\oint \vec{B} d\vec{S} \neq 0$ (\vec{B} – магнитная индукция), что невозможно в рамках классической электродинамики. Существование такого поля означало бы существование индуцированного магнитного монополя. Если же условие $\oint \vec{B} d\vec{S} = 0$ выполняется, то в сферически симметричном случае это означает равенство нулю этого поля.

Величина такого индуцированного в вакууме магнитного поля очень мала, но возможность его существования сама по себе замечательна.

Приведенные выше результаты могут быть получены и в рамках общего лагранжева формализма. Плотность лагранжиана может зависеть только от инвариантов полей. Для квазистатического электромагнитного поля известны два инварианта $(\vec{E}\vec{H})$ и $(E^2 - H^2)$. В обычной Т-инвариантной теории эти инварианты входят в лагранжиан только как $(\vec{E}\vec{H})^2$ и $(E^2 - H^2)$, т. е. $L = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$ [21]. Но лагранжиан, учитывающий Т-нечетные взаимодействия, может включать разные степени инварианта $(\vec{E}\vec{H})$:

$$L_T = L_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2, (\vec{E}\vec{H})). \quad (49)$$

Учитывая малость слабых взаимодействий, получаем из (49):

$$L_T = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2) + \beta_T (\vec{E}\vec{H}), \quad (50)$$

где $\beta_T = \beta_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$ – постоянная, которая должна быть получена в конкретной теории; L – плотность лагранжиана в Р-, Т-четной электродинамике. Явное выражение для L приведено в [21].

Вклады, обусловленные поляризацией вакуума, могут быть описаны его электрической и магнитной восприимчивостью, зависящей от этих полей. Согласно [21], векторы электрической и магнитной индукции определяются выражениями:

$$\vec{D} = \frac{\partial L}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{B} = \frac{\partial L}{\partial \vec{H}}. \quad (51)$$

Аналогично можно найти электрическую поляризацию \vec{P} и намагничение \vec{M} вакуума [21]:

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{M} = -\frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{H}}, \\ \vec{D} &= \vec{E} + 4\pi\vec{P}, \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}. \end{aligned} \quad (52)$$

В соответствии со сказанным выше Т-неинвариантность приводит к появлению новых Т-нечетных слагаемых в электрической поляризации \vec{P} и намагничении \vec{M} : появляется пропорциональная напряженности магнитного поля \vec{H}

добавка к вектору электрической поляризации \vec{P} и пропорциональная напряженности электрического поля \vec{E} добавка к вектору намагничивания \vec{M} .

Проведенный выше анализ показывает, что Т-неинвариантные взаимодействия приводят к существованию многочисленных макроскопических оптических эффектов, обусловленных Т-неинвариантной оптической анизотропией и оптической гиротропией. Хотя эффекты малы, использование «фотонных ловушек», содержащих усилители волны, позволяет не только обнаружить эти новые физические явления, но и получить с их помощью сведения о константах, определяющих Т-неинвариантные взаимодействия. Одним из главных требований к усилителям электромагнитной волны в «фотонной ловушке» является сохранение поляризации усиливаемой волны. С этой точки зрения весьма перспективным представляется черенковский (квазичеренковский) лазер на свободных электронах с резонатором, обладающим цилиндрической симметрией.

Литература

1. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 3. P. 1138; CPLEAR Collaboration // Phys. Lett. 1998. Vol. B444. P. 43.
2. Lamoreaux S. K. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A284. P. 43.
3. Forte M. J. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G. 1983. Vol. 9. P. 745.
4. Yashchuk V., Budker D., Zolotarev M. // Preprint LBNL-42228. August 1998.
5. Barkov L. M., Melik-Pashayev D., Zolotarev M. // Opt. Commun. 1989. Vol. 70. № 6. P. 467.
6. Барков Л. М., Золотарев М. С., Мелик-Пашаев Д. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48, № 3. С. 144.
7. Сушков О. П., Фламбаум В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75, № 4. С. 1208.
8. Баранова Н. В., Богданов Ю. И., Зельдович Б. Я. // УФН. 1977. Т. 123. С. 349.
9. Macaluso D., Corbino O. M. // Nuovo Cimento. 1898. Vol. 8. P. 257; Ibid. 1899. Vol. 9. P. 384.
10. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1993. Vol. A177. P. 38.
11. Baryshevsky V. G., Baryshevsky D. V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. Vol. 27. P. 4421.
12. Baryshevsky V. G. // J. High Energy Phys. 1998. Vol. 04. P. 018.
13. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912438; hep-ph/0007353.
14. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
15. Khriplovich I. V. Parity Nonconservation in Atomic Phenomena. London, 1991.
16. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912270.
17. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1999. Vol. A260. P. 24.
18. Baryshevsky V. G., Matsukevich D. N. // LANL e-print archive hep-ph/0002040.
19. Shi-Lin Chang. Multiple Diffraction of X-rays in Crystals. Springer-Verlag, 1984.
20. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Квантовая механика. М., 1989.
21. Берестецкий В., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
22. Барышевский В. Г. // Труды XXXII зимней школы по физике ядра и элементарных частиц / ЛИЯФ. Спб., 1998. С. 117.
23. Meekhof D. H., Vetter P. A., Majumder P. K et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. A52. P. 1895.
24. Edwards N. H., Phipp S. J., Baird G. and Nakayama S. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2654.
25. Cameron R., Cantatore G., Melissinos A. C. et al. // Phys. Rev. 1993. Vol. D47. P. 3707.
26. Bunch T. S., Davies P. C. W. // Proc. Roy. Soc. Lond. 1977. Vol. A356. P. 569.
27. Kozlov M. G., Porsev S. G. // Phys. Lett. 1989. Vol. A142. P. 233.
28. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.

TIME-REVERSAL-VIOLATING OPTICAL ANISOTROPY AND GYROTROPY

V. G. Baryshevsky

New optical phenomena caused by time-reversal-violating interactions of the electrons and nucleus are discussed. These phenomena give us a new key for studying the time-reversal-violating interactions of the elementary particles.

Violation of time reversal symmetry has been observed only in K_0 -decay many years ago, and remains one of the great unsolved problems in elementary particle physics. Since the discovery of the CP-violation in decay of K_0 -mesons, a few attempts have been undertaken to observe this phenomenon experimentally in different processes. However, those experiments have not been successful. At the present time novel more precise experiments are actively discussed: observation of the atom and neutron electric dipole moment (EDM) through either spin precession or light polarization plane rotation caused by pseudo-Zeeman splitting of atom (molecule) levels by external electric field \vec{E} due to interaction of atom level EDM \vec{d}_a with electric field, this effect is similar to magneto-optic effect Macaluso – Corbino). It should be noted that the mentioned experiments use the possible existence of such intrinsic quantum characteristic of atom (molecule) as static EDM. There is one more characteristic of atom (molecule) describing its response to the external field effect together with the EDM – the T- and P-odd polarizability of atom (molecule) β_T . This polarizability differs from zero even if EDM of electron is equal to zero and pseudo-Zeeman splitting of atom (molecule) levels is absent. The T-odd polarizability β_T yields to the appearance of new optical phenomena – photon polarization plane rotation and circular dichroism in an optically homogeneous isotropic medium exposed to an electric field caused by the Stark mixing of atom (molecule) levels. This T-odd phenomenon is a kinematic analog of the well known T-even phenomenon of Faraday effect of the photon polarization plane rotation in the medium exposed to a magnetic field due to Van-Vleck mechanism. Similarly to the well known P-odd T-even effect of light polarization plane rotation for which the intrinsic spin spiral of atom is responsible, this effect is caused by the atom magnetization appearing under external electric field action (see section 3). Moreover, the magnetization of atom appearing under action of static electric field causes the appearance of induced magnetic field. As a result, the effect of polarization plane rotation deal with the energy levels splitting is caused not only by EDM interaction with electric field but by of induced magnetic field interaction with $\vec{\mu}_a$, too. It is easy to see, that even for $\vec{d}_a = 0$ the energy of splitting differs from zero and the T-odd effect of polarization plane rotation exists. One more interesting T-odd phenomenon appears when the photon beam is incident orthogonally to the external electric field \vec{E} (or magnetic field \vec{H} or both electric and magnetic fields). This is birefringence effect (i.e. the effect when plane polarized photons are converted to circular polarized ones and vice versa).

Also the T-odd phenomenon of photon polarization plane rotation and circular dichroism appears at photon passing through non-center-symmetrical diffraction grating

Effect magnitudes are evaluated. The ways to observe these phenomena experimentally are discussed.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В. В. Тихомиров

Эффекты, вызываемые интенсивными электромагнитными полями, позволяют исследовать основы физики электромагнитного поля и его взаимодействий [1–5]. Они также играют существенную роль в процессах эволюции вещества во Вселенной.

Длительное время исследование эффектов квантовой электродинамики (КЭД) интенсивного поля в земных условиях не представлялось возможным. Рекордные эксперименты П. Л. Капицы и А. Д. Сахарова позволяли с большими трудностями генерировать лишь поля, во многие миллионы раз меньшие полей

$$H_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad E_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 1,32 \cdot 10^{13} \text{ В/см}, \quad (1)$$

характерных для нейтронных звезд и позволяющих наблюдать принципиально новые эффекты образования электрон-позитронных пар, преломления и расщепления фотонов, изменения магнитного момента электрона [1–5]. С созданием в 60-х годах лазеров стало очевидным, что поля подобного масштаба могут быть получены с их помощью после преодоления определенных технических сложностей. Тем не менее эффекты квантовой электродинамики однородного интенсивного поля впервые удалось наблюдать не в лазерных, а в кристаллических полях [6–9].

1. Наблюдение эффектов КЭД однородного интенсивного поля в кристаллах

На первый взгляд, возможность наблюдения в кристаллах аналогов эффектов, порождаемых интенсивными макроскопическими полями, выглядит парадоксально, поскольку интенсивные поля атомных ядер простираются на доли ангстрема и по определению являются микроскопическими. И действительно, путь к осознанию этой возможности занял несколько десятилетий.

Известно [2, 3], что ультрарелятивистские электроны (e^-), позитроны (e^+) и гамма-кванты (γ), участвующие в процессах излучения и образования e^+e^- пар, распространяются под малыми углами к направлению движения исходной частицы (e^\pm или γ). Еще в начале 50-х М. Л. Тер-Микаэлян обратил внимание [10] на то, что, поскольку в этом случае продольные компоненты импульса частиц почти не отличаются от их энергий (в системе единиц $c = 1$), при выражающем закон сохранения энергии равенстве сумм последних будет весьма малой величина продольной компоненты импульса, передаваемого среде. Из соотношения Гейзенберга при этом следует весьма значительная длина области формирования рассматриваемых процессов, в которой исходные частицы превращаются в конечные и дополнительное внешнее воздействие может оказать влияние на ход процесса.

Уже при доступных в 50-е годы энергиях e^{\pm} , γ в несколько ГэВ длины областей формирования процессов излучения и образования e^+e^- пар существенно превышали межатомные расстояния конденсированного вещества, способного, таким образом, оказывать влияние на рассматриваемые процессы. Эта идея была сразу воспринята Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [11], показавшими, что неупорядоченное расположение атомов в области формирования может вызвать уменьшение вероятностей процессов излучения и образования e^+e^- пар при очень высоких энергиях (эффект Ландау – Померанчука).

При упорядоченном же расположении атомов в этой области их воздействие на процесс формирования будет коррелированным и может привести к росту вероятностей процессов излучения и образования e^+e^- пар. Данное соображение помогло М. Л. Тер-Микаэлян предсказать процессы когерентного тормозного излучения и образования γ -квантами e^+e^- пар в кристаллах, последний из которых сопровождается эффектами дихроизма [12] и двулучепреломления [13] в области энергий γ -квантов от одного до нескольких десятков ГэВ.

Теория Тер-Микаэляна [10] основывалась на борновском приближении. В 70-х годах было выяснено [14], что указанное приближение теряет применимость при малых углах падения частиц на кристаллические оси и плоскости, поскольку оно не описывает возникающего при этом осциллирующего поперечного движения заряженных частиц [15], наиболее ярко проявляющегося в виде эффекта каналирования положительно заряженных частиц между кристаллическими плоскостями. Специфические эффекты в движении частиц не могли не сказаться на идущих с их участием процессах излучения и образования пар в условиях каналирования. Эффект излучения при каналировании был вскоре предсказан В. Г. Барышевским, И. Я. Дубовской [16, 17] и М. А. Кумаховым [18], обнаружен и подробно исследован экспериментально [17, 7–9].

На протяжении всего развития КЭД прослеживалась четкая параллель в изучении процессов излучения и образования пар [1–5], которые могут рассматриваться как кросс-каналы одной реакции. Однако исследование излучения при каналировании долго не сопровождалось изучением родственного ему процесса образования e^+e^- пар. Существование этого эффекта было предсказано нами [19, 20] при энергиях, существенно превышающих энергии, при которых начинает проявляться эффект излучения при каналировании. Оказалось, что этот эффект может наблюдаться в значительно более широкой угловой области, чем эффект каналирования, и, что более важно, его природа совпадает с природой процессов в интенсивном однородном электромагнитном поле. Тем самым не только был впервые описан кросс-канал процесса излучения при каналировании, но и обнаружена возможность экспериментального исследования эффектов КЭД интенсивного однородного поля в земных условиях.

Поясним подробнее, почему становится возможным исследование эффектов КЭД интенсивного поля в кристаллах. Оценим сначала напряженность эффективного поля, действующего на частицу, быстро движущуюся параллельно кристаллической оси (цепочке атомов). В соответствии с моделью непрерывного потенциала Линдхарда [15] действие на такую частицу продольных составляю-

щих полей атомных ядер компенсируется и ее взаимодействие с атомами кристаллической оси описывается эффективным полем (потенциалом), получающимся путем усреднения внутриатомного поля вдоль оси.

Напомним, что вследствие квантовых и тепловых колебаний ядра атомов кристалла случайно смещаются относительно положений равновесия на типичные расстояния $u \sim 0,05-0,1 \text{ \AA}$. Вследствие этого максимальная напряженность E_{\max} усредненного поля оси достигается на расстоянии $\rho \sim u$ от прямой, проходящей через средние положения ядер. Оценка величины этого поля (в системе СГС) $E_{\max} \sim 2Ze/ud_{ax}$, где Z – атомный номер вещества кристалла, d_{ax} – межатомное расстояние на оси, получается усреднением вдоль оси поперечной составляющей кулоновского поля ядра. Для главных кристаллографических осей ($d_{ax} = 2-3 \text{ \AA}$) эта величина составляет $E_{\max} \sim 3 \cdot 10^{10} Z \sim 10^{11}-10^{12} \text{ В/см}$. В случае кристаллических плоскостей аналогично получаем примерно на порядок меньшую оценку. Эти оценки демонстрируют, что по способности ускорять быстрые заряженные частицы в поперечном направлении усредненные кристаллические поля эквивалентны магнитным полям с напряженностями, на порядки величины превышающими напряженности, получаемые во взрывомагнитных генераторах [21], и достигающими $(0,2-3,0) \cdot 10^9 \text{ Гс}$ для осей и $(20-200) \cdot 10^6 \text{ Гс}$ для плоскостей. Не менее важным, чем величина внутрикристаллических полей, для практического осуществления исследований КЭД интенсивного поля оказалась их стационарность, абсолютно недостижимая как в случае взрывных, так и интенсивных лазерных полей.

Помимо высокой напряженности внутрикристаллических полей, возможность изучения эффектов в полях (1) обеспечивается релятивистским усилением поля в собственной системе e^{\pm} . В случае поперечных полей, каковыми являются усредненные поля кристаллических осей и плоскостей, степень этого усиления определяется величиной лоренц-фактора $\gamma = \varepsilon/m$, где m и ε – масса и энергия e^{\pm} . При доступных энергиях $\varepsilon \sim 100 \text{ ГэВ}$ она составляет $\gamma \sim 10^5$. Благодаря столь значительному усилению как электрическое, так и возникающее в системе покоя e^{\pm} магнитное поля $H \approx E \approx \gamma E_{\max}$ достигают характерных значений (1) при энергиях $\varepsilon_0 = mE_0/E_{\max}$, составляющих порядка 10 ГэВ в кристалле вольфрама и 50–150 ГэВ в кристаллах полупроводников, используемых в обсуждаемых исследованиях вследствие их высокого качества.

Хорошо известно [1–5], что при ультрарелятивистских энергиях процессы излучения и образования пар формируются за время поворота e^{\pm} на характерный угол $\vartheta_0 = m/\varepsilon$, за которое e^{\pm} приобретают поперечный импульс $p_{\perp} = mc$. В поле напряженности E_{\max} это отклонение происходит на длине формирования $l_f \sim m/eE_{\max}$ и сопровождается поперечным смещением e^{\pm} $l_f \vartheta_0$, сравнимым с комптоновской длиной волны электрона $\lambda_C = \hbar/mc = 3,861 \cdot 10^{-11} \text{ см}$, много меньшей характерного пространственного масштаба $u \sim 0,05-0,10 \text{ \AA}$ изменения

усредненного поля. Это означает, что формирование процессов излучения и образования пар протекает в полях, мало отличающихся от однородных. Сказанное остается справедливым и при отклонении направления движения начальных частиц на углы $\psi < u/l_f \sim (0,1-1,0)$ мрад, существенно превышающие при рассматриваемых энергиях угол каналирования. Малое отклонение усредненного поля кристаллических осей и плоскостей от однородного в областях формирования процессов излучения и образования пар означает возможность использования КЭД однородного интенсивного поля [1–5] для описания излучения, образования пар и других радиационных процессов при высоких энергиях и малых углах падения частиц на кристаллические оси и плоскости. По аналогии с процессом излучения в однородном магнитном поле мы будем называть все эти процессы и сопровождающие их поляризационные явления *магнитотормозными*.

Проиллюстрируем простоту использования КЭД однородного интенсивного поля на примере описания процесса магнитотормозного образования e^+e^- пар γ -квантами в кристаллах. В соответствии с [1–5] вероятность этого процесса в поперечном поле напряженности E равна (используется система единиц $\hbar = c = 1$)

$$W_{coh}(E) = \frac{\alpha m^2}{\sqrt{\pi} \omega^2} \int_0^\omega \left[\int_\xi^\infty \Phi(y) dy + \left(2 - \frac{\omega^2}{\varepsilon(\omega - \varepsilon)} \right) \frac{\Phi'(\xi)}{\xi} \right] d\varepsilon, \quad (2)$$

где

$$\xi = \xi(E, \omega, \varepsilon) = \left(\frac{m^3 \omega}{eE\varepsilon(\omega - \varepsilon)} \right)^{2/3}, \quad \Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \cos(\xi t - t^3/3) dt - \quad (3)$$

функция Эйри. Выражение (2) описывает образование e^+e^- пар лишь в усредненном кристаллическом потенциале. Помимо него необходимо учитывать процессы некогерентного образования пар, индуцируемые интенсивными полями, создаваемыми ядрами на расстояниях $r < u$.

Следует заметить, что помимо эффектов КЭД интенсивного поля ориентированные кристаллы дают возможность исследовать эффекты в сверхплотном веществе. Речь идет о том, что при движении параллельно кристаллической оси на расстоянии $\rho \leq u$ от линии, образуемой положениями равновесия составляющих ее атомов, частицы пребывают в области, объемная концентрация электронов и ядер в которой в сотни раз превышает величины, свойственные самым плотным конденсированным веществам. Нетрудно было бы предположить, что в этом случае существенно улучшаются возможности наблюдения эффекта Ландау – Померанчука [11]. Однако, подробно исследовав этот вопрос [22], мы обнаружили, что действие квазиоднородного поля оси приводит к подавлению влияния многократного рассеяния на радиационные процессы. При этом нами была развита теория [22], описывающая процессы излучения и образования пар в однородном поле в присутствии плотного вещества. Эта теория описывает со-

ответствующие процессы в атмосферах нейтронных звезд и в определенном смысле обобщает основные формулы КЭД интенсивного поля [1–5] и теории эффекта Ландау – Померанчука, построенной А. Б. Мигдалом [23].

В силу подавления эффекта Ландау – Померанчука процессы некогерентного образования пар (как и излучения), индуцируемые интенсивными полями ядер, принципиально не отличаются от бете-гайтлеровского процесса в аморфном веществе [2, § 94], характеризуемого слабо зависящей от энергии вероятностью W_{BH} . И все же из-за того, что в область формирования попадает значительное число упорядоченно расположенных ядер атомов кристалла, эти процессы будут испытывать некоторую модификацию и описываться вероятностью [24]

$$W_{inc}(E, n) = \frac{2\alpha^3 Z^2 n}{15m^2 \omega^3} \int_0^{\omega} \times \\ \times \left[(\xi^4 Y(\xi) - 3\xi^2 Y(\xi) - \xi^3) \omega^2 + (\xi^4 Y(\xi) + 3\xi Y(\xi) - 5\xi^2 Y'(\xi) - \xi^3) \times \right. \\ \left. \times (\omega^2 + (\omega - \varepsilon)^2) \right] d\varepsilon, \quad (4)$$

где n – локальная концентрация ядер кристалла на прямой, вдоль которой распространяется гамма-квант; $Y(\xi) = \int_0^{\omega/\xi} \sin(\xi t + t^3/3) dt$ – ипсилон-функция аргумента $\xi = \xi(E, \omega, \varepsilon)$, определенного в выражении (3). Полная локальная (на определенном расстоянии от оси или плоскости) вероятность образования пар равна $W_{loc}(E, n) = W_{coh}(E) + W_{inc}(E, n)$. Для определения вероятности образования пар, например в поле кристаллических осей, эту вероятность следует усреднить по поперечной площади $S = 1/d_{ax} n_0$, приходящейся на одну ось (n_0 – концентрация атомов кристалла):

$$W = \int_S W_{loc}(E(\rho), n(\rho)) \frac{d\vec{\rho}}{S}, \quad (5)$$

где $\vec{\rho}$ – двумерный вектор нормальный оси. Вероятность (5) описывает проявление в кристалле механизма образования γ -квантами e^+e^- пар в однородном поле, приводящего к значительному росту вероятности этого процесса в кристаллах, наблюдавшемся в экспериментах [25, 26] и иллюстрируемому рис. 1.

Нетрудно видеть, что проявление обсуждаемого механизма образования пар приводит к семикратному увеличению вероятности этого процесса. При более высоких энергиях данное увеличение может достигать в кристаллах кремния и алмаза двух порядков величины. Эксперименты [25, 26] также подтвердили предсказания работ [27, 19, 20] о том, что угловая зависимость обсуждаемого процесса образования пар характеризуется углом, существенно превышающим угол каналирования. Ниже мы убедимся, что описанный механизм образования γ -квантами e^+e^- пар сопровождается такими эффектами, как дихроизм и двулучепреломление кристаллов в области чрезвычайно высоких частот электромагнитного спектра, а также эффектом образования поперечно поляризованных e^+e^- пар.

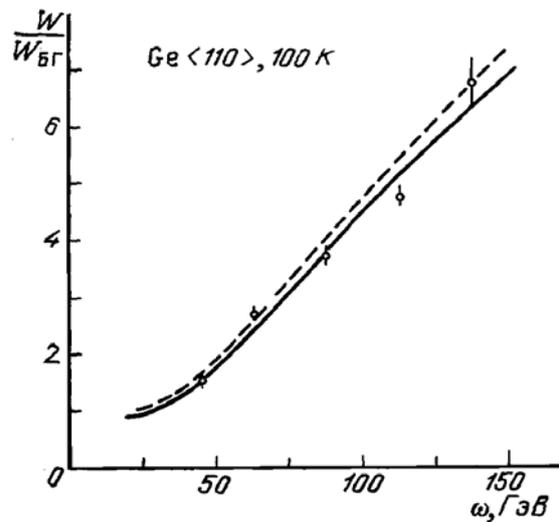


Рис. 1. Энергетическая зависимость вероятности образования γ -квантами e^+e^- пар в поле оси $\langle 110 \rangle$ кристалла германия при $T=100$ К, выраженной в единицах вероятности Бете – Гайтлера. Точки – экспериментальные данные [26], сплошная и штриховая кривые рассчитаны соответственно с учетом и без учета энергетической зависимости вероятности некогерентных процессов (4)

В рассмотренной области энергий и углов падения на кристаллические оси и плоскости процесс излучения γ -квантов электронами и позитронами также приобретает новые особенности благодаря проявлению магнитотормозного механизма излучения в кристаллах, аналогичного механизму излучения в интенсивном однородном поле. Так, при энергиях e^\pm $\varepsilon_0 = mE_0 / E_{\max}$, составляющих от 10 ГэВ до сотен ГэВ, характерная энергия γ -квантов, излучаемых в полях кристаллических осей, достигает величин, сравнимых с ε_0 . Это означает, что становится существен эффект отдачи, на что впервые было указано в [28]. Важность этого эффекта состоит в том, что вместе с ним оказываются важны спиновые эффекты в излучении, которые, с одной стороны, открывают разнообразные возможности получения и анализа поляризованных e^\pm -пучков, а с другой – приводят к такому фундаментальному эффекту, как изменение аномального магнитного момента e^\pm .

Указанные эффекты будут рассмотрены в специальном разделе, а сейчас мы остановимся на другой принципиальной особенности процесса излучения, сопровождающей проявление обсуждаемого механизма излучения. Эта особенность была неожиданно обнаружена в ходе экспериментальных исследований [29] и объяснена в работах [30–32]. Начнем с того, что одним из последствий проявления обсуждаемого механизма излучения e^\pm в кристаллах является значительное уменьшение характерной длины радиационных потерь энергии e^\pm . Действительно, исходя из того, что интенсивность взаимодействия e^\pm с полем излу-

чения характеризуется параметром $\alpha = 1/137$, и того, что квазиоднородное усредненное кристаллическое поле напряженности E_{\max} поворачивает e^{\pm} на характерный угол излучения $\vartheta_0 = m/\varepsilon$ на длине формирования $l_f \approx m/eE_{\max}$, характерную длину радиационных потерь можно оценить по формуле $l_{rad} \sim l_f / \alpha \sim m/\alpha eE_{\max}$. При $E_{\max} \sim 10^{11} - 10^{12}$ В/см эта длина составляет всего $10^{-4} - 10^{-5}$ см (напомним, что радиационная длина в самых плотных аморфных веществах превышает несколько миллиметров).

Однако столь интенсивные радиационные потери имеют место лишь в достаточно узких областях наибольшей напряженности усредненного поля на малых расстояниях от осей и плоскостей. В этих же областях происходит весьма интенсивное многократное рассеяние на атомных ядрах, обычно вызывающее быстрый уход заряженных частиц из этих областей. Поэтому, несмотря на притяжение отрицательно заряженных частиц к ядрам, многократное рассеяние препятствует их длительному нахождению в областях наиболее интенсивного поля, не позволяя в полной мере проявиться высокой локальной интенсивности излучения.

И все же значительный рост последней способен принципиально изменить эту ситуацию. Действительно, быстрое уменьшение энергии электронов при излучении вызовет также уменьшение импульса и энергии поперечного (нормального

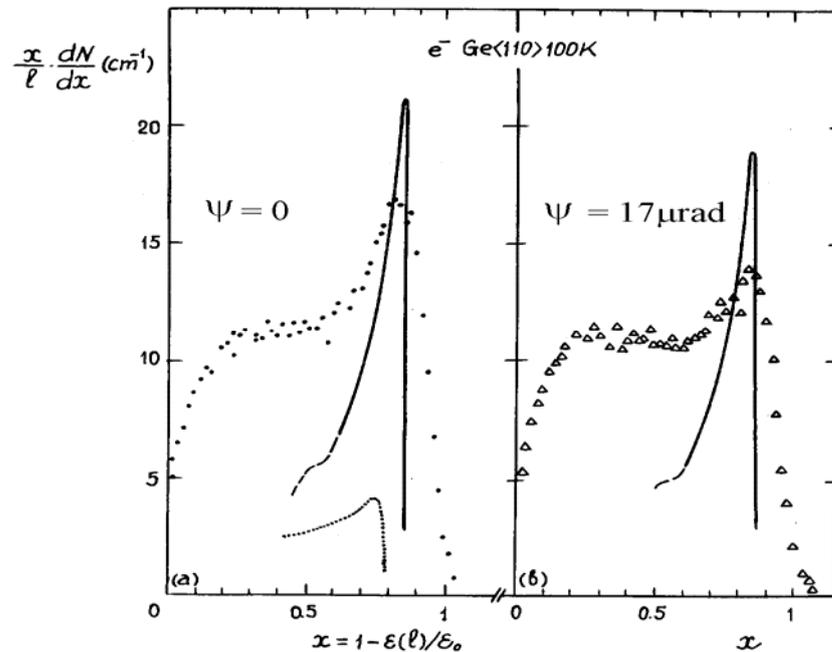


Рис. 2. Средняя энергия излучения электрона на единице длины, выраженная в единицах его начальной энергии 150 ГэВ, при углах падения $\psi = 0$ и 17 мкрад на ось $\langle 110 \rangle$ охлажденного до 100 К кристалла германия толщиной 0,185 мм. Сплошные (пунктирные) кривые рассчитаны [30, 31] с учетом (без учета) радиационного охлаждения

оси) движения, известное как эффект радиационного охлаждения [33]. Благодаря особенно высокой интенсивности излучения в областях максимального поля оси уменьшение энергии поперечного движения может противостоять ее увеличению под действием рассеяния, предотвращая выход электронов из областей максимального поля. Продолжая двигаться в этих областях, электроны будут интенсивно излучать, испытывая при этом аномально высокие радиационные потери энергии. Данный эффект был неожиданно обнаружен [29] (рис. 2) по появлению пика в жесткой части спектра энергетических потерь электронов в кристалле германия и вначале интерпретировался как проявление существования новой частицы (бозона Хиггса, а затем «дармштадтона»). Правильная интерпретация этого эффекта на основе эффекта радиационного охлаждения [33] была дана в работах [30–32] и подтверждена в [34–36]. Отметим, что при увеличении энергии излучающих e^{\pm} роль процесса радиационного охлаждения будет постоянно возрастать, что сделает невозможным описание прохождения этих частиц через кристаллы без его учета.

Таким образом, выполненные в CERN эксперименты [25, 26, 29] и другие [7, 8] позволили обнаружить и исследовать основные черты процессов магнитотормозного излучения и образования пар в кристаллах. Помимо них эти процессы сопровождаются значительным количеством не имеющих аналогов поляризованных явлений, которые могут быть исследованы на строящихся ускорителях.

2. Оптическая анизотропия в сверхжестком электромагнитном диапазоне

Понимание локальной магнитотормозной природы процессов образования γ -квантами e^+e^- пар позволило нам [19, 6] впервые предсказать существование оптической анизотропии кристаллов при частотах 10^{25} Гц и более. В основе этих эффектов лежат аналогичные эффекты, проявляющиеся в однородном макроскопическом интенсивном электромагнитном поле. Известно, в частности [37, 1–5], что область вакуума, занятая поперечным однородным электрическим полем $\vec{E} = \vec{n}_x E$, характеризуется тензором поперечной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \varepsilon_x \delta_{xi} \delta_{xj} + \varepsilon_y \delta_{yi} \delta_{yj}, \quad (6)$$

где $i, j = x, y$, ось x (y) параллельна (перпендикулярна) полю. При этом как действительные, так и мнимые части главных значений $\varepsilon_{x,y}$ тензора (6) различаются, что, как известно с первой половины XIX в., приводит к эффектам дихроизма и двулучепреломления.

При не очень малых углах падения γ -квантов на кристаллические оси и плоскости (при углах $\sim 10^{-6}$ рад возможно нарушение однородности потока электромагнитного излучения [38]) взаимодействие поляризованных γ -квантов рассматриваемых энергий с кристаллами описывается диэлектрической проницаемостью (6), усредненной по поперечнику кристалла. При этом, поскольку поле

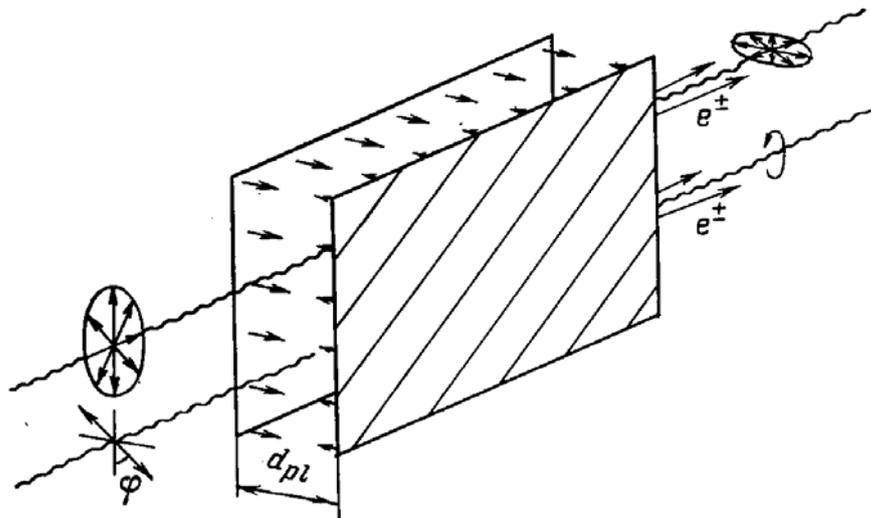


Рис. 3. Усредненное поле кристаллических плоскостей

осей большинства кристаллов обладает цилиндрической симметрией, усреднение (6) приведет к почти полному исчезновению эффектов анизотропии. В то же время геометрия усредненного поля кристаллических плоскостей (рис. 3) позволяет в полной мере проявиться свойствам анизотропии, присущим области пространства, занятой однородным полем, поскольку направления главных осей тензора (6) во всем кристалле одинаковы в каждой его точке: одна из них параллельна, а другая перпендикулярна плоскостям.

Перейдем к количественному рассмотрению. Начнем с эффекта дихроизма, описываемого мнимыми частями диэлектрической проницаемости. В каждой точке кристалла последние определяются полученными в работе [6] вероятностями (формула (2.8)) образования пар γ -квантами, линейно поляризованными параллельно и перпендикулярно однородному поперечному полю W_{\parallel} , W_{\perp} . Не выписывая выражений для этих вероятностей, имеющих вид, аналогичный (2), заметим, что характеризующее анизотропию поглощения отношение этих вероятностей изменяется от двух при энергиях γ -квантов $\hbar\omega \ll \omega_0 = mE_0 / E_{\max}$ до 1,5 при $\hbar\omega \gg \omega_0 = mE_0 / E_{\max}$. Для полного локального описания процесса образования пар в кристалле к вероятностям образования пар в его квазиоднородном поле необходимо добавить аналогичные (4) вероятности некогерентного образования пар в полях отдельных атомных ядер (см. формулу (2.10) в работе [6]). Для описания дихроизма кристалла как целого полученные таким образом вероятности $W_{\parallel,\perp}(x)$ образования пар поляризованными γ -квантами, движущимися на расстоянии x от кристаллической оси, остается усреднить по межплоскостному промежутку d_{pl} :

$$W_{\parallel,\perp} = \int_0^d W_{\parallel,\perp}(x) \frac{dx}{d_{pl}}. \quad (7)$$

Вероятности (7) определяют мнимые части главных значений тензора поперечной диэлектрической проницаемости кристалла $\Im \varepsilon_{\parallel, \perp} = W_{\parallel, \perp} / \omega$, интенсивность $I(L)$ и степень линейной поляризации $P_{lin} = th[(W_{\parallel} - W_{\perp})L/2]$, приобретаемой первоначально неполяризованным пучком после прохождения кристалла толщиной L . Поскольку эффективность поляризационных экспериментов определяется величиной параметра IP^2 [39], максимизируя эту комбинацию, можно определить оптимальную толщину кристалла L_{opt} и соответствующую ей оптимальную поляризацию P_{opt} получаемого пучка γ -квантов. Представленные на рис. 5 и рис. 6 в работе [5] результаты численных расчетов показывают, что при энергиях γ -квантов от нескольких сотен ГэВ до нескольких сотен ТэВ величина P_{opt} достигает 40 %, а длина L_{opt} для различных кристаллов составляет от долей миллиметра до нескольких сантиметров.

Столь ярко выраженный эффект магнитотормозного дихроизма проявляется в достаточно узкой области углов падения γ -квантов на кристаллические плоскости. Детальные расчеты, проведенные нами методом [40], разработанным на основе алгоритма быстрого преобразования Фурье, позволяют описать достаточно быстрый спад вероятностей процессов рождения пар в кристаллах с ростом угла падения γ -квантов. По этой причине следует упомянуть еще об одном предсказанном нами [41, 42] механизме оптической анизотропии кристаллов, проявляющемся при сверхвысоких энергиях γ -квантов. Этот механизм сопровождается процессом образования γ -квантами e^+e^- пар в полях кристаллических осей. Источником анизотропии является асимметрия рассеяния заряженных частиц кристаллическими осями. Возникает она благодаря тому, что отклонение частицы в плоскости ее падения (плоскости, параллельной скорости частицы и самой оси) является знакопеременной величиной с нулевым средним значением. Как следствие, отклонение происходит перпендикулярно плоскости падения. Эффекты оптической анизотропии в полях кристаллических осей оказываются менее сильно выраженными, но проявляются в существенно более широком угловом интервале, чем эффекты магнитотормозной анизотропии в поле плоскостей.

Обоснование возможности использования диэлектрической проницаемости однородного поля (6) для локального описания взаимодействия γ -квантов с ориентированными кристаллами позволило также предсказать [19, 43, 6] эффект магнитотормозного двулучепреломления жестких γ -квантов, распространяющихся параллельно кристаллическим плоскостям. Созданная на основе этого эффекта четвертьволновая пластинка открывает возможность преобразования линейно поляризованных пучков γ -квантов с энергиями в сотни, тысячи ГэВ и выше в циркулярно поляризованные.

Теоретическое описание магнитотормозного двулучепреломления строится по той же схеме, что и в случае дихроизма. Исходным является выражение [37, 1, 3, 4]

$$n_{x(y)}(E) = \frac{1}{2} \Re \varepsilon_{x(y)}(E) = 1 - \frac{\alpha}{3\pi} \left(\frac{m}{\omega}\right)^2 \int_0^{\omega} \frac{Y'(\xi)}{\xi} \left(\frac{\omega^2}{\varepsilon(\omega - \varepsilon)} + \frac{1 \mp 3}{2} \right) \frac{d\varepsilon}{\omega} \quad (8)$$

для коэффициентов преломления γ -квантов, поляризованных параллельно и перпендикулярно однородному поперечному электрическому полю $\vec{E} = \vec{n}_x E$ (пара-

метр ξ определен в формуле (3)). Это выражение описывает преломление поляризованных γ -квантов, распространяющихся на определенном расстоянии от кристаллической плоскости. Добавив к (8) вклады некогерентных процессов (см. формулу (2.18) в работе [6]) и усреднив, аналогично (7), по межплоскостному промежутку, можно получить показатели преломления n_{\perp} и n_{\parallel} кристаллом γ -квантов, линейно поляризованных перпендикулярно и параллельно его плоскостям. Разница этих показателей позволяет рассчитать по известной формуле

$$\omega(n_{\parallel} - n_{\perp})L_{\lambda/4} = \pi/2 \quad (9)$$

толщину четвертьволновой пластинки $L_{\lambda/4}$, преобразующей, как хорошо известно, линейно поляризованное излучение в циркулярно поляризованное. Графики зависимости этой величины от энергии γ -квантов представлены на рис. 4 для нескольких кристаллов. Ослабление интенсивности пучка γ -квантов при прохождении через четвертьволновую пластинку достигает минимума при энергии $\hbar\omega \sim mE_0/E_{\max} \sim 0,5-2,0$ ТэВ и составляет в кристалле Si несколько раз, а в кристалле Ge – чуть более десяти раз. При больших энергиях поглощение γ -квантов в этих кристаллах резко возрастает. В случае же использования кристаллов наиболее легких элементов четвертьволновые пластинки можно создавать и для энергий, достигающих нескольких десятков ТэВ.

Пропуская неполяризованный пучок γ -квантов сначала через дихроичный поляризатор, а затем через четвертьволновую пластинку, можно получать циркулярно поляризованные пучки γ -квантов из неполяризованных. При использовании вольфрамового поляризатора и кремниевой четвертьволновой пластинки степень поляризации будет близка к 40 %, а потери интенсивности пучка составят несколько десятков раз при энергии в несколько сотен ГэВ. Продольная поляризация γ -квантов легко может быть передана e^- и e^+ при образовании пар в аморфном веществе [44]. Однако это не единственный способ получения поляризованных e^{\pm} высоких энергий при помощи кристаллов.

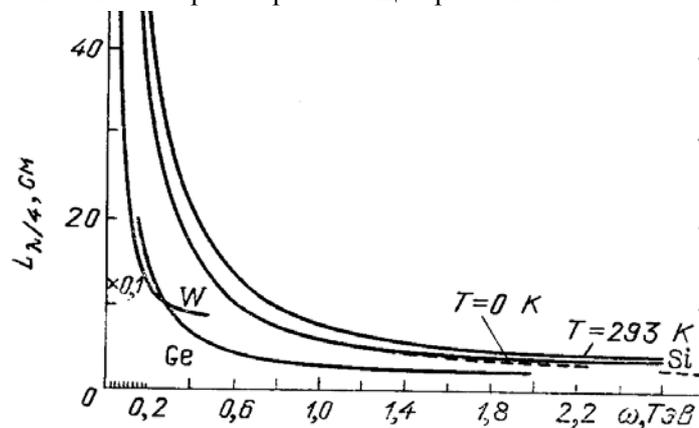


Рис. 4. Энергетическая зависимость длин четвертьволновых пластинок, основанных на использовании двулучепреломляющих свойств полей плоскостей (110) кристаллов Ge и W при $T = 293$ К и Si при $T = 0, 293$ К

3. Эффекты с участием поляризованных электронов и позитронов

Выяснение магнитотормозной природы процессов излучения и образования пар в ориентированных кристаллах при высоких энергиях привело также к предсказанию эффектов радиационной самополяризации [45] и образования γ -квантами поперечно поляризованных e^\pm [20, 46]. Эти эффекты позволяют различными способами получать пучки поляризованных e^\pm и измерять их поляризацию. Кроме того, поскольку спиновая зависимость процесса излучения в однородном поле связана с эффектом изменения магнитного момента e^\pm [3–5], обоснование действия магнитотормозного механизма излучения позволило предсказать возможность наблюдения этого фундаментального эффекта в кристаллах [47]. В отличие от магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления, указанные эффекты не имеют аналогов в теории [10] когерентного тормозного излучения и образования пар.

На принципиальную возможность существования в однородном поперечном электрическом поле \vec{E} эффектов с участием спина e^\pm указывает наличие псевдовектора

$$[\vec{E} \vec{v}], \quad (10)$$

где \vec{v} – скорость e^\pm . Будем описывать поляризационные состояния e^\pm классическим вектором спина $\vec{\zeta}$ [2, 3, 5], равным удвоенному среднему значению оператора спина в системе покоя e^\pm . Зависимость вероятностей излучения и образования пар от P-четного произведения $[\vec{E} \vec{v}] \vec{\zeta}$, как известно [1, 3, 4], приводит к возникновению поперечной поляризации e^\pm при излучении и рождении γ -квантами в однородном поле. Помимо этого, при движении в электрическом поле возникает прецессия спина вокруг вектора (10) [2].

Однако всего этого еще недостаточно для возникновения аналогичных поляризационных эффектов в кристаллах. Дело в том, что по разные стороны от кристаллической плоскости (оси) электрическое поле, а следовательно, и вектор (10) имеют противоположные направления. Поэтому средняя поляризация всех излучающих и рождающихся в кристалле e^\pm , так же, как и угол поворота спина, будет практически равна нулю.

Получить поляризованные e^\pm или достичь поворота вектора $\vec{\zeta}$ можно лишь выделив e^\pm , двигавшиеся либо родившиеся в областях с преобладающим направлением поля и вектора (10). В случае тонких кристаллов подобное выделение может быть проведено путем отбора e^\pm по направлениям их вылета из кристалла [20, 48].

Задача выделения e^\pm , родившихся и (или) двигавшихся в областях с преобладающим направлением электрического поля в случае более толстых кристаллов, может быть решена при помощи их изгиба [45, 46]. Действительно, при движении в изогнутом кристалле траектории каналированных e^\pm смещаются из симметричных положений в каналах, в результате чего большую часть времени

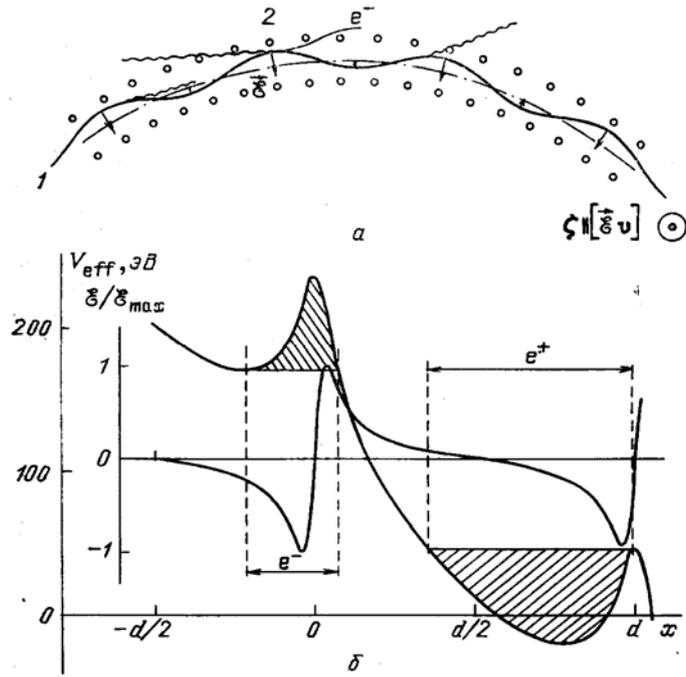


Рис. 5. Траектории e^+ (e^-), каналированных в изогнутом кристалле, (а) и потенциал изогнутых кристаллических плоскостей (б)

e^+ (e^-) движутся в усредненном поле плоскостей, направленном внутрь (наружу) окружности, образуемой изогнутыми плоскостями (рис. 5). Поскольку изогнутые кристаллы сохраняют возможность выделения частиц, рождающиеся и движущиеся в областях с определенным направлением поля, при значительно больших толщинах, позволяют достичь больших вероятностей используемых процессов и облегчить разделение частиц с разной поляризацией по направлениям движения.

4. Радиационная самополяризация e^\pm

Рассмотрение самополяризации в кристаллах естественно провести в сопоставлении с известным эффектом самополяризации e^\pm в накопителях [49, 5]. При описании существа этого эффекта магнитное поле накопителя можно считать однородным и поперечным, используя параметр

$$\chi = \varepsilon H / mH_0 = 0,44 \cdot 10^{-7} H(\text{кЭ}) \varepsilon(\text{ГэВ}) \quad (11)$$

(см. (1)), позволяющий записать характерную энергию рентгеновских фотонов, излучаемых в поле накопителей, в виде $\omega_{\text{хар}} \sim \chi \varepsilon / (1 + \chi)$. При типичных значениях $H \sim 20$ кЭ и $\varepsilon \sim 1$ ГэВ из (11) следует, что $\chi \sim 10^{-6}$ и $\omega_{\text{хар}} \sim 10^{-6} \varepsilon$. Первоначально неполяризованный пучок e^\pm поляризуется благодаря отличию вероятностей излучения $w_{\uparrow\downarrow}$, $w_{\downarrow\uparrow}$ «с переворотом спина» – изменением знака его проекции на направление магнитного поля. При этом медленное перераспределение

e^\pm по спиновым состояниям происходит на фоне интенсивного магнитотормозного излучения, характеризуемого вероятностью w . При $\chi \ll 1$ справедливы оценки [49, 5] $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim w_{\uparrow\downarrow} \sim w_{\downarrow\uparrow} \sim \chi^2 w$, позволяющие убедиться, что за время самополяризации $\tau \sim 1/|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim 1/\chi^2 w$ имеющее интенсивность $I \sim w\omega_{\text{хар}}$ магнитотормозное излучение уносит энергию $I\tau \sim \varepsilon/\chi$, в $1/\chi \sim 10^6$ раз превышающую энергию поляризующихся e^\pm . Поэтому самополяризация e^\pm в накопителях протекает в условиях непрерывного восполнения радиационных потерь практически при постоянной энергии e^\pm за время, достигающее десятков минут. Величина же поляризации, приобретаемая e^\pm без пополнения энергии за время полной ее потери $\tau \sim \varepsilon/I \sim 1/\chi w$, не превышает $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \tau \sim \chi \sim 10^{-6}$ (рис. 6). Из-за того, что последняя определяется параметром (11), значительной величины поляризации, получаемой без пополнения энергии, можно достичь при условии $\chi \geq 1$, которое может быть выполнено только в интенсивных полях кристаллов.

Эффект радиационной самополяризации в накопителях уже давно позволяет получать поляризованные пучки e^\pm с энергиями, достигающими десятков ГэВ. Однако из-за быстрого роста радиационных потерь строительство накопителей e^\pm на энергии в сотни ГэВ и более признано нецелесообразным. Возможности получения поляризованных e^\pm столь высоких энергий открывают поляризационные эффекты в кристаллах, первым из которых был предсказан эффект радиационной самополяризации [45].

При движении e^\pm в кристалле вместо магнитного поля роль оси квантования спина играет псевдовектор (10), определяющий направление возможной поляризации e^\pm . Роль параметра (11) играет отношение

$$\chi = \varepsilon E / mE_0 \quad (12)$$

напряженности электрического поля в собственной системе e^\pm к характерной напряженности (1).

Как и в случае магнитного поля, величина этого параметра определяет максимальную поляризацию, приобретаемую e^\pm в отсутствие потерь энергии. Поэтому при имеющем место в кристалле отсутствии реальной возможности пополнения энергии e^\pm заметной их поляризации можно достичь только в области $\chi \geq 1$ проявления квантовых эффектов в магнитотормозном излучении (см. рис. 6). Вероятности излучения с переворотом спина $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim w_{\uparrow\downarrow} \sim w_{\downarrow\uparrow} \sim \chi^2 w$, как и их разность, сравниваются по порядку величины с полной вероятностью излучения w . В этих условиях испускание одного (см. рис. 6, б), максимум нескольких γ -квантов с энергией $\omega_{\text{хар}} \sim \chi\varepsilon/(1+\chi)$, сравнимой с энергией e^\pm , приводит к возникновению поляризации, достигающей нескольких десятков процентов. Длина кристалла, необходимая для достижения такой поляризации, составляет в разных кристаллах от долей до нескольких миллиметров [6].

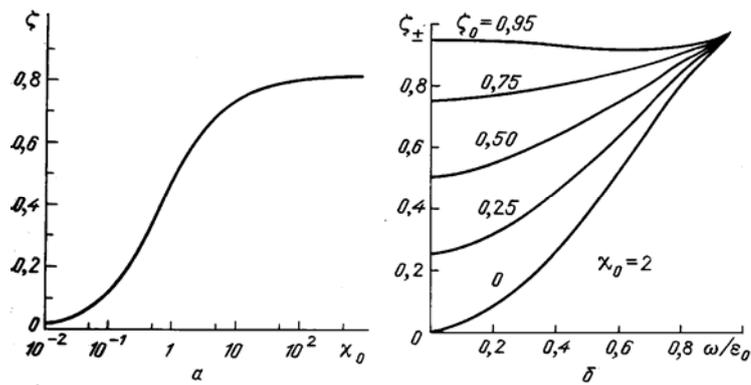


Рис. 6. Зависимость от начальной величины квантового параметра (12) максимальной поляризации, приобретаемой e^\pm при полной потере энергии на излучение в однородном поле (а). Зависимость величины конечной поляризации ζ_\pm от энергии испущенного γ -кванта при различных начальных поляризациях ζ_0 и $\chi_0 = 2$ (б)

Оптимальные величины радиусов изгиба кристаллов составляют несколько десятков сантиметров. Однако описание процесса приобретения поляризации излучающими e^+ , и особенно e^- , является весьма сложной, до конца еще не решенной задачей, требующей учета эволюции кинематических характеристик e^\pm при многократном рассеянии и радиационном охлаждении. Кроме того, специфика усредненного потенциала кристаллических плоскостей и высокая интенсивность многократного рассеяния в областях связанного поперечного движения e^- (см. рис. 5, б) не позволяют достичь столь же высокой поляризации, как в случае e^+ , которая реально может быть близка к представленной на рис. 6 поляризации e^\pm в однородном поле. Эти недостатки удастся преодолеть, используя эффект рождения γ -квантами поперечно поляризованных e^\pm .

5. Рождение γ -квантами поперечно поляризованных e^\pm

Напомним, что имеющие самые высокие энергии вторичные e^\pm -пучки протонных ускорителей [50, 51] получают конверсией γ -квантов в аморфном веществе. Эти пучки, естественно, являются неполяризованными. Возникновение же поляризации в обсуждавшемся выше процессе самополяризации сопровождается в кристаллах понижением энергии и интенсивности e^\pm -пучков. Возможность приобретения поляризации в момент образования e^+e^- пары позволила бы не только совместить неизбежную стадию образования e^\pm и процесс сообщения им поляризации, но и избежать значительных потерь энергии, сопутствующих этому процессу. Такая возможность непосредственно реализуется при использовании процесса магнитотормозного образования e^+e^- пар в тонких [20] или изогнутых толстых [46] кристаллах.

Существование в однородном электрическом поле псевдовектора (10) говорит о возможности появления у e^\pm поперечной поляризации, достигающей 80 % и более при энергиях e^\pm , сравнимых с энергиями γ -квантов ω в сотни ГэВ и

выше. При этом направление поляризации e^+ (e^-) параллельно (антипараллельно) псевдовектору (10).

Как показано на рис. 5, изгиб кристалла приводит к возникновению преобладания в областях связанного поперечного движения e^- (e^+) сильного электрического поля, направленного вдоль внешней (внутренней) нормали к изогнутым плоскостям. Вследствие локальной природы процесса магнитотормозного образования пар области связанного движения совпадают с областями образования γ -квантами связанных e^\pm , которые оказываются поляризованными при рождении благодаря преобладанию в этих областях электрических полей указанных направлений.

Получающиеся путем усреднения локальной вероятности образования пар по областям связанного движения графики чисел и поляризации e^+ и e^- , рождаемых с энергией $\varepsilon = \omega/2$ в поле плоскостей (110) кристалла Ge при $T = 0$ К γ -квантами доступной энергии $\omega = mE_0 / E_{\max} = 454$ ГэВ, представлены на рис. 7. Последний отражает общие особенности рассматриваемого эффекта, одной из которых является существенно более низкая эффективность рождения и поляризация e^- . Кроме того, выделение рождающихся в каналированном состоянии поляризованных e^- будет существенно осложняться их более быстрым деканализацией. Как и в случае эффекта радиационной самополяризации, все эти недостатки связаны со спецификой формы усредненного потенциала кристаллических плоскостей в областях связанного поперечного движения e^- (см. рис.5). Независимо от этого, рассматриваемый эффект делает возможным получение поляризованных e^- с той же эффективностью и поляризацией, что и e^+ . Сделать это позволяет электронный отбор e^- , рождающихся

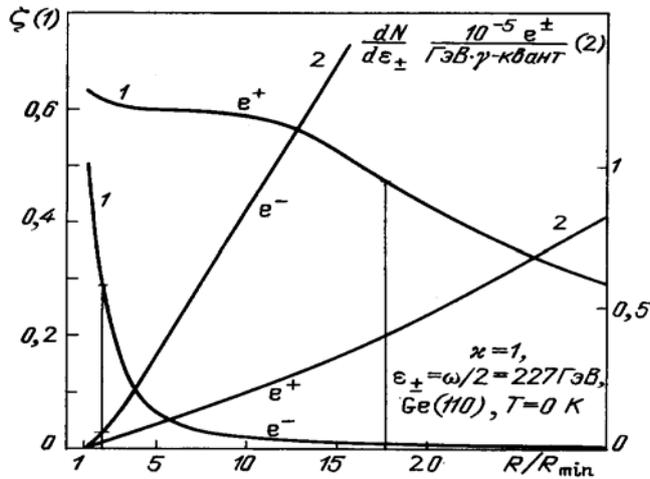


Рис. 7. Зависимость от радиуса изгиба кристалла Ge (плоскость (110), $T = 0$ К) дифференциального числа и степени поляризации e^\pm , рождающихся с энергиями $\varepsilon = \omega/2 = mE_0 / 2E_{\max} = 227$ ГэВ. Вертикальными линиями выделены оптимальные значения радиуса кристалла

в паре с каналированным e^+ . Поляризации этих частиц, естественно, будут одинаковы, а электронный отбор позволит получать пучки поляризованных e^+ и e^- одинаковой интенсивности сразу на стадии их генерации γ -квантами.

Хотя рассмотренная нами реализация эффектов радиационной самополяризации и рождения γ -квантами поляризованных e^\pm в поле кристаллических плоскостей является наиболее простой и естественной, ее недостатком является высокая требуемая энергия mE_0 / E_{\max} исходных e^\pm и γ , которая, как минимум, должна превышать несколько сотен ГэВ. Поскольку эта энергия обратно пропорциональна максимальной напряженности усредненного поля E_{\max} , ее, очевидно, можно было бы понизить, если бы обсуждаемые эффекты удалось реализовать в поле кристаллических осей, примерно на порядок более сильном.

Это действительно удается сделать в специальной геометрии падения e^\pm и γ на кристаллические оси и образуемую ими кристаллическую плоскость (рис. 8) [52, 53]. А именно, угол падения исходных частиц на плоскость не должен превышать угла плоскостного каналирования. При выполнении этого условия падающие на кристалл и рождаемые γ -квантами e^\pm будут двигаться в режиме плоскостного каналирования.

На самом деле в этом случае остается значительная свобода в выборе относительной ориентации скорости частиц и направлений кристаллических осей, лежащих в плоскостях выбранного семейства. Понятно, что для того, чтобы плоскостное каналирование не превратилось в осевое, угол ψ между

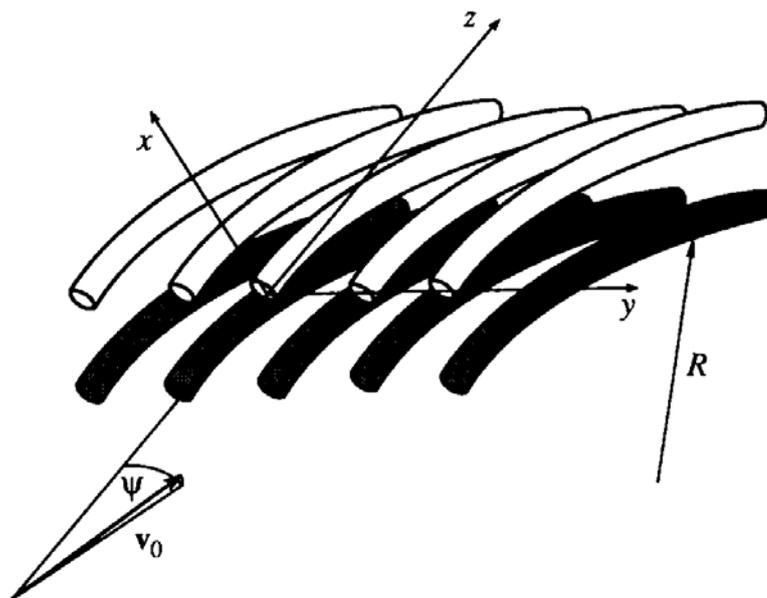


Рис. 8. Геометрия падения e^\pm, γ на кристаллические оси и плоскости, позволяющая наблюдать эффекты радиационной самополяризации, рождения поляризованных e^\pm и изменения магнитного момента e^+ при наиболее низких энергиях

скоростью частиц и кристаллическими осями должен заметно (хотя бы в 1,5–2,0 раза) превышать угол осевого каналирования. В этом случае столкновения с различными осями будут коррелированными и среднее движение e^{\pm} будет по-прежнему определяться потенциалом плоскостей. Если при этом длина пробега e^{\pm} между соседними осями $d_{\text{int } ax} / \psi$ ($d_{\text{int } ax}$ – расстояние между соседними осями) превысит длину формирования процесса излучения или образования пары $l_f \approx m / eE_{\text{max}}$ в поле оси, процессы формирования будут определяться осевым полем, несмотря на движение e^{\pm} в режиме плоскостного каналирования.

Подобным образом удастся совместить преимущества, которыми обладают поля кристаллических осей и плоскостей. А именно, радиационные процессы будут формироваться в более интенсивных полях осей, а управление движением частиц будет осуществляться более «упорядоченным» полем плоскостей. В частности, изгибая последние, можно добиться смещения траекторий каналированных e^{\pm} в области с выделенным направлением полей кристаллических осей, что позволит реализоваться эффектам радиационной самополяризации и рождения γ -квантами поляризованных e^{\pm} в поле осей точно так же, как в поле плоскостей. Однако более интенсивные поля осей позволят достичь понижения энергии, необходимой для реализации указанных эффектов.

Поскольку из-за необходимости обеспечения устойчивости движения e^+ в условиях плоскостного каналирования угол падения на оси не должен быть слишком мал, точность приближения однородного поля будет невысока, что делает необходимым проведение численных расчетов по общим квазиклассическим формулам, полученным методом [3, 9]. Для проведения таких расчетов нами был разработан новый метод численного интегрирования быстро осциллирующих функций [52, 53].

На рис. 9 представлены полученные этим методом спектральная зависимость интенсивности излучения и поляризации, приобретаемой при испускании одного γ -кванта каналированными e^+ , имеющими энергию 150 ГэВ и падающими под углами 0,1 (кривая 1) и 0,3 мрад (кривая 2) на ось $\langle 110 \rangle$ Ge при $T = 100$ К, а также зависимость от угла падения γ -кванта на ту же ось поляризации и дифференциальной вероятности образования γ -квантом с энергией 150 ГэВ каналированного e^+ и рождающегося с ним в паре e^- равной энергии.

Описанная возможность использования полей кристаллических осей не только позволяет реализовать при доступных ныне энергиях e^{\pm} , γ в 100—200 ГэВ эффекты радиационной самополяризации и образования γ -квантами поляризованных e^{\pm} , но и делает вполне реальным наблюдение эффекта изменения аномального магнитного момента e^+ в кристаллах.

6. Изменение аномального магнитного момента e^+ в кристаллах

Исследования процессов в интенсивных электромагнитных полях [1–5] показали, что при напряженностях (1) происходит существенное изменение аномального магнитного момента (АММ) e^{\pm} – см. рис. 10. Поскольку напряженности (1) достигаются в собственной системе e^{\pm} при движении в кристаллических

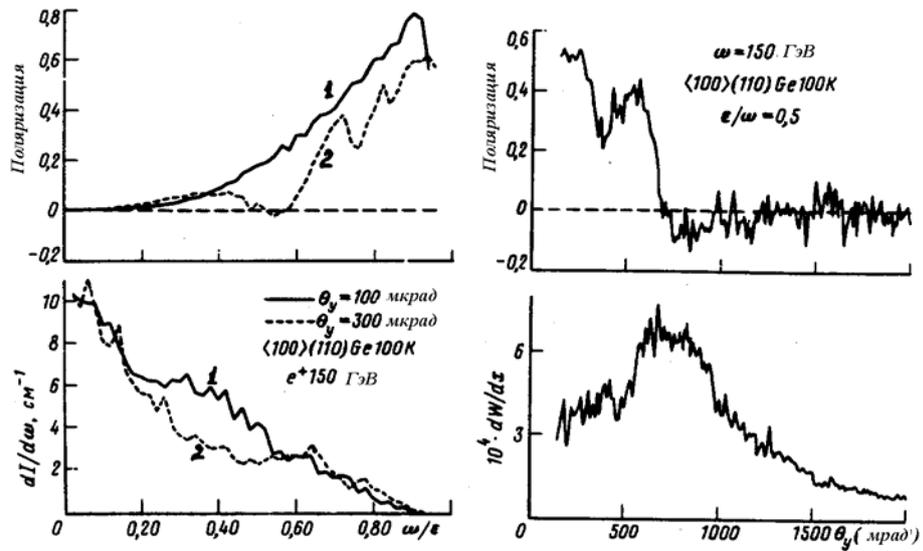


Рис. 9. Спектральная зависимость интенсивности излучения и поляризации, приобретаемой при испускании одного γ -кванта каналированными e^+ с энергией 150 ГэВ (слева). Ориентационная зависимость поляризации и дифференциальной вероятности образования γ -квантом с энергией 150 ГэВ каналированного e^+ и рождающегося с ним в паре e^- (справа)

полях, изменение в них АММ может достигать нескольких десятков процентов. Наблюдение этого изменения становится возможным [47] при использовании эффекта вращения спина в изогнутом кристалле [45]. Действительно, при рассматриваемых энергиях уравнение эволюции вектора спина e^\pm , движущихся со скоростью \vec{v} в квазиоднородном поле напряженности \vec{E} , принимает вид $d\vec{\zeta}/dt = 2\mu'[\vec{\zeta}[\vec{E}\vec{v}]]$. Поэтому уменьшение μ' может быть обнаружено по уменьшению угла поворота спина. Заметим, что эффект вращения спина в изогнутом кристалле [45] уже наблюдался во FNAL [54] на примере Σ^+ гиперонов и открывает возможность измерения магнитных моментов очарованных гиперонов.

Как и в случае эффектов радиационной самополяризации и рождения поляризованных e^\pm , оптимальные условия наблюдения изменения АММ реализуются в иллюстрируемой рис. 8 геометрии падения e^+ на кристаллические оси и плоскости. Эта геометрия позволяет совместить воздействие на АММ наиболее интенсивного поля осей с использованием эффекта плоскостного каналирования для обеспечения действия на e^+ электрического поля выделенного направления.

Подобно случаю радиационной самополяризации и рождения поляризованных e^\pm , при использовании геометрии, представленной на рис. 8, точность приближения однородного поля будет невысока. Это делает необходимым проведение численных расчетов по общим квазиклассическим выражениям с использованием разработанного в [52, 53] метода численного интегрирования быстро осциллирующих функций. Результатом этого расчета является угол φ поворота

спина e^+ в изогнутом кристалле. Сравнивая этот угол с аналогичным углом φ_0 , рассчитанным в пределе $\mu' = \mu_{Schw}$, можно судить о величине изменения АММ.

График зависимости разности $-\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi > 0$ от угла падения e^+ на кристаллическую ось $\langle 110 \rangle$ кристалла Ge при $T = 77$ К представлен на рис. 11. Позитроны движутся в режиме каналирования в поле плоскостей (100) с энергией поперечного движения, равной полувысоте потенциальной ямы, образуемой усредненным потенциалом плоскостей (см. рис. 4, б). Полная энергия e^+ равна 90 ГэВ, радиус изгиба кристалла $R = 20$ см, длина – 1 мм. Штриховая линия соответствует пределу больших ψ , в котором изменение АММ определяется усредненным полем плоскостей. Соответствующее изменение угла поворота спина $-\Delta\varphi \sim 0,06$ рад может быть уверенно обнаружено по изменению продольной составляющей спина e^+ с точностью в несколько процентов. Подобные измерения

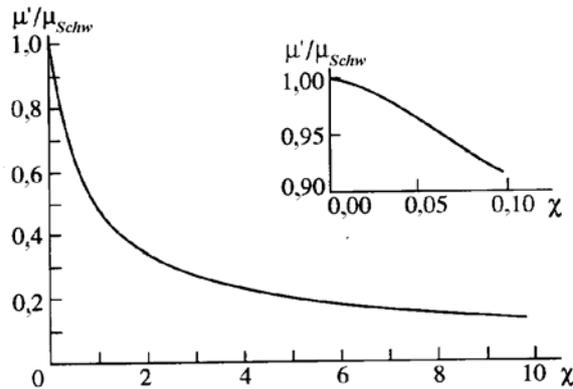


Рис. 10. Зависимость АММ e^\pm от отношения $\chi = E' / E_0$ поля в их собственной системе к величине (1). АММ выражен в единицах

$$\mu_{Schw} = (\alpha / 2\pi) \mu_0, \text{ где } \mu_0 - \text{ магнетон Бора}$$

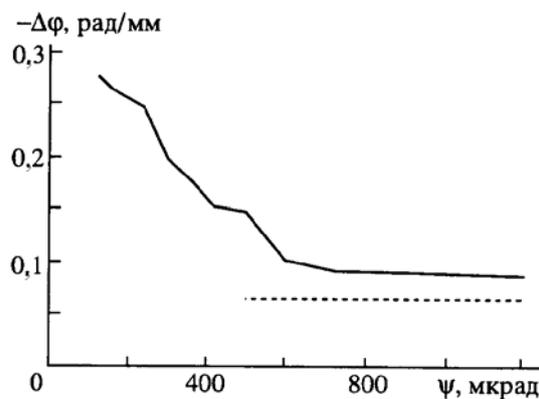


Рис. 11. Зависимость изменения угла поворота спина e^+ , связанного с уменьшением его АММ, от угла падения на кристаллическую ось

могут, в частности, быть проведены при использовании рассеяния поляризованных e^+ на продольно поляризованных электронах ферромагнетиков либо на интенсивном циркулярно поляризованном лазерном излучении.

Возможности наблюдения изменения АММ многократно возрастают при уменьшении угла падения e^+ на кристаллические оси. Увеличение в несколько раз разности $-\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi$ при углах $\psi < 0,5$ мрад свидетельствует об увеличении изменения АММ в более интенсивном поле кристаллических осей. При величине изменения угла поворота спина $-\Delta\varphi \sim 0,2$ рад точность его измерения легко может быть доведена до 10 %. Это делает реальным в настоящее время детальное исследование изменения АММ e^+ в кристаллах.

Однако требование устойчивости движения e^+ в режиме плоскостного каналирования не позволяет уменьшить их угол падения на оси до величин, позволяющих говорить о высокой точности приближения однородного поля в применении к полю осей. При промежуточных же углах $\psi \sim 0,5$ мрад падения на ось влияние их поля на изменение АММ вообще имеет природу, отличную от его изменения под действием однородного поля. Действительно, как уже говорилось, природа процесса излучения в поле кристаллической оси и связанного с ним процесса изменения АММ определяется соотношением между характерным углом излучения $\mathcal{G}_0 = m/\varepsilon$ и углом поворота в поле оси. При углах ψ падения на ось, заметно превышающих угол осевого каналирования, величина угла поворота в поле оси составляет [55] $\mathcal{G}_{ax} \approx eE_{\max}^{pl} d_{\text{int } ax} / \psi\varepsilon$, где E_{\max}^{pl} – максимальная напряженность усредненного поля плоскости, на которую падают e^{\pm} . При выполнении условия $\mathcal{G}_{ax} \gg \mathcal{G}_0$ обсуждаемые процессы формируются в поле одной оси и хорошо описываются приближением однородного поля. В обратном случае $\mathcal{G}_{ax} \leq \mathcal{G}_0$, реализующемся в кристаллах Si и Ge [55] при

$$\psi \geq eE_{\max}^{pl} d_{\text{int } ax} / m \sim 0,3-0,5 \text{ мрад}, \quad (13)$$

процесс формирования, напротив, протекает в поле нескольких или даже многих осей, принадлежащих одной плоскости. При этом движение e^{\pm} в области формирования представляет собой «дрожание» в поле отдельных осей, происходящее на фоне более медленного и плавного отклонения в среднем поле плоскости. «Дрожание» в поле отдельных осей вызывается гармониками фурье-разложения

$$\bar{E}(x, y) = \sum_{q_y \neq 0} [\bar{n}_x E_x(q_y, x) \cos(q_y y) + \bar{n}_y E_y(q_y, x) \sin(q_y y)] \quad (14)$$

поля кристалла, усредненного по тепловым колебаниям. Ось x нормальна плоскости, а ось y – параллельна ей и нормальна лежащим в ней на расстояниях $d_{\text{int } ax}$ кристаллическим осям, $q_y = 2\pi n_y / d_{\text{int } ax}$, $n_y = \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер гармоники. Усредненный потенциал плоскости соответствует $q_y = n_y = 0$ и не включен в сумму (14). При таком выборе осей x и y e^{\pm} движутся под углом $\psi \sim 1$ мрад к

третьей декартовой оси z в плоскости, образующей очень малый (меньший угла плоскостного каналирования) угол с плоскостью xy .

В рассматриваемой области энергий e^\pm и углов их падения (13) на оси описание радиационных процессов и эффекта изменения АММ существенно упрощается сразу по двум причинам [55]. Во-первых, малость угла отклонения e^\pm в поле одной оси при условии (13) позволяет считать зависимость $y(t)$ линейной: $y(t) - y_0 = v_y t \approx \psi t$. Во-вторых, при (13), а точнее, при выполнении становящегося при высоких энергиях еще более мягким ограничения $\psi > 1 \text{ мрад} / \sqrt{\varepsilon(\text{ГэВ})}$ можно пренебречь изменением амплитуд $E_{x,y}(q_y, x)$ за время формирования. В результате оказывается, что процесс формирования протекает в условиях действия постоянного поля плоскостей и гармонически изменяющихся со временем в точке нахождения e^\pm компонент электростатического поля. Если учесть, что при ультрарелятивистском движении в поперечном электрическом поле в системе покоя частиц преобразуется в скрещенное, можно заключить, что при углах падения (13) процессы излучения, образования пар и эффект изменения АММ в кристаллах локально не отличаются от аналогичных процессов в суперпозиции однородного поля и поля электромагнитных волн, имеющих эффективные частоты $\omega_{\text{eff}} = q_y \psi / 2$, которым соответствуют длины волн

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{2d_{\text{int ax}}}{\psi n_y} = 0,2 \text{ мкм} \frac{d_{\text{int ax}}(A)}{\psi(\text{мрад})n_y}, \quad (15)$$

попадающие при $d_{\text{int ax}} \approx 2 \text{ \AA}$ и $\psi \approx 0,5$ мрад в случае основных (имеющих наибольшую интенсивность) гармоник $|n_y| = 1, 2, 3$ в ближний ультрафиолетовый диапазон. Величина же амплитуд напряженности электрического поля этих гармоник сравнима с максимальной напряженностью усредненного электрического поля плоскости $E_{\text{max}}^{\text{pl}} \sim 10^{10} \text{ В/см}$, что соответствует уровню интенсивности лазерного излучения $I \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. Принципиальное преимущество использования внутрикристаллических полей состоит в том, что подобные интенсивности доступны лишь в пикосекундных лазерных импульсах, в то время как в кристаллах эквивалентные поля существуют стационарно. Возможность же одновременной генерации в одной области волнового и однородного полей с напряженностью $\sim 10^{10} \text{ В/см}$ без использования кристаллов вообще не представляется реальной.

Эквивалентность взаимодействия e^\pm с кристаллическим полем и суперпозицией волнового и однородного полей позволяет утверждать, что изменение угла поворота спина при углах падения $e^\pm \psi \geq 0,3$ мрад (см. рис. 11) может быть интерпретировано как следствие изменения его АММ в поле электромагнитных волн. Выражение, описывающее это изменение, получено нами на основе квазиклассического метода [3, 9] и имеет вид

$$\Delta\mu' = -\mu'_{Schw} \xi_0^2 \left\{ 1 - \frac{1}{s^2} \left[3 - \frac{5}{2z} + \frac{1}{z^2} - \ln s \left(2 - \frac{3}{z} + \frac{3}{z^2} - \frac{1}{z^3} \right) + \frac{3 \ln s}{y} - \frac{3(\ln s + y)}{y^2} + \frac{\ln s + y + y^2/2}{y^3} + 2\lambda_3 \left(\int_0^1 \ln|1-tz| \frac{dt}{t} + \int_0^1 \ln|1-ty| \frac{dt}{t} + \frac{\pi^2}{3} + \frac{5}{2} - \frac{7}{4z} + \frac{1}{2z^2} - \ln s \left(4 - \frac{7}{2z} + \frac{2}{z^2} - \frac{1}{2z^3} \right) + \frac{7 \ln s}{2y} - \frac{2(\ln s + y)}{y^2} + \frac{\ln s + y + y^2/2}{2y^3} \right) \right] \right\}, \quad (16)$$

где λ_3 – степень линейной поляризации волны, $z = 1 + s$, $y = 1 - s$, параметр

$$s = 2\omega_{eff} \varepsilon / m^2 = 0,95 \times 10^{-2} \varepsilon(\text{ГэВ}) / \lambda_{eff}(\text{мкм}) \quad (17)$$

определяет частоту волны $\omega = sm$ в системе покоя e^\pm с энергией ε , а также максимальную частоту $\omega_{max} = s\varepsilon/(1+s)$ фотонов, претерпевших в лабораторной системе комптоновское рассеяние. Вторая из асимптотик

$$\Delta\mu' = -\mu'_{Schw} \xi_0^2 \times \begin{cases} s^2 \left[3(2 + \lambda_3) \ln \frac{1}{s} - 5 - \frac{13}{4} \lambda_3 \right], & s \ll 1, \\ 1 - \frac{2\lambda_3}{s^2} \ln^2 s, & s \gg 1, \end{cases}$$

выражения (16) указывает на то, что при рассматриваемых значениях $\varepsilon \sim 100$ ГэВ и $\lambda_{eff} \sim 0,1$ мкм, которые соответствуют значениям параметра (17) $s \sim 10$, изменение АММ достигает своего максимального значения $\Delta\mu' \approx -\mu'_{Schw} \xi_0^2$. Ориентационная зависимость величины (16) в этом случае определяется ориентационной зависимостью безразмерного параметра

$$\xi_0^2 = \left(\frac{eE}{m\omega_{eff}} \right)^2 = \left(\frac{2eE}{mq_y\psi} \right)^2,$$

характеризующего интенсивности волны. Именно его увеличение с уменьшением угла ψ приводит к возрастанию роли изменения АММ (16) в поле (14) в области $\psi \sim 0,3-0,5$ мрад.

На первый взгляд, достаточно близкий эффект уже исследовался в работе [5]. Существенно, однако, что там рассматривался случай движения в продольном магнитном поле, в то время как в различных экспериментах по измерению АММ ультрарелятивистских частиц, например гиперонов и мюона, всегда используется поперечное поле. Кроме того, наиболее интенсивное из доступных в стационарных условиях поле кристаллических плоскостей и осей также является поперечным. Далее, при сопоставимых напряженностях частота прецессии в продольном поле [2, с. 185] $2(\mu' + \mu_0)H_{\parallel}/\gamma$ содержит не представляющий интереса доминирующий вклад нормальной (боровской) части магнитного момента

μ_0 , в то время как вклад АММ в эту частоту испытывает релятивистское подавление в $\gamma = \varepsilon/m \sim 10^5$ раз. По всем этим причинам предсказанный выше эффект изменения АММ в поле электромагнитной волны имеет существенно лучшие перспективы наблюдения, чем аналогичный эффект [5] в продольном поле.

Однако эффект изменения АММ e^+ в электромагнитной волне не является единственным новым спиновым эффектом, который может наблюдаться в поле гармоник кристаллического потенциала (14). Действительно, эффективное поле электромагнитных волн, в которые преобразуется электростатическое поле (14) в собственной системе ультрарелятивистских e^\pm , обладает богатыми поляризационными свойствами. Неудивительно, что в соответствии с симметрией отражения от плоскости гармоники поля кристаллической плоскости обладают линейной поляризацией $\lambda_3(n_y, x) = [E_x^2(q_y, x) - E_y^2(q_y, x)]/E^2(q_y, x)$, где $E^2(q_y, x) = E_x^2(q_y, x) + E_y^2(q_y, x)$. Более неожиданным является то, что эти гармоники обладают и весьма высокой (рис. 12) циркулярной поляризацией $\lambda_2(n_y, x) = 2E_x(q_y, x)E_y(q_y, x)/E^2(q_y, x)$.

Эта поляризация возникает вследствие сдвига на $\pi/2$ фаз колебаний x - и y -компонент поля гармоник усредненного поля кристалла (14). Она имеет противоположные знаки по разные стороны кристаллической плоскости, в силу чего взаимодействие e^+ с гармоникой определенной циркулярной поляризации обеспечивается либо при отражении от поверхности кристалла [55], либо при каналировании в изогнутом кристалле [53]. Как уже отмечалось, в силу применимости приближений прямолинейных траекторий и постоянных амплитуд

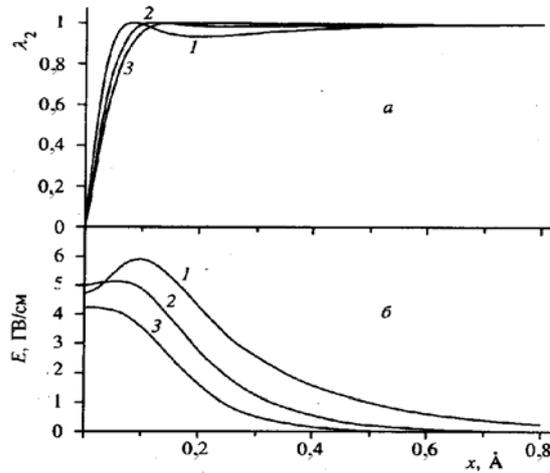


Рис. 12. Зависимость степени поляризации (а) и напряженности (б) первых трех гармоник потенциала осей $\langle 100 \rangle$ Si от расстояния до плоскости (110). Цифры у кривых соответствуют номерам гармоник n_y

гармоник разложения кристаллического поля (14) эволюция спина e^\pm в кристалле локально не отличается от эволюции в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны (ЦПВ). Оказалось [56–58], что циркулярная поляризация приводит к принципиально новому эффекту эволюции спина e^\pm в электромагнитной волне.

7. Эффект роста частоты прецессии спина e^\pm в поле ЦПВ

Существует ряд причин, в силу которых электромагнитная волна, и в особенности ЦПВ, обладает особыми преимуществами для исследования принципиальных сторон взаимодействия спина ультрарелятивистских e^\pm с электромагнитным полем. Во-первых, это заметная неоднородность и высокая интенсивность поля коротких лазерных импульсов в системе покоя встречных e^\pm . Во-вторых, в отличие от линейно поляризованной волны, ЦПВ сама вращает спин e^\pm , что позволяет исследовать изменение характеристик e^\pm без использования дополнительного пробного поля, напряженность которого должна быть чрезвычайно высокой.

Однако существует еще одно, менее очевидное и более фундаментальное, преимущество использования ЦПВ. Действительно, обратимся к следующему из уравнения Баргмана – Мишеля – Телегди (БМТ) выражению:

$$\Omega^{(3)} = 4 \frac{\lambda_2}{\omega_0} \left[H_0^2 \left(\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma} \right)^2 - E_0^2 \frac{\mu_0}{\gamma} \left(2\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma} \right) \right] = 4\lambda_2 \mu'^2 \frac{H_0^2}{\omega_0} = \lambda_2 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 \omega_0 \xi^2 \quad (18)$$

для частоты прецессии спина e^\pm с энергией $\varepsilon = \gamma m$ в ЦПВ, распространяющейся в вакууме, имеющей поляризацию $\lambda_2 = \pm 1$, частоту ω_0 и напряженность $E_0 = H_0$, характеризуемую безразмерным параметром $\xi = |e| H / m \omega_0$. Первая круглая скобка выражения (18) отражает вклад вращения спина в магнитном поле самой волны, вторая – в магнитном поле, индуцируемом электрическим полем волны в системе покоя движущегося в ней электрона. Каждый из этих вкладов имеет первый порядок по $\alpha = 1/137$ и весьма значительную величину. Однако из-за сокращения слагаемых, пропорциональных как μ_0^2 , так и $\mu_0 \mu'$, частота (18) приобретает сразу два дополнительных порядка по $\alpha = 1/137$, теряя из-за этого более четырех порядков по величине. Даже малое нарушение этого сокращения должно приводить к возрастанию частоты прецессии спина сразу на несколько порядков. При этом, как нетрудно заключить из (18) и подробно разъясняется ниже, столь значительные эффекты не могут быть вызваны изменением АММ.

Следует напомнить, что уравнение БМТ, по сути, обобщающее уравнение ларморовой прецессии на случай движения частицы с произвольной скоростью, уже многие десятилетия используется для описания электронного парамагнитного и ядерного магнитного резонансов, а также многочисленных эффектов и устройств, применяемых в ускорительной технике. Сюда относятся деполяризующие резонансы, «сибирские змейки» и непосредственно сама прецессия спина различных частиц, используемая для измерения их магнитных моментов. Не-

смотря на высочайшую точность, достигнутую во многих из этих приложений, ни в одном из них не наблюдалось отклонений от уравнения БМТ. Даже рассмотренное выше изменение АММ в полях напряженности (1) (см. рис. 10) может быть учтено в рамках уравнения БМТ путем введения динамической зависимости АММ.

Чтобы понять возможную причину значительных изменений частоты прецессии спина $e^\pm \Omega$ по сравнению с выражением (18), напомним [43, 58], что определяющий Ω эффективный потенциал взаимодействия e^\pm с волной, рассматриваемой как поток фотонов концентрации $\rho_\gamma = H^2 / 4\pi\omega_0$, связан соотношением

$$V_{eff} = V_{si} - \frac{1}{2}(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})\Omega = -2\pi f(\varepsilon)\rho_\gamma \frac{1+\nu}{\varepsilon\nu} \quad (19)$$

(ε – энергия, ν – скорость e^\pm) с амплитудой $f(\varepsilon) = f_{si} - \lambda_2(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})f_{sd}$ e - γ -рассеяния (рассеяния *электрона* фотоном) на нулевой угол. Эта амплитуда может быть найдена исходя из обычно используемой амплитуды $f(\omega)$ комптоновского или γ - e рассеяния (рассеяния *фотона* электроном) на нулевой угол. Так, в системе отсчета, где e^\pm покоится либо движется со скоростью ν навстречу фотону частоты ω_0 , эти амплитуды связаны соотношением [57, 58]

$$f(\varepsilon) = \frac{\varepsilon\nu}{\omega} f(\omega), \quad (20)$$

где $\omega = \omega_0(1+\nu)\varepsilon/m$ – частота фотона в системе покоя электрона. Эта частота также входит в параметр

$$s = 2\omega/m, \quad (21)$$

характеризующий, в частности, виртуальность электрона после поглощения или испускания реального фотона в процессе комптоновского рассеяния (ср. с параметром (17)). Сравнение параметра s с единицей позволяет судить о классичности процесса рассеяния. В классическом пределе $s \ll 1$ не зависящая от спина часть амплитуды $f_{si}(\omega)$ равна амплитуде томсоновского рассеяния $-e^2/m$, приводящей к известному выражению $V_{si} = m^2\xi_0^2/2\varepsilon$ для не зависящего от спина эффективного потенциала взаимодействия с волной. Если при вычислении зависящей от спина части соотношения (19) $V_{sd} \equiv -0,5(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})\Omega$ воспользоваться [58] известной амплитудой $f_{LGMG} = f_{sd}(\omega) = -2\mu'^2\omega$, впервые полученной Лоу, Гелл-Манном и Гольдбергером (ЛГМГ) [59, 60], мы придем к частоте прецессии спина e^\pm (18). Заметим, что амплитуда f_{LGMG} получается из уравнения Дирака – Паули [61], из которого следует и уравнение БМТ.

Однако, поскольку в случае $e^\pm \mu'^2 \propto \alpha^3$, нетрудно предположить, что подобная связь частоты прецессии спина с амплитудой ЛГМГ имеет место в весьма ограниченной области частот волны. Действительно, как эффект Комптона [2], так и e - γ рассеяние описываются диаграммами Фейнмана с двумя вершина-

ми, в соответствии с чем сечение этого процесса имеет второй порядок по α . Известно также, что это сечение существенно зависит от взаимной ориентации проекций спина электрона и фотона на вектор их относительного импульса. По этой причине второй порядок по α будет иметь и разность $\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow}$ сечений комптоновского рассеяния при параллельных и антипараллельных спинах, а также в силу оптической теоремы [2] пропорциональная этой разности зависящая от спина мнимая часть амплитуды рассеяния $\Im f_{sd} = \omega[\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}]/8\pi$. Дисперсионное соотношение [59]

$$\Re f_{sd}(\omega) = f'_{sd}(0)\omega + \frac{2\omega^3}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\Im f_{sd}(\omega')}{\omega'^2(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega' \quad (22)$$

показывает, что и зависящая от спина действительная часть амплитуды рассеяния имеет второй порядок по α . Поэтому амплитуда Лоу, Гелл-Манна и Гольдбергера $f'_{sd}(0)\omega = f_{LGMG} = -2\mu'^2\omega_0 \propto \alpha^3$ оказывается лишь малой поправкой, существенной при частотах $\omega \ll \alpha m$. Именно это обстоятельство в свое время легло в основу предсказания [62] эффекта поворота плоскости поляризации γ -квантов в спин-поляризованной электронной мишени [63, 64].



Рис. 13. Фейнмановские диаграммы, определяющие первую поправку к амплитуде комптоновского рассеяния и описывающие эффекты, предсказанные в работах [62–65] и [56–58]

Помимо дисперсионного соотношения (22) квадратичный по α вклад в амплитуду $f_{si}(\omega) = M/8\pi m$ можно получить, рассчитав по правилам Фейнмана амплитуду M , соответствующую диаграммам, описывающим первую поправку к комптоновскому рассеянию (рис. 13). Последующая подстановка $f_{si}(\omega)$ в (20) и (19) позволяет получить вклад второго порядка по α $\Omega^{(2)}$ в частоту прецессии спина e^\pm . График зависимости от параметра $s \propto \omega$ отношения $R = \Omega^{(2)}/\Omega^{(3)} = f_{sd}^{(2)}/f_{LGMG}$, иллюстрирующего эффекты увеличения углов поворота спина e^\pm [57] и плоскости поляризации γ -квантов [62], представлен на рис. 14.

В случае e^\pm интерес представляет не только составляющая почти $2\pi/\alpha \sim 10^3$ раз максимальная величина эффекта увеличения угла поворота спина, но и нарушение общепринятых представлений об эволюции спина электрона в электромагнитном поле в области $s \sim 0,1 - 0,01$. Рассмотрим поэтому подробнее выражение

$$\Omega^{(2)} = -\lambda_2 \frac{\alpha}{\pi} \omega_0 \xi_0^2 s^2 \left(\frac{5}{3} \ln \frac{1}{s} - \frac{37}{36} \right) \quad (23)$$

для вклада диаграмм, изображенных на рис. 13, в частоту вращения спина e^\pm в пределе $s \ll 1$.

Из достаточно общих соображений [2] область применимости уравнения БМТ ограничивается требованиями малости относительного изменения напряженности поля на комптоновской длине волны частицы и частоты изменения поля по сравнению с частотой mc^2/\hbar в ее системе покоя. В случае электромагнитной волны оба эти требования принимают вид ограничения $s \ll 1$, накладываемого на величину параметра (21). Однако сравнение вкладов второго (23) и третьего (18) порядков в частоту прецессии спина e^\pm показывает, что их сумма, а значит, и направление вращения спина меняют знак при $s = 2\omega/m = 0,00926$ или $\omega = 2,44$ кэВ, а уже при $\omega = 0,1m$, когда можно было бы еще надеяться на качественную адекватность квазиклассического описания, модуль (23) превышает (18) в 56 раз. Таким образом, случай прецессии спина e^\pm в поле ЦПВ является примером сильного нарушения предсказаний уравнения БМТ в области параметров, считающейся областью его применимости.

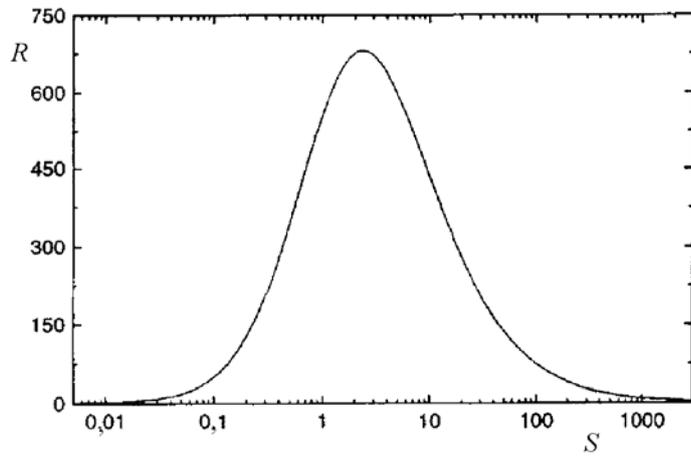


Рис. 14. Увеличение углов поворота плоскости поляризации γ -квантов [62] и спина e^\pm [57]

Необычным при этом оказывается не только масштаб, но и механизм проявления этого нарушения, отличающиеся от известных примеров [1, 3, 5], в которых отклонение от предсказаний уравнения БМТ удавалось все же включить в него посредством введения динамической зависимости АММ электрона от напряженности однородного поля или поля электромагнитной волны. Предложенная в [58] процедура выделения вклада АММ в частоту прецессии спина e^\pm в ЦПВ показала, что этот вклад не только значительно превосходит обсуждавшиеся выше отклонения от предсказаний уравнения БМТ, но, в отличие от них, проявляется при низких частотах ЦПВ. Полное противоречие всем наблюдательным

данным устраняется только благодаря компенсации этого вклада другим, имеющим близкую величину и обратный знак, а по природе представляющим из себя контактное взаимодействие спина с ЦПВ, связанное с так называемой «бокс-диаграммой» (последней диаграммой на рис. 13). В этих условиях вместо динамической зависимости АММ квазиклассическое описание обсуждаемого эффекта может быть дано на основе введения упомянутого чисто спинового контактного взаимодействия e^\pm и динамической зависимости электрического фактора e^\pm [58].

Обсуждаемый эффект роста прецессии спина может уверенно наблюдаться экспериментально. Такое наблюдение, в частности, возможно в условиях взаимодействия лазерного импульса с пучком e^\pm , обладающих необходимой для достижения оптимальной области $s \geq 1$ энергией в несколько десятков ГэВ. Примечательно, что все необходимые условия (энергия, интенсивность и поляризация, по крайней мере, электронного пучка, а также возможность обеспечить взаимодействие этого пучка со сфокусированным мощным лазерным импульсом) планируется реализовать на линейных e^+e^- (а возможно, и γ -e и γ - γ) коллайдерах, разрабатываемых во всех развитых странах. Другая возможность может быть реализована в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля, с которыми взаимодействуют каналированные e^\pm , движущиеся под малым углом к кристаллическим осям (см. рис. 8 и рис. 12). Реально угол поворота спина электрона на характерной длине потерь энергии на излучение может составлять несколько десятков градусов. Заметим, что угол поворота плоскости поляризации γ -квантов в экспериментах [63, 64] был на два порядка ниже.

8. Прецессия спина «дираковского» электрона в поле электромагнитной волны

Явление прецессии спина e^\pm в поле ЦПВ оказалось связанным с еще одним, не менее принципиальным, вопросом. Действительно, поведение электрона в электромагнитной волне описывается известным решением уравнения Дирака, полученным в 1935 г. Д. М. Волковым [2, § 40; 1]. О важности этого решения говорит то, что на его основе в работе [1] строятся вся КЭД интенсивного однородного поля и теория взаимодействия e^\pm с интенсивным лазерным полем. Решение Волкова, в частности, говорит об отсутствии прецессии спина электрона в ЦПВ, обусловленном вырождением уровней его энергии по знаку проекции спина на волновой вектор \vec{k} .

Между тем из соображений симметрии наличия такого вырождения вовсе не следует. Действительно, являясь истинным скаляром, произведение $\lambda_2(\vec{k}\vec{S})$ входит в амплитуду и аналогичный (19) эффективный потенциал взаимодействия с ЦПВ квантового объекта, обладающего спином \vec{S} . Этим, в частности, объясняется расщепление атомных уровней в ЦПВ [66], аналогичное эффекту Зеемана в магнитном поле. Отсутствие же подобного эффекта в случае e^\pm требует особого объяснения.

Это объяснение было дано в работах [57, 58] на основе формулы (18). Оно заключается в сокращении в вакууме ($E_0 = H_0$) вкладов электрического и магнитного полей сразу в двух порядках по α . Возможность нарушения этого сокращения при учете АММ e^\pm [67], как и за счет рассмотренного выше эффекта [56–58], естественно, не описывается уравнением Дирака. Хотя эффекты, описанные в работах [67] и [56–58], и снимают вырождение состояний e^\pm в ЦПВ, они существенно ограничены по величине, что ставит вопрос о поиске других возможностей этого снятия.

Выражение (18) делает очевидным, что этой цели можно достичь, если использовать плоскую волну, у которой $E_0 \neq H_0$ или

$$n = H_0 / E_0 = k / \omega = c / v_{ph} \neq 1, \quad (24)$$

где v_{ph} – отличная от скорости света фазовая скорость волны. Такая волна может распространяться в проводящем волноводе ($n < 1$) или в волноводе с диэлектрической вставкой ($n > 1$). При этом взаимодействие достаточно тонкого пучка e^\pm , распространяющегося вдоль оси цилиндрического волновода, не будет заметно отличаться от взаимодействия с плоской волной. Из (18) следует, что при условии (24) спин e^\pm будет прецессировать с частотой

$$\Omega = \left(\frac{eA_0}{m} \right)^2 (1 - n^2) \frac{\omega}{2}, \quad (25)$$

где $A_0 = E_0 / \omega$ – амплитуда вектор-потенциала ЦПВ. Нетрудно видеть, что при $|n - 1| \sim 1$ частота (25), как и ожидалось, превышает (18) в $(2\pi / \alpha)^2 \sim 10^6$ раз. С целью более последовательного описания рассматриваемого эффекта нами было впервые решено уравнение Дирака в поле ЦПВ при выполнении условия (24). В случае нерелятивистской напряженности поля волны ($eA_0 \ll m$) и покоящегося до попадания в нее e^\pm это решение принимает достаточно простой вид:

$$\psi = \exp\left(-imt - i \frac{e^2 A_0^2}{2m} \eta\right) \begin{pmatrix} c_+ e^{-i\frac{\Omega}{2}\eta} - c_- \frac{eA_0 n}{2m} e^{-i\lambda_2 \omega \eta + i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ c_- e^{i\frac{\Omega}{2}\eta} + c_+ \frac{eA_0 n}{2m} e^{i\lambda_2 \omega \eta - i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ -c_- \frac{eA_0}{2m} e^{-i\lambda_2 \omega \eta + i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ -c_+ \frac{eA_0}{2m} e^{i\lambda_2 \omega \eta - i\frac{\Omega}{2}\eta} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где c_+ и c_- – амплитуды вероятности нахождения e^\pm до влета в ЦПВ в состояниях, имеющих соответственно положительную и отрицательную проекции спина на вектор \vec{k} . Частота Ω определена соотношением (25), $\eta = t - nz$, ось z

параллельна вектору $\vec{\lambda}$. Подставляя (26) в выражение $\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$ для 4-вектора спина e^\pm [1, 2] ($\bar{\psi} = \psi^+\gamma_0$, γ_μ , $\mu = 0, 1, \dots, 5$ – матрицы Дирака), нетрудно убедиться в том, что полученное решение действительно описывает прецессию нормальной вектору \vec{k} составляющей спина с частотой (25). Заметим, что при $n = 1$ (26) переходит в решение Волкова в ЦПВ малой интенсивности.

Таким образом, отличие фазовой скорости волны от скорости света приводит к возникновению прецессии спина, на шесть порядков превосходящей аналогичный эффект, связанный с АММ e^\pm . Предложенный эффект расширяет возможности управления направлением спина e^\pm . Кроме того, лежащее в его основе расщепление энергий состояний электрона, имеющих противоположные проекции на направления распространения волны, открывает возможности изменения населенностей этих состояний, а также пространственного разделения находящихся в них e^\pm . Анализ этих возможностей ведется в настоящее время.

В заключение следует подчеркнуть, что наблюдение многократного роста вероятности образования e^+e^- пар γ -квантами и вызываемого радиационным охлаждением усиления излучательных потерь энергии электронами явилось наиболее значимым результатом исследования прохождения через кристаллы e^\pm , γ с энергиями 100–200 ГэВ. Эти явления связаны с проявлением магнитотормозного механизма процессов излучения и образования пар в кристаллах. Их наблюдение свидетельствует о возможностях изучения эффектов КЭД интенсивного однородного поля в земных условиях. Дальнейшее увеличение в несколько раз энергии e^\pm , γ позволит наблюдать в поле кристаллических плоскостей эффекты магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления вакуума, порождаемые однородным электромагнитным полем, а также эффекты радиационной самополяризации, образования γ -квантами поляризованных e^\pm и изменения магнитного момента e^+ . Эти эффекты КЭД интенсивного поля не только масштабно проявляются в атмосферах нейтронных звезд и белых карликов, но также позволяют получать и анализировать поляризованные пучки e^\pm , γ наиболее высоких энергий. Движение e^+ в режиме плоскостного каналирования в изогнутом кристалле под малым углом к одной из кристаллических осей позволяет понизить до доступных значений энергии, делающие возможным наблюдение эффектов радиационной самополяризации, образования γ -квантами поляризованных e^\pm и изменения магнитного момента e^+ , а также открывает возможности наблюдения новых эффектов изменения магнитного момента e^+ в поле электромагнитной волны и увеличения скорости прецессии спина e^\pm в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

Литература

1. Ритус В. И. // Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1979. Т. 111. С. 3.
2. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
3. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М., 1973.

4. *Erber T.* // *Rev. Mod. Phys.* 1966. Vol. 38. P. 626.
5. *Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н.* Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М., 1982.
6. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *УФН.* 1989. Т. 159. С. 529.
7. *Kimball J. C., Cue N.* // *Phys. Rep.* 1985. Vol. 125. P. 69.
8. *Sörrensen A. H., Uggerhøj E.* // *Nature.* 1987. Vol. 325. P. 311; *Sci. Amer.* 1989. № 6. P. 70 (перевод: В мире науки. 1989. № 8. С. 58).
9. *Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. М., 1989.
10. *Тер-Микаэлян М. Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
11. *Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.* // *Докл. АН СССР.* 1953. Т. 92. С. 535–536; 735–738.
12. *Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. Vol. 9. P. 270.
13. *Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. Vol. 9. P. 435.
14. *Ахиезер А. И., Фомин П. И., Шульга Н. Ф.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1971. Т. 13. С. 713.
15. *Линдхард Й.* // *УФН.* 1969. Т. 99. С. 249.
16. *Барышевский В. Г., Дубовская И. Я.* // *Докл. АН СССР.* 1976. Т. 231. С. 113.
17. *Барышевский В. Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн., 1982.
18. *Kutakhov M. A.* // *Phys. Lett.* 1976. Vol. A57. P. 17.
19. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1982. Т. 36. С. 697; *Phys. Lett.* 1982. Vol. A90. P. 153.
20. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. С. 232; *Phys. Lett.* 1983. Vol. A96. P. 215.
21. *Конофель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., 1972.
22. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 90. С. 1908.
23. *Мигдал А. Б.* // *ЖЭТФ.* 1957. Т. 32. С. 633; *Phys. Rev.* 1956. Vol. 103. P. 1811.
24. *Tikhomirov V. V.* // *J. Physique (Paris).* 1987. Vol. 48. P. 1009.
25. *Belkacem A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1196.
26. *Bak J. F. et al.* // *Phys. Lett.* 1988. Vol. B202. P. 615.
27. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.* // *Phys. Lett.* 1985. Vol. A113. P. 335.
28. *Тихомиров В. В.* // *Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I. Физ., мат. и мех.* 1983. № 2. С. 6.
29. *Belkacem A. et al.* // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B177. P. 211.
30. *Tikhomirov V. V.* // *Phys. Lett.* 1987. Vol. A125. P. 411.
31. *Тихомиров В. В.* // *Докл. АН БССР.* 1988. Т. XXXII, № 1. С. 29.
32. *Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1989. Vol. B36. P. 282.
33. *Baryshevskii V. G., Dubovskaya I. Ya.* // *Phys. Lett.* 1977. Vol. A62. P. 45.
34. *Artru X.* // *Phys. Lett.* 1988. Vol. A128. P. 302; *Nucl. Instr. Meth.* 1990. Vol. B48. P. 278.
35. *Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1991. Vol. B62. P. 213.
36. *Kononets Yu. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1990. Vol. B48. P. 274.
37. *Нарожный Н. Б.* // *ЖЭТФ.* 1968. Т. 55. С. 714.
38. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V., Shekhtman A. G.* // *Nucl. Phys.* 1994. Vol. B424. P. 418.
39. *Потылицын А. П.* Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. М., 1987.
40. *Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1993. Vol. B82. P. 409.
41. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1985. Vol. A234. P. 430.
42. *Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1991. Т. 53. С. 338.
43. *Барышевский В. Г.* Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.
44. *Frolov A. M., Maishev V. A., Mikhailov V. L.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1987. Vol. A254. P. 549.
45. *Барышевский В. Г.* // *Докл. АН БССР.* 1979. Т. XXIII. С. 438; *Письма в ЖТФ.* 1979. Т. 5. С. 182.
46. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1988. Т. 48. С. 670

47. Барышевский В. Г., Грубич А. О. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1114.
48. Барышевский В. Г., Грубич А. О. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1093.
49. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.
50. Алиханян А. И. и др. // Труды ФИАН СССР. 1983. Т. 143. С. 5.
51. Haliwel C. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1972. Vol. 102. P. 51.
52. Тихомиров В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 168.
53. Тихомиров В. В. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 2302.
54. Chen D. et al // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 3286.
55. Тихомиров В. В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 1188.
56. Тихомиров В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. С. 177.
57. Tikhomirov V. V. // Phys. Rev. 1996. Vol. D 53. P. 7213.
58. Тихомиров В. В., Мацукевич Д. Н. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 664.
59. Low F. E. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P.1428;
60. Gell-Mann M., Goldberger M. L. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P.1433.
61. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.
62. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 666.
63. Барышевский В. Г., Думбрайс О. В., Любошиц В. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 113.
64. Лобашов В. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 373.
65. Bock P., Luksch P. // Lett. Nuovo Cim. 1972. Vol. 2. P. 1081.
66. Harper W., Mathur B. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18. P. 577, 727.
67. Тернов И. М., Багров В. Г., Бордовицин В. А., Маркин Ю. А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 1584.

INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF QUANTUM ELECTRODYNAMICS IN STRONG CRYSTAL FIELDS

V. V. Tikhomirov

The development of the field of high-energy crystallophysics during last twenty years is reviewed. This field of investigation unites the study of a considerable number of effects accompanying penetration of high-energy elementary particles through oriented crystals. Formation of this field began from the theoretical and experimental investigation of the coherent bremsstrahlung and pair production in 50-s and 60-s and continued by the prediction and investigation of the channeling radiation in 60-s and 70-s. The further development of the field in 80-s was pushed forward by the prediction of the so-called synchrotron-like processes of electron-positron pair creation by gamma-quanta and hard gamma-quantum radiation by electrons and positrons.

The most remarkable feature of these processes consists in their local nature, which does not principally differ from that of the electron-positron pair production and gamma-quantum emission in a uniform electromagnetic field. The semi-uniform fields of crystal axes and planes are so strong that their strength in the reference frame of relativistic particles moving nearly parallel to the crystal axes and planes reaches the well-known critical value $H_0 = E_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss} = 1.32 \cdot 10^{13} \text{ Volt/cm}$, which is able to induce such basic effects of the strong field QED as pair production, vacuum optical anisotropy, electron magnetic moment modification, electron radiative spin polarization, etc. Thus, the particle interaction with oriented crystals allows to observe for the first time these and many others qualitatively new effects of the strong field QED.

Many examples of the strong field QED use to describe the processes accompanying electron, positron and gamma-quantum penetration through crystals are considered, in that number the theory of synchrotron-like pair creation by gamma-quanta describing a seven-fold increase of the rate of this processes in Ge crystal which was observed at CERN in 1987 at the gamma-quantum energy of 150 GeV.

At higher energies the synchrotron-like pair creation by gamma-quanta in the fields of crystal planes is accompanied by the effects of synchrotron-like dichroism and birefringence inherent to the empty space filled by the uniform electromagnetic field. Both of these effects represent considerable interest since they determine the propagation of x - and γ -radiation in the atmospheres of neutron stars and white dwarfs. These effects also make it possible to convert unpolarized γ -beams with energies exceeding several hundreds GeV to linearly and circularly polarized ones. The crystal dichroism accompanying the pair production in the field of crystal axes, which manifest themselves in a wider angular region than the synchrotron-like dichroism, can also be used for this purpose.

The synchrotron-like radiation in crystals is accompanied both by the recoil effect and a large local intensity growth. The last becomes able to withstand the electron multiple scattering, considerably increasing the radiative electron energy losses. The corresponding peak in the electron energy loss spectrum in a thin Ge crystal («the Belkacem peak») was unexpectedly observed at CERN in 1986. Our explanation of this phenomenon is discussed.

The recoil effect accompanying the synchrotron-like radiation in crystals spells out the manifestation of a considerable spin dependence of the radiation process, giving rise to the effects of electron radiative spin polarization and anomalous magnetic moment modification in bent crystals. The former, as well as the effect of polarized electron-positron pair creation by γ -quanta in bent crystals makes it possible to produce and analyze polarized electron-positron beams at proton accelerators.

The most natural scheme to implement these spin effects in crystal is based on the use of the fields of bent crystal planes which, however, is about an order less than that of the crystal axes. The special crystal orientation allowing to implement the electron radiative spin polarization, polarized electron-positron pair creation by γ -quanta and anomalous magnetic moment modification at lower energies in the field of crystal axes is described. In this geometry the positrons channeled in the field of crystal planes move at small angles with respect to the crystal axes feeling the action of the stronger fields of axes. The accompanying planar channeling allows to direct channeled positrons to the regions of defined orientation of the field of crystal axes.

At some angles between the channeled positron velocity and crystal axes the interaction of channeled positrons with the field of axes does not locally differ from that with the field of electromagnetic waves. Thus the use of crystals makes also possible to study the effects induced by the strong polarized electromagnetic waves. The principal advantage of the crystal use consists in static nature of the effective electromagnetic waves of the strength otherwise available only in the most intense subpicosecond laser pulses. The new effect of electron magnetic moment modification in the field of electromagnetic waves is described which can be observed in the effective electromagnetic wave field of a bent crystal.

The prediction of a circular polarization of the effective electromagnetic wave field of crystal axes is also discussed. The new effect of electron spin precession frequency growth in the field of a circularly polarized electromagnetic wave which also can be observed in the effective electromagnetic wave field of axes of bent crystals is discussed.

A relation of the effect of electron spin rotation in the field of a circularly polarized electromagnetic wave with the symmetry principles is discussed. The new effect of electron spin rotation in the field of circularly polarized electromagnetic wave with the phase velocity dif-

К ВОЗМОЖНОСТИ ПРИСУТСТВИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

В. В. Тихомиров, С. Э. Юралевиц

Предполагается, что на ранних стадиях расширения Вселенной, когда она была очень горячей и плотной, вследствие флуктуаций плотности [1, 2] могли образовываться черные дыры малой массы (от 10^{-5} г до массы Солнца и даже выше). Такие первичные черные дыры (ПЧД) могли играть заметную роль в эволюции Вселенной. Во-первых, вследствие хокинговского испарения [3] ПЧД с массой $M < 10^{15}$ г могли бы влиять на величину удельной энтропии и зарядовую асимметрию Вселенной [4]. Во-вторых, даже незначительного количества ПЧД достаточно, чтобы изменить динамику космологического нуклеосинтеза [5] и кинетику рекомбинации водорода [6]. ПЧД также могли оказать влияние на расширение Вселенной и сейчас, возможно, вносят свой вклад в «темную материю».

Помимо прямого влияния на эволюцию Вселенной, в силу относительно слабого взаимодействия с веществом, ПЧД должны нести уникальную информацию о наиболее ранних этапах этой эволюции, в том числе о флуктуациях плотности [7], возможных фазовых переходах [8, 9] и изменениях гравитационной постоянной [10]. Поэтому, если бы ПЧД были обнаружены, они смогли бы дать неоценимую [11] информацию о самых ранних фазах Большого взрыва.

Важность проблемы существования ПЧД для астрофизики и космологии стимулирует стремление ученых их обнаружить. Основным методом поиска ПЧД являются попытки зарегистрировать их хокинговское излучение, вследствие которого конечная стадия испарения должна напоминать взрыв. Первостепенным фактором, ограничивающим возможности данного метода, является не слишком большой масштаб энергии, выделяемый ПЧД на конечном этапе испарения. Кроме того, данный метод применим лишь для обнаружения ПЧД, начальные массы которых лежат в весьма узком диапазоне $\Delta M / M^* < 10^{-9}$ ($M^* \approx 5 \cdot 10^{14}$ г – «хокинговская масса» [12]), который соответствует интервалу времен испарения, равному времени наблюдения $\Delta t \sim 20$ лет. Поэтому поиск ПЧД в космическом пространстве пока не принес значительных успехов [12, 3]. В настоящее время лишь сопоставление нейтринного фонового излучения с предсказанием спектра масс ПЧД [13] может свидетельствовать об отсутствии явных признаков проявления существования ПЧД с $M \leq 10^{15}$ г.

Более успешными обещают быть попытки поиска ПЧД в планетах [14], нейтронных звездах [2, 15] и других космических объектах. Предсказывались возможности поглощения первичной черной дырой нейтронной звезды [2, 15] и планеты (Земли) [14]. Следствиями этих предсказаний мог бы стать вывод о невозможности присутствия ПЧД в Земле [14], а также модель происхождения наиболее мощных внегалактических гамма-всплесков с энергией вплоть до 10^{47} Дж [15]. Так как достаточно легкие ПЧД уже испарились, то наиболее обещающим выглядит поиск ПЧД с «хокинговской массой» или на порядок – два большей.

Для проведения подобных исследований необходима модель взаимодействия ПЧД с веществом космических объектов. В связи с этим нами развита модель взаимодействия ПЧД с веществом нейтронной звезды (НЗ), белого карлика (БК) и планеты. Эта модель основана на общерелятивистской модели сферически симметричной адиабатической аккреции паскалевой жидкости, в качестве последней выступает вырожденная ферми-жидкость (газ). Применимость модели аккреции вырожденного электронного ферми-газа обоснована для случая БК и (при достаточно высоких атомных номерах вещества и массах ПЧД) планет. Показано, что вырожденность вещества БК не нарушается ни процессом сжатия, который обусловлен аккрецией, ни нагревом хокинговским излучением самой ПЧД массы $M > M^*$. Действительно, в процессе адиабатического сжатия энтропия, приходящаяся на одну частицу, остается постоянной. Соответствующий этому закону рост температуры не меняет отношения теплового вклада в среднюю энергию частицы к энергии Ферми ε_F , благодаря чему при адиабатическом сжатии вещество остается вырожденным. Оценки же максимальной температуры, до которой может быть нагрето хокинговским излучением вещество БК, также показывают, что эта температура далека от температуры вырождения.

Заметим, что гравитационное поле ПЧД с массой $M \geq M^*$ легко разрушает ближайшие атомы, превращая вещество Земли в электронный ферми-газ. Однако, в отличие от БК и НЗ, применимость модели вырожденного нерелятивистского ферми-газа в случае Земли требует дополнительного обоснования. Действительно, вещество вблизи ПЧД (на расстояниях порядка нескольких метров) может быть нагрето хокинговским излучением до температуры, превышающей температуру вырождения в «звуковой точке». Наши оценки показали, что именно так и происходит при $M \gg M^*$, когда нагрев является особенно сильным.

Однако в случае вещества центра Земли, состоящего из железа, существует механизм восстановления вырожденности вещества в «звуковой точке», проявляющийся при $M \geq M^*$, когда степень ионизации железа при нагреве его хокинговским излучением далека от полной. Сам механизм состоит в эффективном охлаждении сжимаемого вещества, в основе которого лежит увеличение концентрации носителей тепла (свободных электронов) в процессе ионизации давлением, которое возрастает в процессе аккреционного сжатия. В результате оказывается, что нагретое хокинговским излучением вещество Земли, находящееся на достаточно больших расстояниях от ПЧД в состоянии плазмы, содержащей частично ионизованные атомы железа, по мере приближения к «звуковой точке» превращается в почти вырожденный ферми-газ. Так, например, при $M = 10 M^*$ его тепловая энергия составляет 1 % от энергии полностью вырожденного ферми-газа. Именно это и позволяет утверждать, что модель вырожденного нерелятивистского ферми-газа для вещества в центре Земли становится вполне адекватной, начиная с масс ПЧД, в несколько раз превышающих M^* .

Радиальная аккреция сопровождается сжатием и ускорением вещества по мере приближения к ПЧД. Анализ уравнений сохранения импульса и числа частиц показывает, что ускорение аккрецирующего вещества приводит к появлению

нию особой «звуковой точки», в которой скорость аккрецирующего вещества начинает превышать скорость звука. Условия непрерывности скорости и плотности вещества в «звуковой точке» позволяют рассчитать многие характеристики вещества, не решая дифференциальных уравнений. При этом обычным является наличие одной «звуковой точки». Нами, однако, показано, что аккреционное течение нерелятивистского электронного ферми-газа вещества планет и нерелятивистских БК может иметь две такие точки. Их возникновение всецело определяется соотношением релятивистской и кулоновской поправок к уравнению состояния нерелятивистского вырожденного ферми-газа электронов, без которых «звуковых точек» в его аккреционном течении вообще не возникает.

Характеристики аккреционного течения позволяют рассчитать темп аккреции массы покоя на ПЧД. Для различных видов холодной плотной материи он оказывается пропорциональным квадрату массы ПЧД. Вследствие этого закон роста массы ПЧД в процессе аккреции не зависит от конкретного вида аккрецирующей материи и имеет простой и в то же время весьма общий вид:

$$M(t) = \frac{M_0}{1 - t/T}, \quad (1)$$

где $T \propto 1/M_0$ – характерное время поглощения космического объекта, M_0 – начальная масса ПЧД. В соответствии с (1) основной вклад в полное время поглощения будет вносить начальная стадия, на которой масса ПЧД $M(t) \sim M_0$ существенно меньше массы космического объекта. С другой стороны, поглощение основной части массы последнего будет происходить за весьма короткое время $\Delta t \sim (M_0/M)T \ll 1$ с.

Рассмотрение аккреции вещества НЗ осложняется недостаточным знанием его уравнения состояния при плотностях, превышающих ядерную плотность $2,7 \cdot 10^{17}$ кг/м³ в несколько раз и более. Так уравнение Бете – Джонсона и ряд других давно известных уравнений состояния близки к адиабате с показателем $\Gamma > 2$ и при плотностях, достигающихся в «звуковой точке», приводят к скорости звука, превосходящей скорость света.

Это, безусловно, означает нарушение применимости уравнений состояния с высоким значением показателя адиабаты, в пользу которой говорит и неизбежное при еще больших плотностях превращение ядерного вещества в релятивистскую кварк-глюонную плазму (КГП). Последняя характеризуется показателем адиабаты $\Gamma = 4/3$, не приводящим ни к каким осложнениям при нахождении особой точки. Однако подстановка уравнения состояния ультрарелятивистской КГП в уравнения аккреции приводит к плотности в «звуковой точке», всего в несколько раз превышающей ядерную. Поскольку при таких плотностях КГП заведомо не возникает, нами был сделан вывод о неприменимости в особой точке аккреционного течения вещества НЗ как «классических» уравнений состояния ядерного вещества, так и уравнения состояния КГП.

В качестве «промежуточного» уравнения состояния, отражающего эффективное убывание показателя адиабаты задолго до возникновения КГП, может быть использовано уравнение состояния Григоряна – Саакяна [16]. Соответствующая этому уравнению зависимость времени поглощения НЗ черной дырой массы

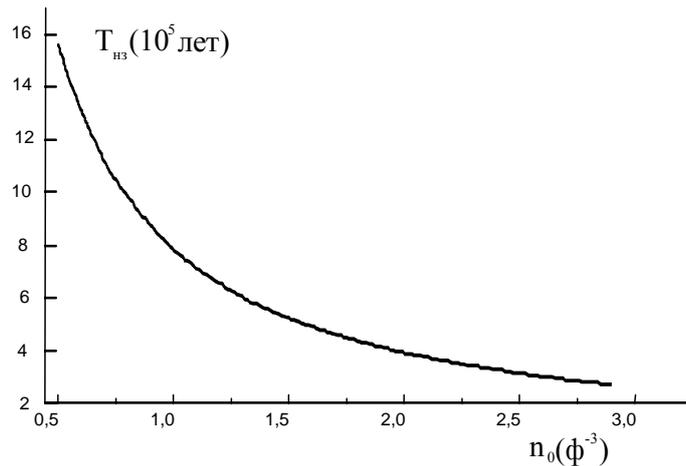


Рис. 1. График зависимости времени поглощения нейтронной звезды от концентрации вещества в ее центре

$M = 10^{15}$ г представлена на рис. 1. Нетрудно видеть, что это время не превышает нескольких миллионов лет и находится в согласии с предсказаниями Хокинга [2] и авторов работы [15].

Увеличение энергии Ферми ε_F нейтронов до нескольких сотен МэВ при сжатии делает энергетически выгодным образование других адронов, в первую очередь, гиперонов. Образование этих частиц будет сопровождаться испусканием нейтрино. Интенсивность их потока будет нарастать вместе с увеличением массы ПЧД вследствие аккреции. Энергия, передаваемая нейтрино при их образовании, может достигать нескольких процентов от энергии покоя НЗ. Поглощение нейтринного потока наружными слоями НЗ будет вызывать их интенсивный разогрев и взрывной сброс, напоминающий взрыв сверхновой.

В отличие от НЗ, уравнение состояния вещества БК известно достаточно хорошо. Наши расчеты показывают, что время поглощения БК с максимальной плотностью $3 \cdot 10^{13}$ кг/м³ составляет порядка 10^8 лет/ $(M_0/10^{15}$ г), а нерелятивистского БК и планеты – порядка $2,7 \cdot 10^{10}$ лет/ $(M_0/10^{15}$ г) (рис. 2), причем последняя оценка практически не зависит от параметров объекта в отсутствие ПЧД. В соответствии с тем, что наземные детекторы нейтринного излучения с ограничениями не регистрируют нейтринное хокинговское излучение ПЧД, полученные оценки не могут полностью исключить присутствия в Земле ПЧД с массами 10^{15} г $\leq M_0 \leq 6 \cdot 10^{15}$ г. В то же время более тяжелые ПЧД уже поглотили бы Землю за время ее существования $4,5 \cdot 10^9$ лет и менее. Таким образом, развивая идею [15] о том, что ПЧД может инициировать коллапс НЗ, можно предсказать, что ПЧД, если они действительно существуют, могут также поглотить БК или планету.

Сжатие аккрецирующей материи БК будет увеличивать энергию Ферми ε_F электронов, инициируя нейтронизацию, которая сопровождается излучением нейтрино. В отличие от хокинговского излучения, интенсивность нейтринного

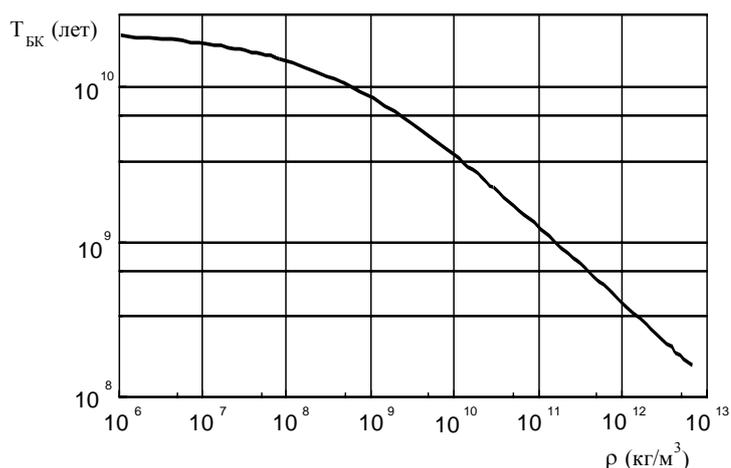


Рис. 2. График зависимости времени поглощения белого карлика от плотности вещества в его центре

излучения аккрецирующей материи будет возрастать с ростом массы ПЧД и породит на конечной стадии поглощения первичной черной дырой БК или планеты нейтринную вспышку. Для случая наиболее распространенных углеродных БК мы численно рассчитали процесс нейтронизации вещества в аккреционном потоке и оценили энергию этой вспышки, оказывающейся порядка 10^{43} Дж, что составляет несколько процентов от энергии вспышки сверхновой при гораздо меньшей длительности, не превышающей сотых долей секунды.

Обоснование возможностей и расчет характеристик катастрофических проявлений малых ПЧД позволят указать новые пути их поиска и установить более строгие ограничения на их распространенность.

Литература

1. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. // *Астроном. журн.* 1966. Т. 43. С. 758.
2. *Hawking S. W.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 152. P. 75.
3. *Hawking S. W.* // *Commun. Math. Phys.* 1975. Vol. 43. P. 199.
4. Зельдович Я. Б. // *Письма в ЖЭТФ.* 1976. Т. 24. С. 29.
5. Вайнер Б. В., Дрыжакова О. А., Насельский П. Д. // *Письма в астроном. журн.* 1978. Т. 4. С. 344.
6. Насельский П. Д. // *Астрофизика.* 1978. Т. 14. С. 145.
7. *Liddle A. R., Green A. M.* // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 307. P. 125.
8. *Carr B. I., MacGibbon I. H.* // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 307. P. 141.
9. Рубин С. Г., Сахаров С. А., Хлопов М. Ю. // *ЖЭТФ.* 2001. Т. 119. С. 1067.
10. *Carr B., Goumer C.* // *astro-ph / 0003027.*
11. Новиков И. Д., Фролов В. П. // *УФН.* 2001. Т. 71, вып 3.
12. *Общая теория относительности* / Под ред. С. Хокинга и Израэля. М., 1983. С. 202.
13. *Bugaev E. V., Konishchev K. V.* // *Astro-ph/0103265 v3.*
14. *Dokuchaev V. I., Volkova L. I.* // *Space Science Rev.* 1995. Vol. 74. P. 467.
15. *Derishev E. V., Kocharovsky V. V., Kocharovsky V. V.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1999. Т. 70. С. 642.
16. Саакян Г. С. *Физика нейтронных звезд.* Дубна, ОИЯИ, 1995.

TO THE POSSIBILITY OF PRIMORDIAL BLACK HOLES PRESENCE IN COSMIC OBJECTS

V. V. Tikhomirov, S. E. Juralevich

If primordial black holes (PBH) were observed, they would give an invaluable information about the very early stages of Big Bang. However, the search of PBH in space was not a success yet. Attempts to find PBH in planets, neutron stars or other cosmic objects promise to be more productive. Because of the Hawking evaporation the search of PBHs with masses of about the Hawking mass $\approx 5 \cdot 10^{14}$ g or one-two orders more looks the most reasonable.

Such a search is in need of a model of PBH interaction with the substance of cosmic objects. For this purpose a model of spherical accretion of cold dense matter of various cosmic objects by a PBH is developed. In particular, the applicability of the model of degenerate electron fermi-gas for accretion of the substance of both white dwarfs and planets is grounded. It has been shown that the degeneracy of the substance of white dwarfs is not violated neither in the process of compression which accompanies the accretion, nor under the heating by the Hawking radiation of PBH with masses $M \geq 5 \cdot 10^{14}$ g. An existence of two sonic points of accretion flow of the planet substance is revealed. Their appearance is entirely determined by the ratio between relativistic and coulomb corrections to the equation of state of nonrelativistic degenerate fermi-gas which does not give rise to any sonic point without these corrections.

Since the equation of state of the neutron star matter is characterized both by the adiabatic index $\Gamma \geq 2$ and superluminal sound speed, its accretion flow could not be stable. A stable one is settled at any neutron star density, including subnuclear one, when its compression near the PBH drastically changes the equation of state, lowering its adiabatic index down to $\Gamma < 5/3$.

The rest mass accretion rates of the all kinds of cold dense matter mentioned turn out to be proportional to the PBH mass squared. A characteristic time $T_{\text{abs}} \propto 1/M_0$ of the cosmic object absorption by a PBH with an initial mass M_0 is naturally introduced in this case. The absorption time of a neutron star does not exceed several million years in accordance with the predictions of both Hawking and Derishev with Kocharovskies. That of relativistic white dwarfs with the maximum density $\approx 3 \cdot 10^{13}$ kg/m³ is in the range of $10^8 \text{ yr} / (M_0 / 10^{15} \text{ g})$. The absorption time of both planets and nonrelativistic white dwarfs amounts to $2.7 \cdot 10^{10} \text{ yr} / (M_0 / 10^{15} \text{ g})$. Along with the restrictions imposed by the unobserved Hawking neutrino radiation, the last estimate does not allow to exclude the presence of PBHs with masses $10^{15} \text{ g} \leq M_0 \leq 6 \cdot 10^{15} \text{ g}$ in the Earth, while the heavier PBHs would have absorbed the Earth for $4.5 \cdot 10^9$ years or less. Thus, developing the idea that a PBH can induce neutron star collapse, one can predict that PBHs, if they really exist, can absorb both white dwarfs and planets.

The compression of the accreted matter of both of them will increase the fermi energy of electrons inducing neutronization, accompanied by neutrino emission. Unlike the Hawking radiation, the intensity of the neutrino radiation from the accreted matter will increase with PBH mass increasing and give rise to the white dwarf and planet neutrino flash on the final stage of their absorption by a PBHs. The model developed allows both to evaluate the induced neutrino flux and to describe the influence of dense compressed accreting matter on the Hawking radiation which determines the state of matter surrounding PBHs in planets.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СТРУКТУР УГЛЕРОДА: ИДЕИ, МЕТОДЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ

С. А. Максименко, Г. Я. Слепян

Фундаментальные этапы развития современной электродинамики тесно связаны с потребностями радио- и оптоэлектроники, проектированием и реализацией новых средств передачи и обработки информации. Становление квантовой электроники потребовало создания теории открытых квазиоптических резонаторов [1]. Синтез высококачественных оптических волокон сделал реальной волоконно-оптическую связь. Это привело к развитию теории открытых диэлектрических волноводов (в том числе нерегулярных и нелинейных) [2, 3]. Прогресс микроэлектроники СВЧ стимулировал работы по электродинамике микрополосковых и других планарных структур [4]. Современный этап развития электродинамики связан с созданием высокоэффективных компьютерных методов, применимых для описания тел с произвольной пространственной конфигурацией и диссипацией энергии [5]. Успехи современной наноэлектроники (в том числе оптического диапазона) связаны как с успехами в технологии, так и с достижениями в области фундаментальной физики, описывающей электронные, механические и оптические свойства наноструктур. Достижения физики и технологии твердотельных наноструктур привели к созданию научного фундамента их широкого применения в наноэлектронике и других областях [6]. Началось интенсивное создание ее элементной базы. Можно с уверенностью утверждать, что одно из магистральных направлений развития современной электродинамики будет связано с электродинамическим моделированием наноструктур и элементов наноэлектроники. В связи с этим возникают новые постановки задач, а хорошо известные в электродинамике приемы и методы применительно к новым объектам наполняются новым содержанием.

Твердотельные наноструктуры представляют собой наноразмерные неоднородности различной природы и конфигурации внутри полупроводниковых и диэлектрических сред. Их круг весьма широк: это квантовые стенки, квантовые нити и квантовые точки [7, 8], фуллерены и нанотрубки [9, 10], скульптурные тонкие пленки [11] и т. д. Несмотря на различную физическую природу этих объектов, их объединяют весьма малые размеры в одном или нескольких направлениях, всего на 1–2 порядка превышающие характерное межатомное расстояние. При этих условиях в полной мере проявляется квантовая природа движения носителей тока, а традиционное для электродинамики введение материальных параметров среды посредством макроскопического усреднения становится невозможным или, по крайней мере, требует модификации.

Первый этап развития современной физики твердого тела был полностью посвящен однородным средам. Итогом моделирования среды было дисперсионное уравнение для связанных состояний электромагнитного поля и носителей заряда. Его решения соответствуют собственным волнам среды, так называемым

квазичастицам [12], которые отличаются от свободных частиц сложным видом дисперсионной характеристики (зависимости энергии от квазиимпульса).

Переход к наноразмерным неоднородностям создал условия для дифракции и рассеяния квазичастиц, их преобразования друг в друга, подобно тому, как это имеет место для электромагнитных волн в нерегулярных электродинамических волноводах. Существенную роль при этом играют резонансные взаимодействия различных мод и соответствующие условия согласования. Первый шаг на данном пути был сделан при построении теории квантовых полупроводниковых сверхрешеток [13]. Хотя последние и не являются наноструктурами (типичные значения периода для них ~ 1 мкм), их высокочастотные и оптические свойства оказались весьма нестандартными: наличие отрицательной дифференциальной проводимости, распространение продольных (плазменных) волн и т. д.

Процессы взаимодействия различных мод в наноструктурах оказываются еще более сложными ввиду большего разнообразия взаимодействующих мод и сложной трехмерной конфигурации неоднородностей. Соответственно электромагнитные свойства наноструктурных материалов также оказываются более богатыми и разнообразными. В частности, современная квантовая теория кластеров и квазиодномерных проводников [14–16], лежащая в основе описания электронных свойств квазиодномерных структур углерода, предсказывает возможность создания мономолекулярных электронных приборов – диодов, транзисторов и т. д. Таким образом, в настоящее время создаются предпосылки для нового шага в решении проблемы миниатюризации устройств передачи, приема и обработки информации. Другой важный аспект приложений новых типов нанoeлектронных приборов – создание мономолекулярных логических схем, которые могут стать основой для новых поколений компьютеров, отличающихся сверхминиатюрными размерами при уникальной эффективности. Следует подчеркнуть, что процессы приема, передачи и обработки информации в мономолекулярных структурах основываются на квантовых процессах переноса заряда в них (это обстоятельство отражает, в частности, факт широкого использования в научной литературе таких терминов, как квантовые компьютеры, квантовые информационные системы и т. д.). Используемые в них физические механизмы – туннельный эффект, лавинно-пролетные и резистивные неустойчивости, взаимодействие заряженных квазичастиц с периодическим потенциалом – встречались и ранее в физике твердого тела. Однако применительно к нанотрубкам характер этих эффектов существенно меняется ввиду квазиодномерного характера проводимости последних. Поэтому классические результаты, относящиеся к трехмерным макроскопическим образцам, не могут быть перенесены на нанотрубки; требуются новые фундаментальные исследования электромагнитных и электронных процессов в квазиодномерных макромолекулах вообще и углеродных нанотрубках в частности. Следует заметить, что для многих типов наноструктур характерно наличие киральной симметрии. В силу этого в них можно ожидать проявления ряда эффектов, выявленных ранее для макроскопических киральных сред как в линейном [17], так и нелинейном [18, 19] режиме.

В данной работе обобщаются исследования в области электродинамики и теории электронного переноса различных наноструктур, выполненные в лабора-

тории гамма-оптики НИИ ЯП в течение последних пяти лет. Эти исследования охватывают линейную электродинамику углеродных нанотрубок и массивов таких нанотрубок [20–25], нелинейный перенос и нелинейные оптические эффекты в нанотрубках [26–28] и базируются на едином [30] подходе. В свою очередь, развиваемый подход использует аналогию между электромагнитными процессами в наноструктурах и объектах макроскопической электродинамики СВЧ и аккумулирует хорошо известные методы и приемы электродинамики [5, 31]. Изложение ведется на примере ряда частных задач электродинамики углеродных нанотрубок. Следует, однако, отметить, что указанные частные задачи, помимо самостоятельного принципиального и прикладного интереса, служат хорошей иллюстрацией общих тенденций развития современной электродинамики наноструктур, а развитые методы находят применение при исследовании, например, электромагнитных процессов в квантовых точках и массивах таких точек [32–37].

1. Линейная электродинамика углеродных нанотрубок

1.1. Фуллерены и нанотрубки – поверхностные структуры углерода.

Среди различных наноструктур особое место занимают поверхностные структуры углерода – фуллерены и нанотрубки. Их основой является плоский монокристаллический слой графита (графен), конфигурация кристаллической структуры которого показана на рис. 1. Ряд общих вопросов, касающихся поверхностных структур углерода (технология получения, структурные и физические свойства, перспективы применения), изложен в обзорах [8, 9]. В случае фуллеренов (открыты в 1985 г. [38]) плоская поверхность графена преобразуется в замкнутую сферу, включающую в себя правильные шестиугольники (число которых зависит от размера фуллерена) и 12 правильных пятиугольников.

В случае нанотрубок (открыты в 1991 г. [39]) графитовая поверхность преобразуется в протяженную структуру типа полого цилиндра (рис. 2). Диаметр нанотрубок лежит в пределах 1–15 нм, а длина составляет 1–10 мкм. Способы преобразования плоской поверхности графена в цилиндрическую могут быть различными. Их удобно описать двумя целочисленными индексами (m, n) , указывающими координаты атома, который в результате сворачивания должен

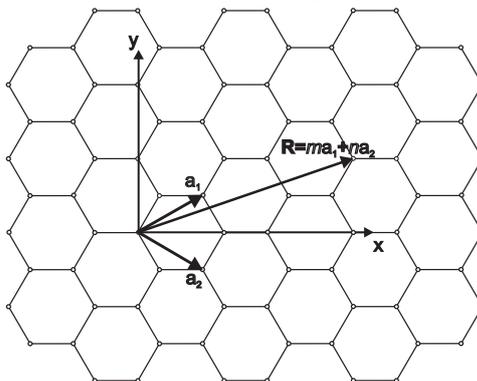


Рис. 1. Схематическая конфигурация кристаллической решетки графена

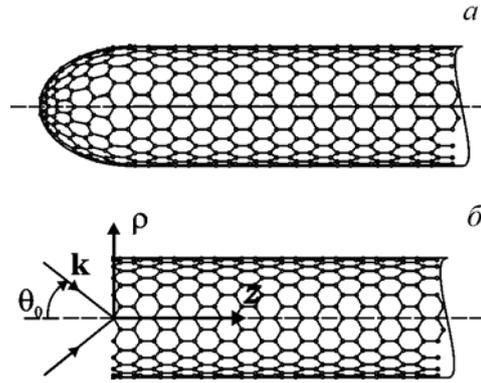


Рис. 2. Углеродная нанотрубка с закрытым (а) и открытым (б) концами

совпасть с атомом, лежащим в начале координат (см. рис. 1). Радиус нанотрубки R_{cn} и геометрический угол киральности θ_{cn} выражаются равенством

$$R_{cn} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} b \sqrt{m^2 + mn + n^2}, \quad \text{tg} \theta_{cn} = \frac{\sqrt{3}n}{2m + n}, \quad (1)$$

где $b = 0,142$ нм – расстояние между соседними атомами в элементарной ячейке графена. Наиболее простые конфигурации образуются индексами $(m, 0)$ (zigzag) и (m, m) (armchair). В других случаях говорят о киральных нанотрубках.

Синтезированы как однослойные, так и многослойные нанотрубки [40]. Последние представляют собой семейство N коаксиально расположенных многослойных цилиндров (расстояние между слоями 0,34 нм, $N \sim 10-12$). Наряду с углеродными нанотрубками имеются и нанотрубки, легированные азотом и бором [41]. При описании нанотрубок мы используем двумерный декартов базис (x, y) для графена (см. рис. 1) и цилиндрический базис (ρ, ϕ, z) для нанотрубок (рис. 2). Переход от графена к нанотрубке типа zigzag осуществляется подстановкой $\{x \rightarrow z, y \rightarrow \phi\}$, а к armchair – подстановкой $\{y \rightarrow z, x \rightarrow \phi\}$.

1.2. Электронная дисперсия в нанотрубках. Электромагнитные процессы в любой среде определяются ее электронными свойствами. Исследование электронной структуры нанотрубок и процессов электронного переноса в них являлось предметом большого числа теоретических и экспериментальных работ. В настоящем разделе мы кратко остановимся на основных результатах названных исследований. При этом мы ограничимся рассмотрением динамики π -электронов в приближении сильной связи [42, 43], которое учитывает взаимодействие лишь трех соседних атомов в гексагональной структуре. В рамках данной модели электронные свойства графена описываются хорошо известным законом дисперсии [44]

$$\mathcal{E}(\mathbf{p}) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_y\right) + 4 \cos^2\left(\frac{a}{\sqrt{3}} p_y\right)}, \quad (2)$$

в котором $\gamma_0 \cong 2,7$ эВ – интеграл перекрытия, $a = 3b/2\hbar$, $p_{x,y}$ – проекции квазиимпульса \mathbf{p} . Верхний и нижний знаки в (2) относятся к зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Химический потенциал графита равен нулю. Областью определения квазиимпульса \mathbf{p} (первая зона Бриллюэна) является шестиугольник, показанный на рис. 3. Вершины шестиугольника являются точками Ферми, в которых $\mathcal{E}(\mathbf{p})=0$. Это указывает на отсутствие запрещенной зоны для π -электронов в графене. Напомним, что графен является полуметаллом: в нем отсутствует запрещенная зона, но плотность состояний на уровне Ферми равна нулю [44]. Дисперсионные свойства нанотрубок существенно отличаются от свойств графена в силу изменения топологии структуры. В цилиндрической структуре электроны, находящиеся в начале координат и в точке $\mathbf{R} = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2$, идентичны, что приводит к квантованию поперечной компоненты квазиимпульса:

$$p_\phi = \hbar s / R_{cn}. \quad (3)$$

Продольная компонента квазиимпульса при этом остается непрерывной. Соотношение (3) и подстановка $\{p_x \rightarrow p_z, p_y \rightarrow p_\phi\}$ позволяют получить из (2) закон дисперсии для нанотрубок типа zigzag:

$$\mathcal{E}(\mathbf{p}) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad s = 1, 2, \dots, m. \quad (4)$$

Для нанотрубок типа armchair закон дисперсии может быть получен аналогичным образом, с помощью подстановки $\{p_x \rightarrow p_\phi, p_y \rightarrow p_z\}$.

Как следует из уравнения (4), первая зона Бриллюэна в нанотрубках не является шестиугольником, а представляет собой семейство одномерных зон – отрезков прямых линий внутри шестиугольника. В зависимости от того, проходят ли эти линии через вершины шестиугольника (точки Ферми) или минуют их, запрещенная зона либо исчезает, либо появляется в электронном спектре. Для 1D-зон плотность состояний в точках Ферми становится конечной. В соответствии с этим нанотрубка является либо металлом, либо полупроводником. Из рис. 3 видно, что нанотрубки типа armchair обладают металлической проводимостью при всех значениях m , тогда как нанотрубки типа zigzag являются металлами только при $m = 3q$, где q – целое число.

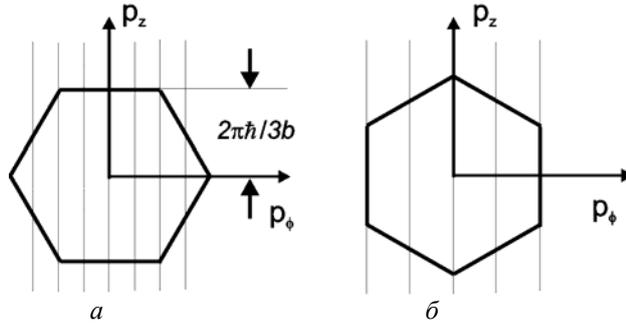


Рис. 3. Конфигурация первой зоны Бриллюэна для (а) zigzag и (б) armchair нанотрубок

Характер проводимости нанотрубки может изменяться при помещении ее в продольное магнитостатическое поле [45]. Это дает возможность управлять проводимостью в широких пределах, варьируя величину намагниченности. Важной особенностью киральной нанотрубки является появление киральной азимутальной компоненты тока при приложении напряжения к ее концам [41, 26]. В результате траектория полного тока в киральной нанотрубке представляет собой спиральную линию, несмотря на изотропию проводимости графена.

1.3. Динамическая проводимость нанотрубки. Для построения аналитической модели проводимости нанотрубки вначале мы рассмотрим движение π -электронов по цилиндрической поверхности однослойной нанотрубки в полуклассическом приближении: закон дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p})$ берется из квантово-механической модели, а движение ансамбля частиц описывается классическим кинетическим уравнением Больцмана для функции распределения $f(\mathbf{p}, z, t)$ [46]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE_z \frac{\partial f}{\partial p_z} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = J(F(\mathbf{p}); f(\mathbf{p}, z, t)). \quad (5)$$

В этом уравнении e – заряд электрона; $v_z = \partial \mathcal{E}(\mathbf{p}) / \partial p_z$ – его скорость; $J(F, f)$ – интеграл столкновений; $F(\mathbf{p}) = [1 + \exp\{\mathcal{E}(\mathbf{p}) / k_B T\}]^{-1}$ – равновесная функция распределения Ферми; T – температура. Для вычисления интеграла столкновений мы воспользуемся приближением времени релаксации, согласно которому $J(F(\mathbf{p}), f(\mathbf{p}, z, t)) \cong \nu [F(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}, z, t)]$ и $\nu = 1/\tau$ – частота релаксации. Значения среднего времени свободного пробега электрона τ для нанотрубок, приводимые в литературе, существенно отличаются друг от друга. Ниже мы используем оценку $\tau = 3 \times 10^{-13}$ с [47].

Полуклассическая модель описывает только внутризонное движение π -электронов и не учитывает межзонных переходов. Это ограничивает применимость данной модели со стороны высоких частот:

$$\omega < \omega_l = \begin{cases} 2v_F / R_{cn}, & \text{для металлических трубок,} \\ 2v_F / 3R_{cn}, & \text{для полупроводниковых трубок.} \end{cases} \quad (6)$$

В этом выражении $v_F = 3b\gamma_0 / 2\hbar$ – скорость π -электронов на уровне Ферми. Для типичных нанотрубок значения ω_l лежат в инфракрасной области.

Теперь, когда установлена область применимости полуклассического приближения, мы можем использовать его для вычисления аксиального тока в прямолинейной бесконечно длинной нанотрубке. Этот ток возникает под действием электрического поля бегущей волны $E_z = \text{Re}[E_z^0 \exp\{i(hz - \omega t)\}]$, где h – константа распространения. Будем решать уравнение (5) в линейном по полю приближении. Используя стандартную технику, представим $f = F + \text{Re}[\delta f \exp\{i(hz - \omega t)\}]$, где δf – искомое малое возмущение, для которого можно получить

$$\delta f = -i \frac{\partial F}{\partial p_z} \frac{eE_z^0}{\omega - hv_z + i\nu}. \quad (7)$$

Плотность поверхностного аксиального тока $j_z = \text{Re}[j_z^0 \exp\{i(hz - \omega t)\}]$ выражается равенством

$$j_z = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint v_z f d^2\mathbf{p}, \quad (8)$$

которое удобно представить в виде $j_z^0 = \sigma_{zz}(h, \omega) E_z^0$, где аксиальная проводимость нанотрубки имеет следующий вид:

$$\sigma_{zz}(h, \omega) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^2} \iint \frac{\partial F}{\partial p_z} \frac{v_z d^2\mathbf{p}}{\omega - \hbar v_z + i\nu}. \quad (9)$$

Интегрирование в (9) выполняется по первой зоне Бриллюэна. Итак, мы получили закон динамической проводимости нанотрубки в виде $\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E}$, аналогичном материальным уравнениям объемных проводящих сред в классической электродинамике. Однако имеются существенные различия. Как и в классическом случае, при выводе закона проводимости нами выполнена процедура макроскопического усреднения, но роль физически бесконечно малого 3D-объема в нашем случае играет элемент 2D-поверхности. Таким образом, \mathbf{J} есть плотность поверхностного тока. Дальнейший анализ сводится к вычислению конкретного вида тензора проводимости с использованием той или иной структурной модели нанотрубки. В частных случаях (i) металлической нанотрубки малого радиуса и (ii) произвольной нанотрубки большого радиуса ($m \rightarrow \infty$) аналитический результат может быть получен на основе приближенного закона дисперсии π -электронов, введенного в работе [48]: $\mathcal{E}(\mathbf{p}) \cong \pm v_F |\mathbf{p} - \mathbf{p}_F|$. Здесь \mathbf{p}_F – постоянная величина, определяемая как квазиимпульс на уровне Ферми. В обоих указанных частных случаях применимость приближенного закона дисперсии обуславливается тем, что главный вклад в проводимость дают окрестности точек Ферми. Соответствующие формулы приведены в [23]. В общем случае интегрирование по квазиимпульсу в выражении (9) должно выполняться численно. Однако, как указано в [23], если фазовая скорость электромагнитной волны значительно больше средней скорости электронов в нанотрубке, оказывается возможным пренебречь пространственной нелокальностью поверхностного тока, описываемой третьим слагаемым в левой части (5), и считать $\hbar = 0$ в выражении (9), которое в такой ситуации сводится к виду

$$\sigma_{zz}(0, \omega)|_{(m,0)} = -\frac{2ie^2}{\sqrt{3}\pi\hbar mb} \frac{1}{\omega + i\nu} \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} v_z^2(p_z, s) \frac{\partial F}{\partial \mathcal{E}} dp_z, \quad (10)$$

$$\sigma_{zz}(0, \omega)|_{(m,m)} = -\frac{2ie^2}{3\pi\hbar mb} \frac{1}{\omega + i\nu} \sum_{s=1}^m \int_{-\sqrt{3}\pi/a}^{\sqrt{3}\pi/a} v_z^2(p_z, s) \frac{\partial F}{\partial \mathcal{E}} dp_z \quad (11)$$

для нанотрубок типа zigzag и armchair соответственно. Рис. 4 представляет $\sigma_{zz}(0, \omega)|_{(m,0)}$ в зависимости от радиуса нанотрубки (индекса m). Поскольку нанотрубки типа armchair являются всегда металлическими, аналогичная

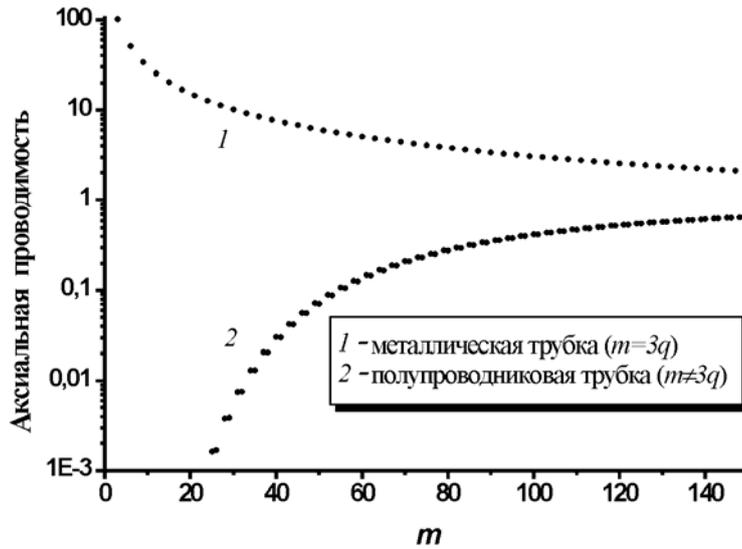


Рис. 4. Нормированная аксиальная проводимость нанотрубки типа zigzag

$$\sigma_{zz}(0, \omega) \Big|_{(m,0)} / \sigma_{\infty}, \quad \sigma_{\infty} = \lim_{m \rightarrow \infty} \sigma_{zz}$$

зависимость проводимости от радиуса нанотрубки является для них монотонной. Вне зависимости от типа нанотрубок при $m \rightarrow \infty$ их проводимость стремится к одному и тому же предельному значению, которое соответствует проводимости графена [44].

Для снятия ограничений (6) необходима строгая квантовомеханическая теория проводимости в углеродных нанотрубках. Такая теория построена в работах [21–23]. В рамках этой теории вместо уравнения Больцмана (5) рассматривается уравнение Лиувилля для матрицы плотности в двухзонном приближении. Не останавливаясь на деталях, приведем выражение, описывающее аксиальную проводимость нанотрубки в случае, когда роль переходов между валентной зоной и зоной проводимости является существенной:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(0, \omega) = & -\frac{ie^2 \omega}{\pi^2 \hbar R_{cn}} \frac{1}{(\omega + i0)^2} \sum_{s=1}^m \int_{1stBZ} dp_z \frac{\partial F(p_z, s)}{\partial p_z} \frac{\partial \mathcal{E}(p_z, s)}{\partial p_z} + \\ & + \frac{ie^2 \omega}{2\pi^2 \hbar R_{cn}} \sum_{s=1}^m \int_{1stBZ} dp_z \frac{|\theta_{cv}(p_z, s)|^2}{\mathcal{E}(p_z, s)} \frac{F[-\mathcal{E}(p_z, s)] - F[\mathcal{E}(p_z, s)]}{\hbar^2 (\omega + i0)^2 - 4\mathcal{E}^2(p_z, s)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Эффект релаксации вводится в это уравнение феноменологически, путем подстановки $(\omega + i0)^2 \rightarrow \omega(\omega + i\nu)$. Первый член в полученном уравнении описывает внутризонное движение π -электронов и, с учетом указанной подстановки, идентичен полуклассическим формулам (10) – (11). Второй член соответствует прямым переходам между валентной зоной и зоной проводимости и не может быть получен в рамках классической теории. Рис. 5 иллюстрирует поведение аксиальной проводимости в области оптических переходов.

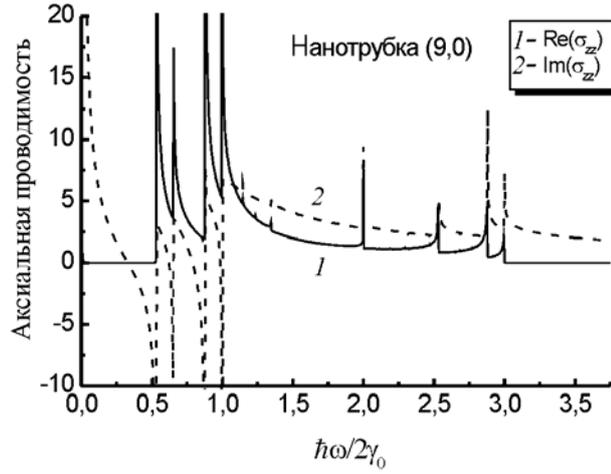


Рис. 5. Частотная зависимость полной аксиальной проводимости нанотрубки типа zigzag (9,0). Проводимость нормирована на величину $e^2 / 2\pi\hbar$

1.4. Эффективные граничные условия для нанотрубок. Используя представленную выше модель аксиальной проводимости, мы можем теперь задать эффективные граничные условия (ЭГУ) на поверхности нанотрубки. Такой подход определяет общий метод решения широкого круга задач электродинамики наноструктур. Главная идея метода состоит в том, что периодическая структура заменяется гладкой однородной поверхностью, на которой определяются подходящие ЭГУ для электромагнитного поля. Эти условия выбираются таким образом, что пространственная структура электромагнитного поля, индуцированного эффективным током, текущим по однородной гладкой поверхности, и пространственная структура электромагнитного поля реального тока в решетке оказываются идентичными на некотором расстоянии от поверхности. Параметры решетки при этом входят в коэффициенты ЭГУ.

ЭГУ возникают в результате усреднения микроскопических полей по физически бесконечно малому элементу цилиндрической поверхности. Принимая непрерывность тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности трубки и аксиальной компоненты магнитного поля, мы получаем:

$$E_{\phi,z} \Big|_{\rho=R_{cn}+0} - E_{\phi,z} \Big|_{\rho=R_{cn}-0} = 0, \quad H_z \Big|_{\rho=R_{cn}+0} - H_z \Big|_{\rho=R_{cn}-0} = 0. \quad (13)$$

Следующее условие вытекает из уравнения для аксиальной проводимости нанотрубки [22, 23]. Не останавливаясь на деталях, приведем конечное выражение

$$\left(1 + \gamma(\omega) \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left(H_{\phi} \Big|_{\rho=R_{cn}+0} - H_{\phi} \Big|_{\rho=R_{cn}-0}\right) = \frac{4\pi}{c} \sigma_{zz}(\omega) E_z \Big|_{\rho=R_{cn}}. \quad (14)$$

Здесь $\gamma(\omega) = l_0 / [k(1 + i\nu/\omega)]^2$, $k = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве, величина l_0 характеризует вклад пространственной неоднородности поля. Для металлических нанотрубок малого радиуса и нанотрубок произвольного

типа большого радиуса в работах [22, 23] найдены простые оценки $l_0 \cong (v_F / c)^2$ и $l_0 \cong 3(v_F / c)^2 / 4$ соответственно. Численные расчеты дают $l_0 \sim 10^{-5}$ для металлических нанотрубок.

Равенства (13) и (14) образуют полную систему ЭГУ для электромагнитного поля на поверхности нанотрубки. Их вид аналогичен эквивалентным граничным условиям Вайнштейна – Сивова [49, 50] для сетчатых структур и частопериодических решеток в макроскопической электродинамике СВЧ.

1.5. Поверхностные электромагнитные волны в нанотрубках. Как пример применения ЭГУ рассмотрим распространение поверхностных волн вдоль изолированной бесконечно длинной нанотрубки, расположенной в свободном пространстве. Проводимость нанотрубки предполагаем аксиальной. Исследуемые собственные волны удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла, граничным условиям (13) – (14) и условиям отсутствия сторонних источников на бесконечности. Данная постановка задачи аналогична задаче о собственных волнах спиральных замедляющих систем СВЧ–диапазона [49]. Для ее решения используется метод частичных областей. Все пространство разбивается на две цилиндрические частичные области – внутри и вне трубки. Как и в [49], представим искомые электромагнитные поля через скалярный потенциал Герца Π_e :

$$\mathbf{E} = \nabla \frac{\partial \Pi_e}{\partial z} + k^2 \Pi_e \mathbf{u}_z, \quad \mathbf{H} = -ik(\nabla \Pi_e) \times \mathbf{u}_z. \quad (15)$$

Единичный вектор \mathbf{u}_z направлен вдоль оси нанотрубки. Тогда из уравнений Максвелла и условий на бесконечности ($\rho \rightarrow \infty$) получаем:

$$\Pi_e = A \begin{Bmatrix} I_\ell(\kappa\rho)K_\ell(\kappa R_{cn}) \\ I_\ell(\kappa R_{cn})K_\ell(\kappa\rho) \end{Bmatrix} e^{ihz} e^{i\ell\phi}, \quad (16)$$

где A – неизвестный постоянный коэффициент; h – искомое волновое число; $\kappa = \sqrt{h^2 - k^2}$; I_ℓ, K_ℓ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. Верхняя строка в (16) соответствует области $\rho < R_{cn}$, нижняя – области $\rho > R_{cn}$. Уравнения (15) и (16) автоматически удовлетворяют ЭГУ (13). Подставляя эти уравнения в условие (14) и используя выражение для Вронскиана модифицированных функций Бесселя, мы приходим к дисперсионному уравнению поверхностной волны в нанотрубке:

$$\left(\frac{\kappa}{k}\right)^2 I_\ell(\kappa R_{cn})K_\ell(\kappa R_{cn}) = \frac{ic}{4\pi\kappa R_{cn}\sigma_{zz}} \left[1 - \frac{1 + (\kappa/k)^2}{(1 + i\nu/\omega)^2} l_0 \right]. \quad (17)$$

Уравнение (17) носит общий характер: оно применимо как к однослойным, так и многослойным нанотрубкам, в зависимости от диапазона частот в нем может быть использован как полуклассический (10) – (11), так и квантовомеханический (12) закон проводимости.

Результаты численного исследования уравнения (17) приведены на рис. 6,

который представляет комплекснозначный коэффициент замедления $\beta = k/h$ азимутально-симметричной ($l = 0$) поверхностной волны в металлической (9,0) нанотрубке. Детальное обсуждение азимутально-несимметричных мод дано в работе [22]. В низкочастотном режиме ($\omega < \nu$), которому соответствует диапазон $kb < 10^{-7}$, имеет место сильное затухание ($\text{Im}(\beta) \sim \text{Re}(\beta)$). Таким образом, можно констатировать, что в низкочастотном режиме нанотрубки как волноводы поверхностных волн не представляют интереса. Существенно, что для типичных длин нанотрубок $l_{cn} \sim 1$ мкм выполняется условие $l_{cn} \text{Re}(h) \ll 1$. Это означает, что нанотрубки проводят низкочастотные электрические сигналы подобно электрическим цепям, без сопутствующих волновых эффектов.

В отличие от рассмотренного низкочастотного предела, в инфракрасном диапазоне ($10^{-5} < kb < 10^{-3}$ или $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} < \omega/2\pi < 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$) в нанотрубках могут распространяться слабозатухающие поверхностные волны. Таким образом, выполненный анализ приводит к концепции нановолновода поверхностных волн на основе нанотрубок. Такие нановолноводы могут стать высокоэффективными элементами нанoeлектроники. В работе [22] было показано, что в инфракрасном диапазоне замедление сигнала $\text{Re}(\beta)$ в полупроводниковых нанотрубках на порядок меньше, чем в металлических, а соответствующие величины $\text{Im}(\beta)$ сравнимы. Это позволяет сделать вывод о том, что в полупроводниковых трубках эффект затухания существенно превосходит этот эффект в металлических трубках. Более того, поскольку полупроводниковые трубки характеризуются сильным замедлением ($2 \cdot 10^{-3} < \text{Re}(\beta) < 2 \cdot 10^{-2}$), то в таких трубках электромагнитное поле оказывается сильно локализованным вблизи поверхности. Отметим, наконец, что в инфракрасном диапазоне коэффициент замедления

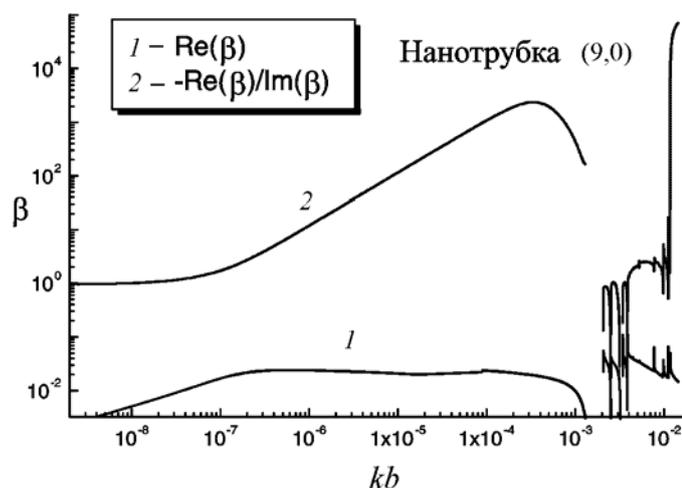


Рис. 6. Коэффициент замедления $\beta = k/h$ для азимутально-симметричной поверхностной волны в металлической (9,0) нанотрубке

$\text{Re}(\beta)$ и фазовая скорость поверхностной волны $v_{ph} = \text{Re}(\omega / h)$ являются практически частотно независимыми. Следовательно, волновой пакет будет распространяться в нанотрубке без существенных искажений, что является весьма важным для возможных применений в наноэлектронике. Подобные поверхностные волны будут существовать и в многослойной нанотрубке, которую можно представить как совокупность однослойных трубок с расстоянием между слоями $\sim 0,34$ нм. В [42] показано, что электронное взаимодействие слоев пренебрежимо мало. Это означает, что внутри слоя электроны движутся так же, как в однослойной трубке соответствующего радиуса. В такой ситуации для каждого слоя остаются справедливыми граничные условия (13) и (14), хотя величина проводимости изменяется от слоя к слою. Таким образом, строгая постановка задачи о поверхностной волне для N -слойной трубки подразумевает введение $N+1$ коаксиальных частичных областей с граничными условиями (13) и (14) на границах каждой из них. Изменение числа слоев является эффективным средством управления характеристиками поверхностной волны.

1.6. Краевые эффекты в нанотрубках. При рассмотрении поверхностных волн в нанотрубках была использована модель бесконечно длинной нанотрубки. Учет конечных размеров является принципиальным, так как может привести к резонансным дифракционным эффектам, которые подобны имеющим место в антенных вибраторах [51]. Действительно, в области оптических частот длина и радиус реальных нанотрубок удовлетворяют условиям $kR_{cn} \ll 1$, $kl_{cn} \sim 1$. Именно такими условиями характеризуются антенные вибраторы в технике СВЧ. Данная аналогия не только свидетельствует о важности исследования резонансов, связанных с конечной длиной трубок, но и указывает способ исследования: задача об излучении поверхностной волны с открытого конца полубесконечной нанотрубки решается методом Винера – Хопфа [51]. Переход к нанотрубке конечной длины можно осуществить либо при помощи модифицированного метода факторизации, либо используя интегральные уравнения типа Леонтовича – Левина в сочетании с вариационными принципами (подобно тому, как делается в теории антенн [52]).

Рассмотрим дифракцию на открытом конце нанотрубки электромагнитного поля, заданного E -поляризованной цилиндрической волной, распространяющейся под углом θ_0 к оси нанотрубки (см. рис. 2). Скалярный потенциал Герца такой волны хорошо известен:

$$\Pi_e^{(i)} = -\frac{i}{k \sin^2 \theta_0} H_l^{(\mu)}(k\rho \sin \theta_0) e^{ikz \cos \theta_0} e^{il\phi},$$

где $H_l^{(\mu)}(\cdot)$ – цилиндрические функции Ханкеля 1-го и 2-го рода ($\mu=1, 2$). Скалярный потенциал Герца рассеянного поля $\Pi_e^{(s)}$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца и связан с искомыми электромагнитными полями соотношениями (15). Используя далее ЭГУ (13)–(14), найдем граничные условия для потенциала в следующем виде:

$$\begin{aligned}
& \left(1 + \frac{l_0}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left(\frac{\partial \Pi_e^{(s)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_{cn}+0} - \frac{\partial \Pi_e^{(s)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_{cn}-0} \right) = \\
& = \frac{4\pi}{ikc} \sigma_{zz}(\omega) \left(\frac{\partial^2 \Pi_e^{(s)}}{\partial z^2} + k^2 \Pi_e^{(s)} \right) + \Phi(\phi, z), \quad 0 < z < \infty, \\
& \frac{\partial \Pi_e^{(s)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_{cn}+0} = \frac{\partial \Pi_e^{(s)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_{cn}-0}, \quad -\infty < z < 0, \\
& \Pi_e^{(s)} \Big|_{\rho=R_{cn}+0} = \Pi_e^{(s)} \Big|_{\rho=R_{cn}-0}, \quad -\infty < z < \infty, \tag{18}
\end{aligned}$$

где $\Phi(\phi, z) = (4\pi / ic)k\sigma_{zz}(\omega)\sin^2\theta_0\Pi_e^{(i)}(R_{cn}, \phi, z)$ и динамическая проводимость нанотрубки $\sigma_{zz}(\omega)$ определена выражением (12). К граничным условиям (18) следует добавить условия излучения, вытекающие из принципа предельного поглощения, и условия на ребре, выражающие отсутствие на остром ребре стороннего источника. Условие на ребре выражается в конечности энергии поля в любой конечной области пространства, содержащей ребро.

Рассматриваемая граничная задача может быть решена методом Винера – Хопфа. В качестве первого шага выделим азимутальную зависимость поля, положив $\Pi_e(\rho, \phi, z) = y(\rho, z)\exp(il\phi)$, и введем функцию $Y(\rho, \alpha)$ как фурье-образ функции $y(\rho, z)$. Функция $Y(\rho, \alpha)$ удовлетворяет уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial Y}{\partial \rho} - \left(\nu^2 + \frac{l^2}{\rho^2} \right) Y = 0,$$

в котором $\nu = \sqrt{\alpha^2 - k^2}$. Учитывая конечность потенциала Герца внутри и снаружи трубки и условия излучения, получим решение

$$Y(\rho, \alpha) = \begin{cases} A(\alpha)K_l(\nu\rho), & \rho > R_{cn}, \\ D(\alpha)I_l(\nu\rho), & 0 < \rho < R_{cn}. \end{cases} \tag{19}$$

Теперь перейдем к нахождению функций $A(\alpha)$ и $D(\alpha)$. Представим $Y(\rho, \alpha) = Y_-(\rho, \alpha) + Y_+(\rho, \alpha)$, где $Y_{\pm}(\rho, \alpha)$ – функции, аналитические в верхней и нижней комплексных полуплоскостях соответственно. В этом случае

$$Y_-(\rho, \alpha) = \int_{-\infty}^0 y(\rho, z)e^{i\alpha z} dz, \quad Y_+(\rho, \alpha) = \int_0^{\infty} y(\rho, z)e^{i\alpha z} dz.$$

Левая часть первого равенства в граничных условиях (18) может быть интерпретирована как поверхностная плотность тока $J(z)\exp(il\phi)$. Переходя к фурье-образу этой функции, получим

$$J_+(\alpha) = \nu A(\alpha) \left[K_{l+1}(\nu R_{cn}) - \frac{l}{\nu R_{cn}} K_l(\nu R_{cn}) \right] - \nu D(\alpha) \left[I_{l+1}(\nu R_{cn}) - \frac{l}{\nu R_{cn}} I_l(\nu R_{cn}) \right].$$

Подставим это выражение в первое равенство граничных условий (18), а связь между функциями $A(\alpha)$ и $D(\alpha)$ найдем из второго равенства, которое выражает непрерывность продольной составляющей электромагнитного поля как на поверхности нанотрубки, так и на ее продолжении в область $z < 0$. Из полученных алгебраических уравнений легко найти искомое уравнение Винера – Хопфа относительно двух неизвестных функций $J_+(\alpha)$ и $Y_-(R_{cn}, \alpha)$:

$$J_+(\alpha)G(\alpha)R_{cn} = Y_-(R_{cn}, \alpha) - \frac{\tilde{\Phi}(\alpha)}{\xi v^2}. \quad (20)$$

В этом уравнении

$$G(\alpha) = K_l(vR_{cn})I_l(vR_{cn}) - \frac{\Gamma}{R_{cn}\xi v^2}, \quad \tilde{\Phi}(\alpha) = \frac{kH_l^{(\mu)}(kR_{cn} \sin \theta_0)}{\alpha + k \cos \theta_0}, \quad (21)$$

$\tilde{\Phi}(\alpha)$ – фурье-образ функции $\Phi(\phi, z) \exp(-i\phi)$, $\xi = -4\pi i \sigma_{zz}(\omega) / ck$,

$$\Gamma = 1 - l_0 \alpha^2 / k^2.$$

Основная идея аналитического решения уравнения (20) заключается в применении к известным функциям, входящим в (20), процедур факторизации и разложения [51], в результате которых мы получаем два независимых уравнения для функций $J_+(\alpha)$ и $Y_-(R_{cn}, \alpha)$. Это позволяет выразить общее решение для дифрагированного поля в виде квадратур. Осуществить факторизацию функции $G(\alpha)$ можно по формуле [53]:

$$\ln[G_{\pm}(\alpha)\sqrt{\alpha \pm k}] = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty \pm \alpha_0}^{+\infty \pm \alpha_0} \ln[\sqrt{\alpha'^2 - k^2} G(\alpha')] \frac{d\alpha'}{\alpha' \pm \alpha}, \quad (22)$$

где α_0 – действительное число, удовлетворяющее неравенству $0 < \alpha_0 < \text{Im}(k)$.

Множитель $\sqrt{\alpha'^2 - k^2}$ введен для обеспечения асимптотики подынтегральной функции, необходимой для сходимости интеграла. Найти аналитическое выражение для интеграла в (22) невозможно, и поэтому факторизация считалась численно. Следуя стандартной процедуре метода Винера – Хопфа, приходим (см. работу [53]) к следующим выражениям для компонент поля снаружи трубки:

$$E_z(\rho, \phi, z) = \frac{\eta_l(\theta_0)}{2\pi ik} e^{i\phi} \int_C e^{-i\alpha z} \frac{(\alpha - k)K_l(v\rho)I_l(vR_{cn})}{(\alpha + k \cos \theta_0)G_+(\alpha)} d\alpha,$$

$$E_\rho(\rho, \phi, z) = -i \frac{\eta_l(\theta_0)}{2\pi k} e^{i\phi} \int_C e^{-i\alpha z} \frac{\sqrt{\alpha - k}}{\sqrt{\alpha + k}} \frac{\alpha[K_{l+1}(v\rho) - lK_l(v\rho)/(v\rho)]I_l(vR_{cn})}{(\alpha + k \cos \theta_0)G_+(\alpha)} d\alpha, \quad (23)$$

где $\eta_l(\theta_0) = H_l^{(\mu)}(kR_{cn} \sin \theta_0)[G_+(k \cos \theta_0)(1 + \cos \theta_0)]^{-1}$, контур интегрирования показан сплошной линией на рис. 7. Поле внутри трубки можно получить заменой местами ρ и R_{cn} в формулах (23). Оставшиеся компоненты полей \mathbf{H} и \mathbf{E} легко представить в аналогичном виде.

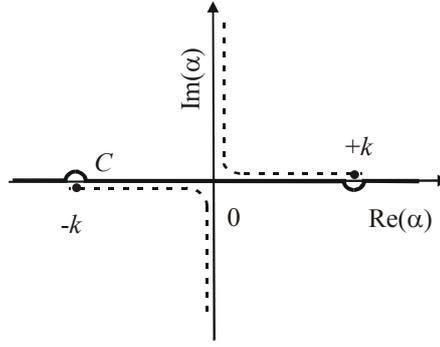


Рис. 7. Контур интегрирования C в плоскости комплексной переменной α . Пунктирными линиями обозначены разрезы

Интегральные представления (23) являются точными аналитическими выражениями для поля, рассеянного полубесконечной нанотрубкой. Они справедливы как в дальней зоне, так и вблизи трубки. Сходимость интегралов в (23) в ближней зоне существенно замедляется, поэтому численное интегрирование в этом случае требует определенных предосторожностей. В дальней зоне мы можем асимптотически оценить интегралы в (23), используя метод перевала. Стандартная процедура приводит к следующим результатам:

$$E_z \sim F(\theta, \theta_0) \sin \theta \frac{\exp\{ik\sqrt{\rho^2 + z^2}\}}{k\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad H_\phi, E_\phi \sim F(\theta, \theta_0) \frac{\exp\{ik\sqrt{\rho^2 + z^2}\}}{k\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad (24)$$

где

$$F(\theta, \theta_0) = \eta_l(\theta_0) \frac{J_l(kR_{cn} \sin \theta)}{G_-(k \cos \theta)(\cos \theta + \cos \theta_0)} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \exp(-i\pi/4), \quad (25)$$

$\theta = \pi/2 + \arctg(z/\rho)$, угол θ_0 указан на рис. 2, б. Функция $F(\theta, \theta_0)$ называется амплитудой рассеяния края, связанной с излучением сферических волн. Полная амплитуда рассеяния содержит также компоненты, связанные с возбуждением поверхностных поляритонов [23].

Для иллюстрации полученных результатов нами рассчитывалась величина $P_l(\theta) \sim |F_l(\theta, \theta_0)|^2$, описывающая распределение рассеянной мощности по направлениям в дальней зоне. Во всех расчетах мы полагали $l=0$, так как для реалистичных распределений падающих полей именно это слагаемое оказывается доминирующим. Для постоянной релаксации, как и ранее, использовалась оценка $1/\nu = \tau = 3 \times 10^{-13}$ с [47]. На рис. 8 показана частотно-угловая зависимость плотности рассеянной мощности для металлической нанотрубки (9,0). Как видно из рисунка, частотная зависимость при фиксированном угле θ характеризуется резкими осцилляциями: рассеяние значительно возрастает на частотах, отвечающих резонансным оптическим переходам. Следует отметить, что резонансные пики рассеяния для металлической нанотрубки больше, чем для полупроводниковой. Видно, что сравнительно слабая отстройка частоты от условия

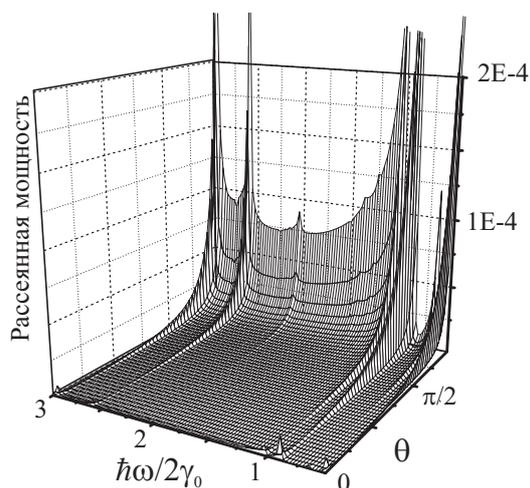


Рис. 8. Плотность рассеянной мощности $P_0(\theta)/[4\pi/c(1 + \cos\theta_0)^2]$ для металлической нанотрубки (9,0) в частотной полосе межзонных переходов при $\theta_0 = \pi/4$

точного резонанса значительно уменьшает интенсивность рассеяния. Таким образом, можно заключить, что интенсивное рассеяние в нанотрубках связано физически с тем, что падающее на край трубки поле возбуждает в ней плазмон, распространяющийся от края вдоль оси.

2. Нелинейные электромагнитные процессы в нанотрубках

Выше неоднократно подчеркивалось, что наноструктуры характеризуются сильной пространственной неоднородностью и широким набором элементарных резонансных возбуждений. Помимо этого, в широком интервале частот от СВЧ до ультрафиолетового для наноструктур характерна также и достаточно сильная динамическая нелинейность. Эта нелинейность может проявиться в различных типах электродинамических взаимодействий: распространение солитонов, оптическая бистабильность, динамический хаос, генерация высших гармоник. Перечисленные эффекты представляют интерес с двух точек зрения: во-первых, они могут использоваться для исследования физических свойств наноструктур, их диагностики. Во-вторых, эти эффекты открывают ряд уникальных возможностей управления характеристиками электромагнитного излучения, что весьма перспективно для различных приложений в оптике и нанoeлектронике.

В общем случае, ввиду пространственной неоднородности наноструктур, описание в них нелинейных электродинамических эффектов представляет собой весьма сложную задачу, так как приводит к проблеме нелинейной теории дифракции волн. По этой причине в каждом конкретном случае используются специальные системы упрощающих предположений, позволяющих свести исходную задачу к математической модели, допускающей аналитическое исследование или компьютерный анализ. Отметим два подхода, имеющих наиболее широкие перспективы приложений к наноструктурам. Первый подход основан

на выделении вклада резонансных эффектов путем разложения поля по специально выбранной системе собственных мод [31]. Он был развит применительно к задачам нелинейной макроскопической электродинамики и, в частности, использован для анализа бистабильности в нелинейных дифракционных решетках в окрестности аномалий Вуда [31]. Другой подход, электродинамика нелинейных композитов, основывается на технике макроскопического усреднения электромагнитного поля в системе из большого числа нелинейных рассеивателей, размеры и расстояния между которыми значительно меньше длины волны (см., например, [18, 54]).

В качестве примера задач нелинейной электродинамики наноструктур рассмотрим проблему генерации высших гармоник углеродными нанотрубками [27, 28]. Физический интерес к генерации высших гармоник обусловлен, в первую очередь, перспективой создания источников когерентного излучения для дальнего ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. В качестве подходящих нелинейных сред рассматривались газы [55–59] и поверхности твердых тел [60–62]. В газовых средах генерация нечетных гармоник высоких порядков обусловлена туннелированием электронов с атомных орбиталей в состояния непрерывного спектра и возвращением их обратно под действием сильного осциллирующего поля накачки. Во втором случае генерация гармоник (как четных, так и нечетных) обеспечивалась быстрыми, с релятивистскими скоростями, переходами электронов через границу твердое тело – вакуум. В качестве волны накачки использовались субпикосекундные импульсы титан-сапфирового лазера с плотностью энергии $\sim 10^{14}$ Вт/см². Структура огибающей спектра в обоих случаях оказывается качественно одинаковой: участок со сравнительно слабой зависимостью интенсивности линии от ее номера (плато) резко обрывается при достижении некоторого критического номера гармоники. Коэффициент преобразования по энергии волны накачки в волны высших гармоник составляет в области плато величину 10^{-6} – 10^{-7} . В работах [27, 28] нами предложен иной механизм генерации высших гармоник. Его описание дано в следующем разделе.

2.1. Спектр плотности наведенного тока в одиночной нанотрубке.

Пусть углеродная нанотрубка взаимодействует с мощным лазерным импульсом, электрическое поле которого поляризовано вдоль ее оси. Предположим, что частота поля накачки ω_1 удовлетворяет неравенствам (6), позволяющим пренебречь вкладом межзонных переходов в движение π -электронов. Это означает, что движение последних является квазиклассическим и описывается уравнением Больцмана для функции распределения $f(\mathbf{p}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \nu [F(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}, t)] \quad (26)$$

с начальным условием $f(\mathbf{p}, 0) = F(\mathbf{p})$, в котором $F(\mathbf{p})$ – равновесная функция распределения Ферми. Заметим, что в (26) отброшено слагаемое, описывающее пространственную зависимость функции распределения. Оценка, позволяющая обосновать данное упрощение, приведена в [28]. Вектор-потенциал \mathbf{A} связан с

электрическим полем соотношением $\mathbf{E} = -(1/c)\partial\mathbf{A}/\partial t$. Ввиду того, что амплитуды высших гармоник малы в сравнении с амплитудой волны накачки, можно воспользоваться приближением заданного поля [27]. В рамках этого приближения поле, входящее в уравнение (26), полагается равным полю волны накачки: $E_{z1} = E_1 \cos(\omega_1 - k_1 x)$. Предположим далее, что ширина спектра волны накачки удовлетворяет условию $\nu \ll \Delta\omega \ll \omega_1$. Это позволяет воспользоваться квазистационарным приближением [27]: E_1 полагается постоянной величиной и в (26) отбрасывается интеграл столкновений. Физический смысл сделанного допущения заключается в том, что пренебрегается релаксационными процессами, поскольку они не успевают развиться за время порядка длины импульса накачки. В квазистационарном приближении уравнение (26) решается точно:

$$f(\mathbf{p}, t) = F(\mathbf{p} + e\mathbf{A}/c).$$

Продольная компонента плотности поверхностного тока выражается равенством

$$j_z = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint v_z(\mathbf{p}) F(\mathbf{p} + e\mathbf{A}/c) d^2\mathbf{p}, \quad (27)$$

где $v_z = \partial\mathcal{E}(\mathbf{p})/\partial p_z$. Разлагая $\mathcal{E}(p_z, s)/\gamma_0$ и $F(\mathbf{p})$ в интеграле (27) в ряды Фурье по p_z с коэффициентами \mathcal{E}_{sq} и F_{sq} соответственно, можно представить интеграл (27) в виде [27]

$$j_z = \sum_{M=0}^{\infty} j_z^{(2M+1)} \sin[(2M+1)\omega_1 t], \quad (28)$$

где

$$j_z^{(2M+1)} = j_0 \sum_{s=1}^m \sum_{q=1}^{\infty} q \mathcal{E}_{sq} F_{sq} J_{2M+1}(\Lambda q). \quad (29)$$

Для нанотрубок типа zigzag $j_0 = 16e\gamma_0 / \sqrt{3}\hbar mb$ и $\Lambda = 3beE_1 / 2\hbar\omega_1$, а для нанотрубок типа armchair $j_0 = 16e\gamma_0 / 3\hbar mb$ и $\Lambda = \sqrt{3}beE_1 / 2\hbar\omega_1$.

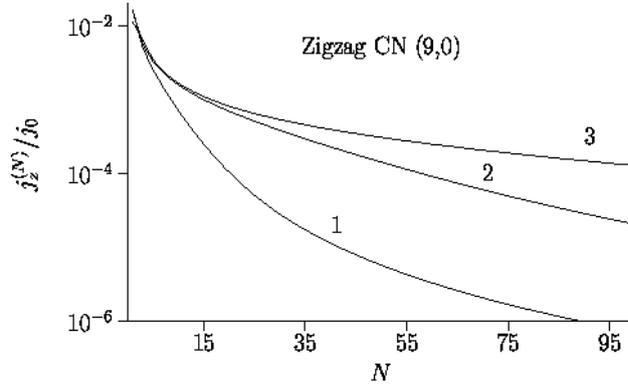


Рис. 9. Огибающая спектра плотности тока высших гармоник в металлической нанотрубке для различных значений интенсивности импульса накачки

На рис. 9 приведены типичные спектры плотности тока для различных интенсивностей волн накачки. В случае накачки импульсом титан-сапфирового лазера с длиной волны $\lambda = 0,8$ мкм значению параметра $\Lambda = 1$ соответствует величина поля $E_1 = 7 \cdot 10^9$ В/м либо интенсивность $I_1 = 1,3 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Наиболее существенная физическая особенность приведенных спектров отмечена в работе [27] и заключается в отсутствии частоты отсечки, характерной для спектров, исследованных в [55–62]. Физической причиной данного эффекта является специальный закон дисперсии, присущий π -электронам в проводящих нанотрубках.

В данном разделе мы остановились на анализе генерации гармоник тока в металлических нанотрубках. Расчеты показывают, что рассмотренные свойства присущи также и полупроводниковым трубкам. Однако в последних процесс затухания гармоник с ростом номера выражен гораздо сильнее. Нами выполнено исследование гармоник тока высших порядков в изолированной нанотрубке. Следующим шагом в анализе данной проблемы стало исследование высших гармоник поля в массивах упорядоченных нанотрубок с учетом дисперсии. Как показано в работе [21] на основе теории эффективной среды, такой массив является анизотропной двулучепреломляющей средой. Последовательный анализ генерации высших гармоник поля в массивах нанотрубок с учетом фазового согласования дан в [28].

2.2. Отрицательная дифференциальная проводимость в одиночной нанотрубке. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) для туннелирующих электронов в изолированных одностенных нанотрубках при низких температурах были измерены в [47, 63]. При таких температурах $k_B T \ll \mathcal{E}_C, \Delta \mathcal{E}$ и проводимость обусловлена разделенными электронными состояниями. Здесь \mathcal{E}_C – энергия заряда, $\Delta \mathcal{E} = \pi \hbar v_F / l_{cn}$ – расстояние между энергетическими уровнями. В работе [47] приведены значения $\Delta \mathcal{E} \cong 0,6$ мэВ для нанотрубок с $l_{cn} \cong 3$ мкм; оценка $\mathcal{E}_C \cong e^2 \ln(l_{cn} / R_{cn}) / \kappa l_{cn}$ представлена в [68], где $\kappa = 1,4$ – безразмерная постоянная. Для нанотрубок, описанных в [47], $R_{cn} \cong 0,7$ нм и, таким образом, $\mathcal{E}_C \cong 2,5$ мэВ, что хорошо соответствует экспериментальным данным [47]. При таких условиях ток обусловлен электронами, туннелирующими через нанотрубку в присутствии кулоновской блокады, наведенной дальнедействующим (неэкранированным) кулоновским взаимодействием. Вследствие этого ВАХ, которые наблюдались в [47,] аналогичны полученным при помощи сканирующей туннельной микроскопии. В результате при низких температурах нормализованная дифференциальная проводимость $(V/I)(dI/dV)$ оказывается пропорциональной локальной плотности состояний. Поэтому описанные в [47, 63] ВАХ несут важную информацию об электронной структуре нанотрубок. С другой стороны, туннелирование в макромолекулах (в нанотрубках, в частности) может служить в качестве основы для разработки мономолекулярных транзисторов [64, 14].

В данном разделе проводится теоретический анализ ВАХ нанотрубок при комнатных температурах, когда $k_B T > \mathcal{E}_C, \Delta \mathcal{E}$. Ток обусловлен квази-

частицами – π -электронами, движущимися в поле кристаллической решетки. Нелинейность ВАХ появляется благодаря нелинейным свойствам газа квазичастиц. Предсказана отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) $dI/dV < 0$ в нанотрубках при определенных значениях напряжения внешнего электрического поля.

Рассмотрим одностенную нанотрубку, помещенную в однородное аксиальное постоянное электрическое поле $E_z = V/l_{cn}$, где V – напряжение на концах нанотрубки. Будем рассматривать движение π -электронов как классическое движение квазичастиц с законом дисперсии, полученным из квантовой теории. С учетом гексагональной структуры кристаллической решетки углеродной нанотрубки приближение сильной связи дает соотношение (4) для нанотрубок zigzag и аналогичное – для armchair. Движение квазичастиц в постоянном внешнем аксиальном электрическом поле описывается уравнением Больцмана (5), в котором положено $\partial/\partial t = \partial/\partial z = 0$, а интеграл столкновений задан в приближении времени релаксации. В зависимости от величины времени релаксации релаксационный член может описывать электрон-фононное рассеяние, электрон-электронные столкновения и т. д.

Используя метод, впервые развитый применительно к теории квантовых полупроводниковых решеток [13], мы можем построить точное решение кинетического уравнения, не вводя ограничения на напряжение электрического поля. Функция распределения $f(\mathbf{p})$ периодична по p_z с периодом $2\pi/a$, и, принимая во внимание поперечное квантование (3), ее можно записать в виде

$$f(\mathbf{p}) = \Delta p_\phi \sum_{s=1}^m \delta(p_\phi - s\Delta p_\phi) \sum_{r \neq 0} f_{rs} e^{iar p_z}, \quad (30)$$

где f_{rs} – неизвестные коэффициенты, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Равновесная функция распределения $F(\mathbf{p})$ может быть разложена в аналогичный ряд

$$F(\mathbf{p}) = \Delta p_\phi \sum_{s=1}^m \delta(p_\phi - s\Delta p_\phi) \sum_{r \neq 0} F_{rs} e^{iar p_z} \quad (31)$$

с коэффициентами

$$F_{rs}(\mathbf{p}) = \frac{a}{2\pi} \int_0^{2\pi/a} \frac{1}{1 + \exp\{[\mathcal{E}(p_z, s) - \mu]/k_B T\}} e^{-iar p_z} dp_z. \quad (32)$$

В этом уравнении μ – химический потенциал, равный нулю для нелегированных нанотрубок. Появление примесей в кристаллической структуре приводит к тому, что химический потенциал приобретает значения, отличные от нуля. Подстановка обоих разложений в кинетическое уравнение дает $f_{rs} = F_{rs}/(1 + i\pi\Omega)$, где $\Omega = aeE_z$ – штарковская частота для нанотрубок типа zigzag и $\Omega = aeE_z/\sqrt{3}$ – для нанотрубок типа armchair.

Поверхностная плотность тока определяется интегралом по первой зоне Бриллюэна (8). Далее, принимая во внимание, что $v_z = \partial\mathcal{E}(\mathbf{p})/\partial p_z$, мы можем представить $\mathcal{E}(p_z, s)/\gamma_0$ в виде ряда Фурье:

$$\frac{1}{\gamma_0} \mathcal{E}(p_z, s) = \frac{\Delta p_\phi}{\gamma_0} \sum_{s=1}^m \delta(p_\phi - s \Delta p_\phi) \sum_{r \neq 0} \mathcal{E}_{rs} e^{iarp_z} \quad (33)$$

с коэффициентами, аналогичными (32):

$$\mathcal{E}_{rs} = \frac{a}{2\pi\gamma_0} \int_0^{2\pi/a} \mathcal{E}(p_z, s) e^{-iarp_z} dp_z.$$

Дальнейшие манипуляции приводят к уравнению

$$j_z(E_z) = \frac{8e\gamma_0}{\sqrt{3}\hbar mb} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{r^2 \Omega \tau}{1 + (r\Omega \tau)^2} \sum_{s=1}^m F_{rs} \mathcal{E}_{rs}. \quad (34)$$

В рамках рассматриваемой модели это уравнение является основой для отыскания ВАХ нанотрубок и впервые было получено в работе [28].

Прямое численное интегрирование при вычислении коэффициентов F_{rs} и \mathcal{E}_{rs} встречает определенные трудности из-за быстро осциллирующего характера подынтегральной функции. В связи с этим использован следующий прием. При помощи замены $z = \exp\{iap_z\}$ исходные интегралы сведены к интегралам по замкнутому контуру $|z| = 1$ в комплексной плоскости: подынтегральные функции имеют в плоскости z две пары точек ветвления. Кроме того, подынтегральная функция для F_{rs} имеет внутри единичной окружности бесконечное число полюсов первого порядка. По теореме Коши исходные интегралы выражены через интеграл по берегам разрезов и ряды вычетов (для F_{rs}). Интегралы по берегам разрезов не содержат осциллирующего множителя и легко находятся численно. Ряды вычетов сходятся быстро и также суммируются численно.

Необходимо оценить ограничения, вытекающие из изложенной теоретической модели. Как было сказано выше, движение квазичастиц описывается классическим кинетическим уравнением Больцмана. Таким образом, межзонные переходы и квантовомеханические поправки в описании внутризонного движения не учитываются в предложенной модели. Первое из этих приближений является правомочным при условии, что выполняется неравенство $\Omega \leq \omega_l$, а второе предположение требует выполнения $\Omega \leq \delta\varepsilon$. В этих неравенствах ω_l определяет нижнюю границу частоты оптических переходов (6), а $\delta\varepsilon$ – ширину разрешенной зоны.

С учетом оценки $\delta\varepsilon \sim \gamma_0$ и неравенства (6) оба ограничения на штарковскую частоту приводят к предельному напряжению внешнего электрического поля: $|E_z| < \gamma_0 / 2eR_{cn}$. В принятой модели также не учитывалось кулоновское взаимодействие между электронами. Роль этого взаимодействия применительно к углеродным нанотрубкам рассматривалась в ряде работ [65–68]. Было установлено, что близкодействующее взаимодействие электронов, типичное для массивов нанотрубок, не вносит существенного вклада при высоких температурах. Поскольку кулоновское взаимодействие в отдельных трубках неэкранировано, оно проявляет себя иным образом: обеспечивая наблюдаемые эффекты в

широком диапазоне температур. Поэтому результаты, полученные на основе нашей модели, применимы преимущественно к массивам углеродных нанотрубок. Для отдельных трубок эта модель должна быть изменена с учетом дальнего действующего кулоновского взаимодействия. Как следует из [65], результатом учета кулоновского взаимодействия является изменение зависимости времени релаксации τ от температуры.

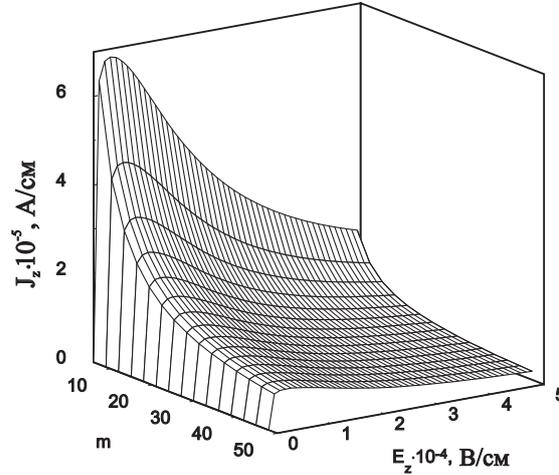


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика металлической нанотрубки типа zigzag. $T = 287,5 \text{ К}$, $\tau = 3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$

На рис. 10 показана ВАХ для нелегированных ($\mu = 0$) металлических нанотрубок типа zigzag. Из рисунков видно, что при небольших напряжениях внешнего электрического поля зависимость j_z от E_z является линейной, что соответствует области омической проводимости. С увеличением напряжения внешнего поля величина $\partial j_z / \partial E_z$ уменьшается и при $E_z = E_z^{\max}$ плотность тока достигает максимальной величины j_z^{\max} . Дальнейшее увеличение напряжения приводит к уменьшению j_z . Таким образом, мы предсказываем наличие области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) $\partial j_z / \partial E_z < 0$. Напряжение внешнего поля $E_z^{\max} = 3,2 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, при котором ОДП проявляет себя, оказывается неожиданно слабым. Действительно, нелинейность в рассматриваемых структурах определяется величиной aE_z ; аналогичная ситуация имеет место в квантовых сверхрешетках с пространственными периодами порядка 10^{-6} см [13, 69], которые гораздо больше характерного размера решетки графена b . Несмотря на это, ОДП проявляется в них практически при таких же напряжениях внешних полей. Отсюда можно сделать вывод о гораздо большей нелинейности в нанотрубках. Для того чтобы объяснить этот феномен, сравним механизм нелинейной проводимости в нанотрубках и в сверхрешетках. Квантовые сверхрешетки характеризуются законом дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p}) = \Delta[1 - \cos(2ap_z/3)]$, где Δ – интеграл перекрытия. Применяя описанный выше метод к этому закону дисперсии, получаем вместо

(34) выражение $j_z(E_z) = \sigma_{zz} E_z / (1 + i\pi\Omega)$, в котором $\sigma_{zz} = \lim_{E_z \rightarrow 0} (\partial j_z / \partial E_z)$ – линейная проводимость. Из сравнения двух выражений для плотности тока можно заключить, что специфической особенностью нанотрубок является наличие высших штарковских гармоник. Как показывают численные расчеты, число существенных штарковских компонент составляет 70–150 для металлических трубок и 200–300 для полупроводниковых. В результате роль высших штарковских компонент в нанотрубках значительна и интегральная нелинейность нанотрубок гораздо сильнее, чем в сверхрешетках.

Наличие примесей и дефектов в кристаллической решетке обеспечивает дополнительный канал рассеяния носителей заряда. Этот механизм может быть описан количественно подстановкой $\tau \rightarrow \tau_{eff} = \tau\tau_1(\tau + \tau_1)^{-1}$, где время релаксации τ_1 обусловлено наличием примесей и дефектов. В силу того, что $\tau_{eff} < \tau$, неидеальность приводит к увеличению E_z^{max} и уменьшению величины $\partial j_z / \partial E_z$ в области ОДП.

Таким образом, нами предсказано наличие эффекта ОДП в достаточно длинных углеродных нанотрубках при комнатных температурах. Подчеркнем, что ОДП обеспечивает токовую неустойчивость. Как результат, одновременно приложенные постоянное и переменное электрические поля должны приводить к динамической локализации электронов и к двумерному аналогу самоиндуцированной прозрачности, подобно тому как это имеет место в полупроводниковых сверхрешетках. Вышеупомянутые эффекты ответственны за абсолютную отрицательную проводимость, существование которой, таким образом, предсказывается в нанотрубках. Это должно выразиться в появлении областей абсолютной отрицательной проводимости и активных свойств нанотрубок, которые обеспечивают возможность создания генераторных нанодиодов в микроволновом и инфракрасном диапазонах. Такая возможность относится как к отдельным нанотрубкам, так и к их массивам.

Предсказанный механизм ОДП, обусловленный взаимодействием π -электронов с верхней границей зоны проводимости и проявляющийся в пространственно однородных углеродных нанотрубках, не является единственным. Другой механизм ОДП рассмотрен в [16,70] применительно к неоднородным трубкам и определяется туннелированием π -электронов через потенциальный барьер в зоне неоднородности.

3. Квантовая электродинамика нанотрубок

3.1. Уравнения Максвелла для операторов электромагнитного поля. В большинстве задач электродинамики наноструктур предполагается, что число фотонов, участвующих в процессе, достаточно велико и электромагнитное поле может быть описано классически. Исключения составляют задачи спонтанного излучения атомов и электромагнитные флуктуации в наноразмерных объектах. Для решения таких задач возникает необходимость выполнения квантования электромагнитного поля в наноструктурах. В силу того что размер неоднородностей значительно меньше длины волны фотона, данная проблема оказывается

весьма нетривиальной в сравнении с задачей спонтанного излучения атомов в однородных средах.

Стандартные схемы квантования электромагнитного поля основаны на его модовых представлениях. В качестве таких мод в свободном пространстве служат плоские волны, для объемных резонаторов используются собственные моды замкнутой полости и т. п. При переходе к квантовому описанию электромагнитного поля коэффициенты таких модовых представлений становятся операторами рождения-уничтожения фотонов соответствующей моды. Поскольку наноструктуры представляют собой сильно неоднородные открытые системы, указать подходящую систему собственных мод оказывается, как правило, затруднительным. В связи с этим применительно к квантовой электродинамике наноструктур более адекватным выглядит иной подход, развиваемый в последние годы для диэлектрических сред с поглощением и дисперсией [71–74]. Суть подхода заключается в отказе от модовых представлений и выполнении квантования на уровне уравнений Максвелла в материальных средах: вместо векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} и \mathbf{B} вводятся соответствующие операторы, удовлетворяющие требуемым коммутационным соотношениям, а физически наблюдаемые величины вычисляются как средние значения указанных операторов. Следуя [71–74], введем оператор электрического поля следующим соотношением:

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}) + \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}),$$

в котором

$$\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \hat{\underline{\mathbf{E}}}(\mathbf{r}, \omega) d\omega, \quad \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}) = [\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r})]^*. \quad (35)$$

Аналогичное выражение записывается также для оператора магнитной индукции $\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$. Операторы $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$, $\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$ удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \hat{\underline{\mathbf{E}}}] &= \frac{1}{4\pi} \hat{\underline{\rho}}(\mathbf{r}, \omega), & \nabla \cdot \hat{\underline{\mathbf{B}}} &= 0, \\ \nabla \times \hat{\underline{\mathbf{B}}} &= -ik\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \hat{\underline{\mathbf{E}}} + \frac{4\pi}{c} \hat{\underline{\mathbf{J}}}(\mathbf{r}, \omega), & \nabla \times \hat{\underline{\mathbf{E}}} &= ik\hat{\underline{\mathbf{B}}}, \end{aligned} \quad (36)$$

в которых $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость, удовлетворяющая соотношениям Крамерса – Кронига в произвольной точке пространства. Операторы $\hat{\underline{\rho}}(\mathbf{r}, \omega)$ и $\hat{\underline{\mathbf{J}}}(\mathbf{r}, \omega)$ есть операторы шумового заряда и шумового тока, связанные с оператором шумовой поляризации $\hat{\underline{\mathbf{P}}}(\mathbf{r}, \omega)$ соотношениями

$$\hat{\underline{\rho}}(\mathbf{r}, \omega) = -\nabla \cdot \hat{\underline{\mathbf{P}}}(\mathbf{r}, \omega), \quad \hat{\underline{\mathbf{J}}}(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega \hat{\underline{\mathbf{P}}}(\mathbf{r}, \omega), \quad (37)$$

где $\hat{\underline{\mathbf{P}}}(\mathbf{r}, \omega) = (i/2\pi)\sqrt{\hbar\varepsilon''(\mathbf{r}, \omega)} \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega)$. Двумя штрихами помечена мнимая часть диэлектрической проницаемости, компоненты векторного бозонного поля $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega)$ удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\begin{aligned} [\hat{f}_\alpha(\mathbf{r}, \omega), \hat{f}_\beta^*(\mathbf{r}', \omega')] &= \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\omega - \omega'), \\ [\hat{f}_\alpha(\mathbf{r}, \omega), \hat{f}_\beta(\mathbf{r}', \omega')] &= [\hat{f}_\alpha^*(\mathbf{r}, \omega), \hat{f}_\beta^*(\mathbf{r}', \omega')] = 0. \end{aligned} \quad (38)$$

Можно показать [75], что бозонные поля $\mathbf{f}(\mathbf{r}, \omega)$ и $\mathbf{f}^*(\mathbf{r}, \omega)$ играют роль фундаментальных динамических переменных для системы «электромагнитное поле + диэлектрическая среда, удовлетворяющая соотношениям Крамерса – Кронига», описываемой гамильтонианом

$$\hat{\mathbf{H}} = \hbar \int d^3 \mathbf{r} \int_0^{\infty} \omega \hat{\mathbf{f}}^*(\mathbf{r}, \omega) \otimes \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega) d\omega. \quad (39)$$

Символ \otimes отмечает внешнее произведение векторов – диаду. Следует подчеркнуть, что введение шумовых заряда и тока является принципиальной особенностью процедуры квантования, предложенной в [71–74]. Именно благодаря этим величинам удастся получить правильные соотношения коммутации для операторов электромагнитного поля в диссипативной среде.

Одним из важнейших приложений изложенной схемы квантования является задача о динамике возбужденного двухуровневого атома, расположенного внутри (или вблизи) диэлектрического тела с проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ [75,76]. Рассматривается электрический дипольный переход, характеризуемый дипольным моментом $\boldsymbol{\mu}$ и частотой ω_A , в электрически нейтральном атоме, расположенном в точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_A$. Полный гамильтониан данной системы представляется суммой трех слагаемых, первое из которых – гамильтониан (39), второе – гамильтониан свободного атома и третье – гамильтониан взаимодействия атома с внешним полем [75]. В указанной работе для рассматриваемой системы найдено общее выражение для времени спонтанного излучения τ_{sp} :

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_{sp}} = \frac{8\pi}{\hbar} k_A^2 \mu_\alpha \mu_\beta \text{Im}[G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_A, \omega_A)], \quad (40)$$

где $k_A = \omega_A / c$, $G_{\alpha\beta}$ – классический тензор Грина, учитывающий наличие диэлектрического тела. По повторяющимся индексам предполагается суммирование. Формуле (40) может быть дана следующая физическая интерпретация. Спонтанное излучение есть процесс взаимодействия возбужденного атома с нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Наличие диэлектрического тела с проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ приводит к дифракции нулевых мод на этом теле подобно тому, как это имеет место для обычных электромагнитных полей. Указанный эффект учитывается отличием тензора $G_{\alpha\beta}$ от тензора Грина свободного пространства $G_{\alpha\beta}^{(0)}$. Принимая во внимание, что

$$\text{Im}[G_{\alpha\beta}^{(0)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_A, \omega_A)] = \omega \delta_{\alpha\beta} / 6\pi c,$$

из (40) нетрудно найти хорошо известную [76] формулу для времени спонтанного излучения в свободном пространстве: $\tau_{sp}^{(0)} = 3\hbar / 4k_A^3 \mu^2$. Отметим также, что в [75] вычислен лэмбовский сдвиг частоты перехода при наличии диэлектрического тела, который отличается от соответствующего значения в свободном пространстве.

Равенство (40) применялось для анализа различных физических ситуаций, таких как определение времени спонтанного излучения возбужденного атома внутри сферической микрополости [75], исследование влияния эффектов локального поля на спонтанное излучение в оптически плотных газах и твердых диэлектриках [76]. Далее мы покажем, как изложенная схема квантования электромагнитного поля может быть адаптирована применительно к изучению процесса спонтанного излучения в углеродных нанотрубках.

3.2. Спонтанное излучение возбужденного атома в углеродной нанотрубке. Рассмотрим спонтанное излучение возбужденного атома, расположенного внутри углеродной нанотрубки на расстоянии ρ_0 от ее оси. Вектор дипольного момента атома предполагается параллельным оси. Изложенная выше схема квантования электромагнитного поля при применении к нанотрубкам нуждается в определенной модификации ввиду двумерного характера их проводимости. Как результат, шумовой заряд и шумовой ток также становятся двумерными – распределенными по цилиндрической поверхности $\rho = R_{cn}$. Выше нами было продемонстрировано, что наиболее адекватным инструментом рассмотрения многих задач электродинамики нанотрубок является метод ЭГУ. Применение данного формализма к задаче о спонтанном излучении атома в нанотрубке приводит, как и в работе [75], к формуле (40). При этом, поскольку дипольный момент атома предполагается параллельным оси нанотрубки, физический интерес представляет лишь продольная компонента тензора Грина. Выразим эту компоненту через скалярную функцию Грина атома в нанотрубке \bar{G} :

$$G_{zz} = \frac{1}{k^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial z^2} + k^2 \bar{G} \right). \quad (41)$$

В свою очередь, эта функция представима в следующем виде:

$$\bar{G} = \begin{cases} \tilde{G}^+, & \rho > R_{cn}, \\ G_0 + \tilde{G}^-, & \rho < R_{cn}, \end{cases}$$

где $G_0 = \exp(ik\rho)/4\pi\rho$ – функция Грина свободного пространства, а \tilde{G}^\pm – неизвестные функции, удовлетворяющие однородному уравнению Гельмгольца и граничным условиям на поверхности нанотрубки, вытекающим из ЭГУ (13) – (14):

$$\begin{aligned} \tilde{G}^+ \Big|_{\rho=R_{cn}} &= (G_0 + \tilde{G}^-) \Big|_{\rho=R_{cn}}, \\ \Delta \left(\frac{\partial \tilde{G}^+}{\partial \rho} - \frac{\partial \tilde{G}^-}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=R_{cn}} &+ \frac{4\pi i}{ck} \sigma_{zz}(\omega) \left(\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial z^2} + k^2 \bar{G} \right) \tilde{G}^+ \Big|_{\rho=R_{cn}} = \Delta \frac{\partial G_0}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_{cn}}. \end{aligned} \quad (42)$$

Здесь $\Delta = 1 + \gamma(\omega) \partial^2 / \partial z^2$, функция $\sigma_{zz}(\omega)$ определена равенствами (10) – (12).

Будем искать функции \tilde{G}^\pm в виде разложений по цилиндрическим функциям:

$$\tilde{G}^+ = \frac{1}{2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{ip\varphi} \int_C A_p(h) K_p(\kappa\rho) e^{ihz} dh, \quad \tilde{G}^- = \frac{1}{2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{ip\varphi} \int_C B_p(h) I_p(\kappa\rho) e^{ihz} dh, \quad (43)$$

в которых $\kappa = \sqrt{h^2 - k^2}$; контур интегрирования C в комплексной плоскости показан на рис. 7; $A_p(h)$ и $B_p(h)$ – неизвестные функции. Используя аналогичное разложение для G_0 при $\rho_0 < R_{cn}$

$$G_0 = -\frac{1}{32} \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{ip\phi} \int_C I_p(\kappa\rho_0) K_p(\kappa R_{cn}) e^{ihz} dh$$

и граничные условия (42), легко находим для $B_p(h)$ выражение

$$B_p = \frac{\tilde{\beta} R_{cn} \kappa^2 I_p(\kappa\rho_0) K_p^2(\kappa R_{cn})}{16[1 - \tilde{\beta} R_{cn} \kappa^2 I_p(\kappa\rho_0) K_p(\kappa R_{cn})]},$$

в котором $\tilde{\beta}(\omega) = 4\pi i \sigma_{zz}(\omega) / [ck(1 - \gamma(\omega)h^2)]$. Используя далее формулу (40), приходим к следующему выражению для времени спонтанного излучения атома внутри нанотрубки: $\Gamma = \zeta \Gamma_0$, где

$$\zeta = 1 + \frac{3\pi R_{cn}}{16k_A^3} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Im} \int_C \frac{\tilde{\beta}_A \kappa_A^4 I_p^2(\kappa_A \rho_0) K_p^2(\kappa_A R_{cn})}{1 - \tilde{\beta}_A R_{cn} \kappa_A^2 I_p(\kappa_A \rho_0) K_p(\kappa_A R_{cn})} dh \quad (44)$$

и $\kappa_A = \sqrt{h^2 - k_A^2}$, $\tilde{\beta}_A = \tilde{\beta}(\omega_A)$. Коэффициент ζ непосредственно характеризует влияние дифракции нулевых мод на время спонтанного излучения атома внутри нанотрубки. Следует подчеркнуть, что интеграл в (44) нельзя преобразовать к интегралу в конечных пределах, как это сделано в работе [78] для идеально проводящего цилиндра. Это обстоятельство отражает вклад в спонтанное излучение атома поверхностных волн нанотрубки. По аналогии с классической теорией дифракции можно ожидать, что этот вклад весьма значителен (см. [23], где показано, что модель идеально проводящего цилиндра не дает корректного описания электродинамических свойств нанотрубок).

Итак, в настоящей работе выполнен анализ широкого круга задач линейной и нелинейной электродинамики и теории электронного переноса углеродных нанотрубок, предложены достаточно общие методы решения таких задач, исследованы физические следствия, порождаемые необычными свойствами этого нового состояния углерода, обсуждены некоторые возможные приложения исследованных эффектов. В заключение мы кратко остановимся на ближайших наиболее важных и интересных, с нашей точки зрения, проблемах электродинамики нанотрубок, которые предстоит решить в будущем.

Учитывая успехи технологии выращивания упорядоченных массивов нанотрубок, одной из таких проблем является *дифракция электромагнитных волн на периодических структурах из нанотрубок*. Основы исследования этой проблемы заложены в работах [79, 21, 23]. При этом предполагалось, что периодическая структура является частой в сравнении с длиной волны, и для нее вводилась модель искусственной однородной среды с эквивалентными материальными параметрами. Гораздо больший интерес представляет случай, когда период

соизмерим с длиной волны. При этом в решетке из нанотрубок будут возникать резонансные дифракционные эффекты, характерные для периодических систем (зонная структура, эффекты дифракции Брэгга и т. д.). Одно из возможных применений таких структур – фотонные кристаллы оптического диапазона. Для решения задачи могут быть использованы обычные методы теории дифракции на периодических структурах.

Однако возможность и корректность применения этих методов зависит от решения другой задачи – *о дифракции электромагнитных волн на изолированной нанотрубке конечной длины*. Физический интерес к данной проблеме диктуется тем, что в конечной нанотрубке возможны токовые резонансы, подобные имеющим место в антенных вибраторах [53]. В принципе, нанотрубка способна существенно изменить диаграмму направленности элементарного атомного излучателя и может использоваться как высокоэффективная антенна оптического диапазона в нанoeлектронике (в том числе и для спонтанных излучателей). Принципиальная основа решения проблемы нанотрубки конечной длины заложена в [24] (см. также разд. 1.6 настоящей работы), где методом Винера – Хопфа построено точное решение дифракционной задачи для полубесконечной нанотрубки.

Развитие технологических методов синтеза наноструктур показало, что равновесные конфигурации нанотрубок не исчерпываются регулярными структурами, у которых радиус и угол кривизны не меняются вдоль продольной координаты. В частности, в [80] были синтезированы *плавные переходы между нанотрубками различных конфигураций* (например, между нанотрубками типа (8,0) и (7,1) либо (8,0) и (5,3)). С точки зрения электродинамики, такой переход является отрезком нерегулярного открытого волновода. Распространение поверхностной волны через такой отрезок будет сопровождаться ее трансформацией в излучаемые волны. Для анализа эффектов такого типа возможно применение метода поперечных сечений, обобщенного на открытые структуры в [3].

В работе [81] были синтезированы *нанотрубки с синусоидально гофрированной поверхностью*. Отметим, что в зависимости от технологических условий выращивания гофр может быть как слабым, так и сильным, – в последнем случае речь идет о периодической системе связанных фуллеренов квазисферической либо сфероидальной формы. Кроме того, в [81] были синтезированы периодически изогнутые и периодически скрученные трубки, в том числе образующие спиральные структуры. Теоретический расчет равновесных нерегулярных конфигураций выполнен в [81] на основе методов статической теории упругости. Ясно, что в периодически деформированных нанотрубках возможно распространение собственных электромагнитных волн, однако свойства этих волн будут существенно отличаться от свойств поверхностной волны, рассмотренной выше для регулярных нанотрубок. В частности, в их формировании будут весьма существенны дифракционные эффекты, связанные с периодичностью. Для анализа дисперсионных и диссипативных свойств таких волн перспективно применение методов теории периодических волноводов.

Дальнейшего развития требует и представленная в разд. 2 теория нелинейных эффектов в нанотрубках. Действительно, теория генерации высших гармоник в нанотрубках основана на полуклассическом приближении: в качестве

уравнений движения используется уравнение Больцмана, а квантовая природа носителей тока учитывается лишь законом дисперсии. В рамках такого подхода не учитывается вклад межзонных переходов, что налагает существенные ограничения на частоты и интенсивности рассматриваемого излучения. Более строгая квантовая теория должна основываться на уравнениях Лиувилля для матрицы плотности в двухзонном приближении.

Конечно, приведенный перечень проблем не претендует на полноту, однако и он показывает, что круг их весьма широк, а традиционные для современной электродинамики схемы и методы могут быть с успехом адаптированы применительно к наноструктурам.

В заключение мы с удовольствием выражаем благодарность за многолетнее плодотворное сотрудничество профессору А. Lakhtakia (Pennsylvania State University, USA), кандидату физико-математических наук О. М. Евтушенко (Институт радиофизики и электроники, Харьков), доктору J. Herrmann (Max Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy, Germany), доктору физико-математических наук В. П. Калоше (НИИ ЯП БГУ). Мы также благодарим наших молодых коллег А. В. Гусакова, А. С. Максименко, Н. Н. Крапивина, внесших существенный вклад в совместные исследования нанотрубок. Данная работа была бы невозможна без финансовой поддержки со стороны БГУ, Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, межвузовской программы «Нанoeлектроника», международных программ INTAS (проект 97-2018) и BMBF (проект WEI-001-98). Авторы признательны Институту Макса Борна (Берлин, Германия) за создание прекрасных условий для выполнения исследований по генерации высших гармоник в нанотрубках.

Литература

1. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966.
2. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984.
3. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. М., 1969.
4. Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи. М., 1980.
5. Plynsky A. S., Slepyan G. Ya., Slepyan A. Ya. Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. London: Peregrinus, 1993.
6. Withers J. C., Loutfy R. O., Lowe T. P. // Fullerene Sci. and Tech. 1997. Vol. 5. P. 1–31.
7. Banyai L., Koch S. W. Semiconductor quantum dots. World series on atomic, molecular and optical physics Vol. 2. Singapore: World Scientific, 1993.
8. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. Quantum dot heterostructures. Chichester: John Wiley & Sons, 1999.
9. Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Eklund P. C. Science of fullerenes and carbon nanotubes. New York: Academic Press, 1996.
10. Saito R., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. Physical properties of carbon nanotubes. London: Imperial College Press, 1998.
11. Lakhtakia A., Messier R., Brett M. J. and Robbie K. // J. Mat. Res. 1996. Vol. 1. P. 165–176.
12. Каганов М. И. Электроны, фононы, магноны. М., 1979.
13. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989.
14. Joachim C., Gimzewski J. K., Tang H. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. P. 16407–16417.
15. Antonov R. D., Johnson A. T. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 3274–3277.

16. Farajian A. A., Estarjani K., Kawazoe Y. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 5084–5087.
17. Slepyan G. Ya., Gurevich A. V., Maksimenko S. A. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 2543–2549.
18. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Bass F. G., Lakhtakia A. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 52. P. 1049–1058.
19. Slepyan G. Ya., Lakhtakia A., Maksimenko S. A. // Microwave Opt. Techn. Lett. 1996. Vol. 12. P. 342–346.
20. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A. et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 9485–9497.
21. Lakhtakia A., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Carbon. 1998. Vol. 36. P. 1833–1838.
22. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A. et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 17136–17149.
23. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. Electrodynamical properties of carbon nanotubes // Electromagnetic Fields in Unconventional Structures and Materials. /Ed. by: O. N. Singh and A. Lakhtakia. New York, John Wiley & Sons, Inc., 2000. P. 217–255.
24. Slepyan G. Ya., Krapivin N. A., Maksimenko S. A. et al. AEU Int. J. Electron. Commun. 2001. Vol. 55. P. 273–280.
25. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O. M. // Synthetic Metals, 2001 (to be published).
26. Yevtushenko O. M., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 1102–1105.
27. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P. et al. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 61. P. R777–R780.
28. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 362–365.
29. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P. et al. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. № 053808.
30. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. // 8th Int. Conf. on Electromagnetics of Complex Media Bianisotropic'2000, Lisboa, Portugal, September 27–29, 2000, Proc. P. 175–180.
31. Bass F. G., Slepyan G. Ya., Slepyan G. Ya. // Microwave and Opt. Techn. Lett. 1998. Vol. 19. P. 203–208.
32. Maksimenko S. A., Kalosha V. P., Ledentsov N. N. et al. // 7th Int. Conf. on Complex Media Bianisotropics'98, Braunschweig, Germany, June 3–6, 1998: Proc. P. 81–84.
33. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P. et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. P. 1275–1278.
34. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Kalosha V. P. et al. // J. Electronic Materials. 2000. Vol. 29. P. 494–503.
35. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Ledentsov N. N. et al. // Semiconductor Sci. and Techn. 2000. Vol. 15. P. 491–496.
36. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Ledentsov N. N. et al. // 8th Int. Symp. Nanostructures: physics and technology, St. Petersburg, Russia, 19–23 June, 2000: Proc. P. 219–223.
37. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Kalosha V. P. et al. // Mater. Sci. & Eng. B. 2001. Vol. 82. P. 215–217.
38. Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C. et al. // Nature. 1985. Vol. 318. P. 162–163.
39. Iijima S. // Nature. 1991. Vol. 354. P. 56–58.
40. Ebbesen T. W. // Physics Today. 1996. Vol. 49. P. 26–32.
41. Miyamoto Y., Louie S. G., Cohen M. L. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 2121–2124.
42. Lin M. F., Shung K. W.-K. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P. 17744–17747.
43. Saito R., Fujita M., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. P. 1804–1811.
44. Wallace P. R. // Phys. Rev. 1947. Vol. 71. P. 622–634.
45. Tian W., Datta S. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 5097–5100.
46. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. М., 1979.

47. Tans S. J., Devoret M. H., Dai H. et al. // Nature (London). 1997. Vol. 386. P. 474–477.
48. Mintmire J. W., White C. T. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 2506–2509.
49. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., 1988.
50. Конторович М. И., Астрахан М. И., Акимов В. П., Ферсман Г. А. Электродинамика сетчатых структур. М., 1987.
51. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. М., 1966.
52. Леонтович М. А., Левин М. Л. // ЖТФ. 1944. Т. 14. С. 481–506.
53. Mittra R., Lee S. W. Analytical techniques in the theory of guided waves. New York: The Macmillan Company; London: Collier-Macmillan Limited, 1971.
54. Shalaev V. M. Nonlinear optics of random media: Fractal composites and metal-dielectric films. Berlin: Springer, 2000.
55. L'Huillier A., Schafer K., Kulander K. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 2200–2203.
56. Krause J., Schafer K., Kulander K. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 3535–3538.
57. L'Huillier A., Balcou P. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 774–777.
58. Macklin J., Kmetec J., Gordon III C. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 766–769.
59. Corkum P. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 1994–1997.
60. Kohlweyer S., Tsakiris G. D., Wahlstrom C.-G. et al. // Opt. Comm. 1995. Vol. 117. P. 431–435.
61. Von der Linde D., Engers T., Jenke G. et al. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. P. R25–R27.
62. Norreys P. A., Zepf M., Moustazis S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 1832–1835.
63. Bezryadin A., Verschueren A. R. M., Tans S. J., Dekker C. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 4036–4039.
64. Tans S. J., Verschueren R. M., Dekker C. // Nature (London). 1998. Vol. 393. P. 49–52.
65. Kane C. L., Balents L., Fisher M. P. A. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 5086–5089.
66. Balents L., Fisher M. P. A. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. P. R11973–R11976.
67. Krotov Yu. A., Lee D.-H., Louie S. G. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 4245–4248.
68. Egger R., Gogolin A. O. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 5082–5085.
69. Дудин Е. П., Жаров А. А., Игнатов А. А. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 2246–2262.
70. Leonard F., Tersoff J. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 4767–4770.
71. Glauber R. J., Lewenstein M. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 467–491.
72. Matloob R., Loudon R., Barnett S. M., Jettors J. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. P. 4823–4837.
73. Gruner T., Welsch D.-G. // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53. P. 1818–1829.
74. Scheel S., Knoll L., Welsch D.-G. // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58. P. 700–706.
75. Dung H. T., Knoll L., Welsch D.-G. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62, № 053804.
76. Fleischhouer M. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 60. P. 2534–2539.
77. Берестецкий В. Б., Лифушиц Е. М., Путаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
78. Klimov V. V., Ducloy M. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62, № 043818.
79. Garsia-Vidal F. J., Pitarke J. M., Pendry J. B. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 4289–4292.
80. Chico L., Crespi V. H., Benedict L. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 971–974.
81. Xie S. S., Li W. Z., Qian L. X. et al. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 16436–16439.

**ELECTRODYNAMICS
OF QUASI-ONE-DIMENSIONAL CARBON STRUCTURES:
IDEAS, APPROACHES, PERSPECTIVES**

S. A. Maksimenko, G. Ya. Slepyan

The paper presents an overview of theoretical results obtained in the Gamma-optics laboratory, INP, during last five years on electrodynamics and transport properties of carbon nanotubes (CNs). Consideration is given in the microwave, the infrared and the visible regimes. The investigation comprises linear electrodynamics of CNs and CN-based arrays [20–25], nonlinear

transport in CNs and their nonlinear optical properties [26–29], quantum electrodynamics of CNs. A common approach has been applied [30]. This approach utilizes an analogy between nanostructures and objects of classical electrodynamics which allows application to nanostructures of well-developed methods originated from classical electrodynamics of microwaves [5,31]. A set of particular problems has been considered. The analyses allowed us to reveal some specific properties of CNs and, simultaneously, to illustrate basic tendencies inherent in present-day studying of nanostructures. Moreover, methods and approaches developed for CNs found application in investigation of electrodynamics of quantum dots and quantum dot ensembles [32–37].

First, microscopic consideration of a CN's conductivity and Coulomb screening is undertaken both in the semi-classical approximation and on the basis of a rigorous quantum-mechanical model. Analytical expressions for the dynamic conductivity are derived and numerical results for different types of CNs are presented. Effective boundary conditions for the electromagnetic field and the electrostatic potential in CNs are stated on the nanotube surface providing thereby the most appropriate tool for solving electrodynamic problems involving CNs. A detailed analysis of the eigenwave problem in a single homogeneous CN is presented. The existence of surface TM-waves is pointed out and frequency ranges are shown to exist wherein these waves can propagate to distances essentially exceeding the CN length. That allows the concept of nanotubes as nanowaveguides.

Scattering of electromagnetic cylindrical waves by an isolated, semi-infinite, open-ended, single-shell, zigzag carbon nanotube (CN) is considered in the optical regime. The CN is modeled as a smooth homogeneous cylindrical surface with impedance boundary conditions known from quantum-mechanical transport theory. An exact solution of the diffraction problem is obtained by the Wiener-Hopf technique. The differences between the scattering responses of metallic and semiconducting CNs are discussed.

The high harmonic generation by metallic carbon nanotubes exposed to an intense ultrashort pulse has been theoretically investigated in the semi-classical approximation. The mechanism of nonlinearity provided by the motion of π -electrons has been considered. It has been shown that the high density of states of π -electrons in metallic carbon nanotubes and the specific dispersion law inherent in hexagonal crystalline structure result in the efficient generation of high-order harmonics with intensities which fall down smoothly with harmonic number, without cutoff and with efficiency much larger than in gases with the same pump intensity. We have studied phase matching for different harmonics in a rope of parallel aligned CNs in dependence on the angle of incidence.

A theoretical model and computations of the I-V characteristics of long carbon nanotubes in a strong axial dc-fields at room temperatures have been presented. The effect of negative differential conductivity has been predicted. It has been shown that $|dI/dV|$ for metal carbon nanotubes in the region of the negative differential conductivity significantly exceeds corresponding values for semiconducting ones. The predicted effect makes possible the design of wave-generating nanotube-based diodes for submillimeter and infrared ranges.

A brief review of unsolved problems of electrodynamics of nanotubes, with the emphasis on potential applications, is presented.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. А. Дойников

Физические явления, о которых пойдет речь в этой статье, на протяжении ряда лет являлись основным предметом научных исследований автора. Список наиболее значимых работ, опубликованных автором по данной тематике, приводится в конце статьи. Невозможно, да и нет никакого смысла, воспроизводить здесь, даже частично, все вычисления, которые содержатся в упомянутых публикациях. Сознвая это, автор поставил своей целью, по возможности вообще избегая формул, просто рассказать о том, почему это интересно, что было сделано другими, что сделал он и чем сейчас занимаются люди, работающие в этой области. Другими словами, настоящая статья представляет собой не претендующий на всесторонний охват обзор работ по данному направлению с уклоном в научно-популярную сторону.

Физическая акустика – это область физики, изучающая взаимодействие акустических волн с веществом на макро- и микроскопических уровнях. Такое определение дается в одном из учебных пособий по физической акустике [1], и оно показывает, что у настоящей статьи есть основания для включения в данный сборник. Дисперсные частицы, о которых говорится в заголовке, – это инородные включения (пузырьки, твердые частицы, капли и т. д.), находящиеся в текучей среде (жидкости или газе), через которую распространяется акустическая волна. Под действием этой волны дисперсные частицы приходят в движение. Их центры масс осциллируют, у пузырьков и капель при этом меняются объем и форма. Но дело этим не ограничивается, поскольку уравнения, описывающие движение текучей среды, существенно нелинейны, в результате чего возникает постепенное смещение (дрейф) дисперсных частиц как по отношению к источнику звука, так и по отношению друг к другу. Частицы группируются в пучностях (или узлах) стоячей волны, слипаются, сливаются, образуют гроздь и т. д. В сильном поле, например, в результате локальных разрывов несущей жидкости образуются кавитационные пузырьки размером в несколько микрон, которые движутся к ближайшей пучности звукового давления и образуют при этом сложные ветвистые структуры, очень похожие на фотографии электрических разрядов и называемые поэтому кавитационными (или акустическими) разрядами. Общепринятый подход, применяемый при исследовании подобных явлений, состоит в получении уравнений «медленного» движения дисперсных частиц, т. е. уравнений, усредненных по периоду внешнего поля. В основе такого подхода лежит вычисление так называемых акустических радиационных сил (АРС), которые представляют собой усредненные по времени гидродинамические силы, описывающие взаимодействие между падающим звуковым полем и отдельной дисперсной частицей (первичные АРС), а также взаимодействие частиц друг с другом посредством перерассеянных полей (вторичные АРС). Эти силы являются аналогом электромагнитных радиационных сил (ЭМРС), наиболее известным проявлением которых служит световое давление. Известный русский физик

П. Н. Лебедев, интересовавшийся этой проблемой, пришел к выводу, что природа данного явления универсальна [2]. Однако между АРС и ЭМРС имеется существенное количественное различие: в общем случае величина АРС намного превосходит величину ЭМРС, в результате чего АРС играют в акустике несравненно более важную роль, чем ЭМРС в электродинамике. По этой же причине АРС находят гораздо более широкое практическое применение. Полезные свойства этих сил используются в ряде физических экспериментальных методик, а также во многих химических и биомедицинских технологиях, основанных на применении ультразвука. Приведем некоторые классические примеры. Для первичных АРС таким примером может служить акустическая левитация. Этим термином обозначается устойчивая фиксация некоего объекта в заданной точке пространства посредством АРС, возникающих в стоячей акустической волне. Обычно таким объектом является капля жидкости или расплава, газовый пузырек или твердая частица, которые в данном случае представляют собой образец материала, предназначенного для исследования или обработки. Эта технология обладает рядом важных достоинств. Во-первых, она позволяет избежать непосредственного контакта с «подвешенным» объектом и тем самым уберечь его от загрязнения. Во-вторых, с помощью акустической левитации можно фиксировать объекты, размеры которых лежат в весьма широком диапазоне – от сантиметров до микрон. И в-третьих, низкая энергетичность звуковых волн позволяет работать с объектами повышенной опасности, такими как образцы агрессивных жидкостей и газов. Особенно перспективным является применение данной технологии в невесомости, где исключается негативное влияние силы тяжести. По этой причине в США на протяжении многих лет исследования в области акустической левитации финансируются NASA, и приборы, созданные на этом принципе, входят в состав научной аппаратуры американских космических челноков. В литературе имеются описания ряда интересных экспериментов, выполненных с помощью таких приборов в космической лаборатории NASA во время орбитальных полетов. Классическим примером, иллюстрирующим «полезность» вторичных АРС, может служить так называемая ультразвуковая дегазация. Суть этого процесса состоит в тщательном и быстром удалении газа из жидкости или расплава в целях очистки последних или придания им определенных свойств. Вторичные АРС позволяют «собирать» мелкие пузырьки в крупные, способность к всплытию у которых гораздо выше. Тем самым во много раз повышается как скорость, так и степень очистки. Сфера использования АРС постоянно расширяется. Недавно японские ученые предложили еще одно весьма любопытное применение для АРС. Они разработали и опробовали метод, который использует АРС, действующие на биологические частицы в звуковом поле, для построения сложных биологических структур типа нуклеиновых кислот и протеинов.

Основы теории АРС были заложены во второй половине XIX в. Одним из «отцов-основателей» был знаменитый лорд Рэлей [3], но более часто (и заслуженно) цитируют работы двух голландских физиков – отца и сына Бьеркнесов, для которых АРС были главным предметом исследований на протяжении всей их научной деятельности [4]. Бьеркнесы изучали разные проявления этого эффекта, но наибольший интерес у них вызывало взаимодействие двух пульси-

рующих пузырьков. Бьеркнесы обнаружили, что пузырьки, пульсирующие в фазе, притягивают друг друга, а в противофазе – отталкивают. Они получили аналитическое выражение для силы взаимодействия пузырьков, которое, если предположить, что пульсации пузырьков вызываются звуковой волной, имеет следующий вид:

$$F_B = \frac{C_B}{L^2 (1 - \omega_1^2 / \omega^2)(1 - \omega_2^2 / \omega^2)}. \quad (1)$$

Здесь C_B – положительный коэффициент, зависящий от параметров системы; L – расстояние между центрами пузырьков; ω_1 и ω_2 – резонансные частоты пузырьков; ω – частота падающей волны. В честь Бьеркнесов эту силу принято называть силой Бьеркнеса. Любопытно отметить, что Бьеркнесы, опираясь на тот факт, что $F_B \sim L^{-2}$, пытались использовать этот гидродинамический эффект для объяснения явлений электромагнетизма – они даже ввели термины «гидро-электричество» и «гидромагнетизм». Впоследствии другие физики пытались также использовать формулу Бьеркнесов для «гидродинамического» объяснения гравитации [5].

Первая серьезная теоретическая работа, посвященная первичным АРС, появилась значительно позже, в 1934 г., и принадлежала канадскому физика Кингу [6]. Таким образом, теория АРС начала свое развитие с изучения вторичных, а не первичных сил. Однако в нашей статье для удобства мы исправим эту историческую «несправедливость» и вернемся вновь к вторичным силам только после того, как расскажем все о первичных. Итак, Кинг был первым, кто вычислил первичные АРС, действующие на жесткую сферу в идеальной (т. е. невязкой и нетеплопроводной) текучей среде, через которую распространяется произвольная осесимметричная звуковая волна. Общие выражения, полученные Кингом, справедливы при любых соотношениях между радиусом сферы и длиной звуковой волны. На практике, однако, чаще всего приходится иметь дело с частицами, размеры которых много меньше длины звуковой волны. Учитывая это, Кинг применительно к плоской бегущей и плоской стоячей волнам вывел соответствующие предельные выражения, которые и имеют в виду, когда говорят о формулах Кинга:

$$F_K^{(\text{бег})} = C_K^{(\text{бег})} (k R_0)^6, \quad (2)$$

$$F_K^{(\text{ст})} = C_K^{(\text{ст})} (k R_0)^3 \sin(2kd). \quad (3)$$

Здесь k – волновое число в окружающей среде, R_0 – радиус сферы, причем по предположению $k R_0 \ll 1$, а d – расстояние между центром сферы и ближайшей плоскостью узлов скорости стоячей волны. Коэффициент $C_K^{(\text{бег})}$ всегда положителен, и это означает, что в бегущей волне частицы должны двигаться прочь от источника звука. В стоячей волне дело обстоит сложнее, поскольку знак коэффициента $C_K^{(\text{ст})}$ зависит от соотношения между плотностью сферы ρ и плотно-

стью окружающей среды ρ_0 . В результате, согласно теории Кинга, «тяжелые» частицы, у которых $\rho > 0,4\rho_0$, должны собираться в пучностях скорости, а «легкие» частицы, у которых $\rho < 0,4\rho_0$, – в узлах скорости. Формулы Кинга позволили объяснить ряд явлений. В частности, эксперименты известного немецкого физика Кундта (его считают основателем немецкой научной школы физиков-экспериментаторов), который еще в 1866 г. наблюдал формирование пылевых сгустков в заполненной воздухом цилиндрической трубке, в которой устанавливалась стоячая звуковая волна. Стало также более понятно, почему звуковые сирены значительно ускоряют осаждение пыли и аэрозольных частиц. Этот метод уже на протяжении многих лет применялся в различных промышленных производствах, но чисто эмпирически. Справедливости ради следует заметить, что впервые теоретическое объяснение подобных явлений было дано Рэлеем еще в 1878 г. [3], но только в работе Кинга эти вычисления получили удовлетворительную строгость и общность.

Несмотря на успехи теории Кинга, было очевидно, что используемая в ней модель жесткой сферы вряд ли будет адекватной, когда сжимаемость частицы сравнима или много больше сжимаемости несущей среды, как, например, в случае жидкой капли, помещенной в иную, несмешивающуюся, жидкость, или в случае газового пузырька. Это побудило двух японских физиков по фамилии Иосиока и Кавасима провести соответствующие теоретические и экспериментальные исследования, результаты которых были опубликованы в 1955 г. [7]. Обобщая подход Кинга, они применили уравнения движения идеальной сжимаемой жидкости не только к окружающей среде, но и к среде внутри сферы. В результате были получены выражения, пригодные не только для твердых частиц, но также для капель и газовых пузырьков. Подобно Кингу, японцы вначале вывели общее выражение, справедливое для сферы произвольной сжимаемости и размера, а затем рассмотрели отдельно случай капли и случай газового пузырька в длинноволновом пределе. В качестве примера, преследуя цели, которые станут ясными ниже, приведем выражения, полученные Иосиокой и Кавасимой для газового пузырька в поле плоской бегущей и плоской стоячей волн:

$$F_{YK}^{(бер)} = C_{YK}^{(бер)} (k R_0)^2, \quad (4)$$

$$F_{YK}^{(ст)} = C_{YK}^{(ст)} k R_0 \sin(2kd). \quad (5)$$

Здесь R_0 – радиус пузырька в состоянии покоя, а остальные обозначения имеют тот же смысл, что и выше. Коэффициент $C_{YK}^{(бер)}$ всегда положителен. Это означает, что в бегущей волне пузырьки, подобно твердым частицам, должны удаляться от источника звука. Но заметьте, что произведение $k R_0$ (которое, напомним, много меньше единицы) входит в формулу (2) в степени 6, в (4) – в степени 2. Это означает, что при прочих равных условиях сила, действующая на пузырек, намного превышает силу, действующую на твердую частицу. Далее, в случае стоячей волны знак коэффициента $C_{YK}^{(ст)}$ оказывается зависящим не от соотношения плотностей газа и окружающей жидкости, а от соотношения между час-

тотой падающей волны ω и резонансной частотой пузырька ω_0 . В результате этого «мелкие» пузырьки, у которых $\omega_0 > \omega$ (мелкими их зовут потому, что, чем выше резонансная частота пузырька, тем меньше его радиус), должны собираться в узлах скорости, а «крупные», у которых $\omega_0 < \omega$, – в пучностях. Такое поведение хорошо подтверждалось опытными данными, которые уже имелись к моменту выхода статьи Иосиоки и Кавасимы, а также их собственными экспериментами. Любопытно упомянуть, что этот эффект дает один из применяемых на практике способов измерения скорости звука в жидкостях: группируясь в узлах и пучностях стоячей волны, пузырьки позволяют определить местоположение последних и тем самым измерить длину волны, из которой, зная задающую частоту, легко найти скорость звука в тестируемой жидкости.

Иосиока и Кавасима существенно обобщили теорию Кинга, но не преодолели основной ее недостаток. Их вычисления, как и вычисления Кинга, опираются на модель идеальной жидкости, которая игнорирует процессы вязкости и теплопроводности. Во многих ситуациях такая идеализация вполне приемлема, но далеко не во всех. Поэтому предпринимались неоднократные попытки учесть диссипативные эффекты. Однако они были направлены на исследование самых простейших случаев, и их общий недостаток состоял в том, что они учитывали лишь часть процессов, отличающих реальную – вязкую и теплопроводную – среду от идеальной. Подобная ситуация объясняется тем, что корректный переход от идеальной к реальной среде является весьма непростой задачей. Он требует выполнения следующих обязательных шагов. Во-первых, уравнение, описывающее закон сохранения импульса в идеальной жидкости (уравнение Эйлера), нужно заменить на соответствующее уравнение для вязкой жидкости – уравнение Навье – Стокса, которое имеет более высокий порядок. Во-вторых, чтобы учесть процессы теплопроводности, к уравнениям движения жидкости нужно добавить уравнение переноса тепла. В-третьих, необходимо учесть, что в движении вязкой среды в общем случае помимо потенциальной присутствует и вихревая часть, в результате чего скорость среды выражается через два потенциала – скалярный и векторный. В-четвертых, усложняются граничные условия на поверхности дисперсной частицы. В идеальной среде их два – непрерывность нормальных компонент скорости и напряжения. В вязкой теплопроводной среде их шесть – непрерывность нормальных и касательных компонент скорости и напряжения, а также равенство температур и потоков тепла. В-пятых, и это самое сложное, расчет АРС в реальной среде требует решения не только линеаризованных уравнений движения (как это имеет место в идеальной жидкости), но и так называемых уравнений акустического течения, которые представляют собой усредненные по времени уравнения движения реальной жидкости, взятые с точностью до квадратичных членов по амплитуде возмущения. Именно пренебрежение акустическими течениями делало результаты большинства упомянутых выше работ принципиально неверными. Впервые полноценный переход, включающий все перечисленные выше шаги и в то же время сохраняющий общность, присущую «идеальной» теории, был совершен автором настоящей статьи [19–21, 26–31, 34]. Было получено общее аналитическое выражение для первичных

АРС, действующих на сферическую (в состоянии покоя) дисперсную частицу произвольной внутренней структуры и размера, находящуюся в вязкой теплопроводной текучей среде, через которую распространяется произвольная осесимметричная акустическая волна. Это выражение содержит в качестве предельного случая, имеющего место при слабой диссипации, все прежние результаты, полученные для идеальных сред. Оно применимо к дисперсным частицам любого типа (газовым пузырькам, каплям, твердым частицам, сферическим оболочкам, зародышам кристаллизации, биологическим частицам и т. д.) и к наиболее важным акустическим полям, применяемым на практике: плоской бегущей волне, плоской стоячей и квазистоячей волне, расходящейся, сходящейся и стоячей сферической волне, звуковому пучку и т. д. При выводе этого выражения не накладывались ограничения на размер частицы, длину звуковой волны и глубину проникновения вязкой и тепловой волн, вследствие чего оно позволяет корректно вычислять первичные АРС в весьма широком диапазоне значений данных параметров. С помощью указанного общего выражения было проведено обширное теоретическое исследование нелинейной динамики твердых частиц, капель и газовых пузырьков в различных звуковых полях, которое показало, что диссипативные эффекты могут кардинально изменять силовое взаимодействие между дисперсными частицами и акустическим полем. Чтобы проиллюстрировать эти результаты, мы рассмотрим некоторые частные примеры. Прежде всего, предположим, что размер частицы много меньше длины звуковой волны, а затем в рамках этого длинноволнового предела рассмотрим два противоположных случая: случай слабой диссипации и случай сильной диссипации. Эти предположения позволяют существенно упростить чрезвычайно громоздкие общие формулы. Начнем со случая слабой диссипации, где, видимо, должна быть справедливой «идеальная» теория. Но мы сейчас убедимся, что даже в своей «родной» области эта теория может давать сбои.

Диссипацию принято считать слабой, если радиус частицы R_0 намного превосходит глубину проникновения вязкой δ_v и тепловой δ_t волн в окружающей среде. Как и ранее, в качестве примера возьмем твердую частицу и газовый пузырек в поле плоской стоячей и плоской бегущей волн. Новая, «диссипативная», теория показывает, что в стоячей волне учет эффектов вязкости и теплопроводности (когда они невелики) дает лишь малые поправки к формулам (3) и (5). Однако ситуация принципиальным образом меняется, если мы имеем дело с бегущей волной. В этом случае диссипативная теория дает следующие выражения:

$$F_{\text{тч}}^{(\text{бер})} = (k R_0)^3 \left(A \frac{\delta_v}{R_0} + B \frac{\delta_t}{R_0} \right), \quad (6)$$

$$F_{\text{пуз}}^{(\text{бер})} = k R_0 C \frac{\delta_t}{R_0}, \quad (7)$$

где коэффициенты A , B и C всегда положительны. Сравним (6) с формулой Кинга (2). Обе формулы показывают, что сила направлена прочь от излучателя, но

при этом (6) имеет гораздо более низкий порядок по малому параметру $k R_0$, чем формула Кинга (2). Причина этого различия заключается в том, что обе формулы представляют собой главные члены в разложении точного выражения для силы по параметру $k R_0$, но при выводе формулы (2) изначально предполагалось, что δ_v и δ_t тождественно равны нулю, что дало главный член, пропорциональный $(k R_0)^6$. Тогда как при выводе формулы (6) эти параметры считались хоть и малыми (по отношению к R_0), но все же конечными, что дало главный член, пропорциональный $(k R_0)^3$, но содержащий малые величины δ_v / R_0 и δ_t / R_0 . Другими словами, полное разложение для силы содержит и (2), и (6), а какое из этих выражений доминирует, это определяется соотношением между указанными выше малыми параметрами. Из сравнения формул (2) и (6) следует, что последняя должна доминировать, когда выполняются следующие условия:

$$(k R_0)^3 \ll \delta_v / R_0 \ll 1 \quad \text{или/и} \quad (k R_0)^3 \ll \delta_t / R_0 \ll 1. \quad (8)$$

Анализ конкретных ситуаций показывает, что в подавляющем большинстве случаев, с которыми приходится иметь дело на практике, неравенства (8) хорошо удовлетворяются. Иными словами, в большинстве случаев сила определяется формулой (6), а не формулой Кинга (2), которая является всего лишь малой поправкой к формуле (6). Соответственно сила в бегущей волне должна быть во много раз больше, чем это следует из формулы Кинга. Аналогичный вывод вытекает и из сравнения формул (4) и (7), полученных для газовых пузырьков. Эти примеры показывают, что некоторые звуковые поля очень чувствительны к диссипации и, если мы изначально пренебрегаем ею, результаты могут быть принципиально неверными.

Перейдем к пределу сильной диссипации. Обратите внимание, что в отличие от предыдущего случая этот предел в принципе не может быть корректно исследован в рамках модели идеальной жидкости, даже в случае феноменологического введения диссипации, поскольку таким путем невозможно учесть ряд процессов, отличающих реальную среду от идеальной, например акустические течения. Диссипацию считают сильной, если радиус частицы мал по сравнению с глубиной проникновения вязкой и тепловой волн. Для твердой частицы в этом предельном случае получаем:

$$F_{\text{тч}}^{(\text{бер})} = (k R_0)^3 \left[A_{\text{тч}} \frac{R_0}{\delta_v} + B_{\text{тч}} \frac{R_0}{\delta_t} \right], \quad (9)$$

$$F_{\text{тч}}^{(\text{ст})} = C_{\text{тч}} (k R_0)^3 \sin(2kd). \quad (10)$$

Рассмотрим вначале формулу (9), которая дает силу в поле бегущей волны. Напомним, что при слабой диссипации эта сила всегда направлена прочь от источника звука. Оказывается, что при сильной диссипации сила может быть направлена и в другую сторону – к излучателю, поскольку выражение в квадратных скобках может менять знак. В результате, например, частицы, плотность которых выше плотности окружающей среды, при сильной диссипации должны

двигаться против звуковой волны. Похожая инверсия происходит и в поле стоячей волны. Перечитаем абзац после формулы (3), чтобы вспомнить, как ведут себя твердые частицы в стоячей волне при слабой диссипации. Формула (10) внешне совпадает с формулой Кинга (3), но обнаруживается, что коэффициент $C_{тч}$ по-иному зависит от соотношения ρ/ρ_0 , чем коэффициент $C_K^{(ст)}$. В результате при сильной диссипации в узлах скорости должны собираться частицы, у которых $\rho/\rho_0 > 2$, а не те, у которых $\rho/\rho_0 < 0,4$. Этот результат позволяет объяснить эксперимент, который описывается в статье [8]. В указанном эксперименте исследовалось движение частиц железа в поле стоячей ультразвуковой волны в различных жидкостях. При этом наблюдалось, что в глицерине (который, как известно, обладает очень высокой вязкостью) частицы группировались не возле пучностей скорости, как того требует формула Кинга (3), а возле узлов. Анализ этого эксперимента показывает, что он по всем параметрам, включая и требование $\rho/\rho_0 > 2$, подпадает под «юрисдикцию» формулы (10), а не (3), поэтому и частицы вели себя соответствующим образом. Мы не будем приводить здесь формулы для газовых пузырьков. Читателю придется просто поверить (а кто не поверит, может обратиться к статьям автора), что и с пузырьками при сильной диссипации происходят такие же любопытные вещи. Не менее (если не более) интересным является и поведение капель, но, повторимся, если кто-то пожелает узнать об этом подробнее, мы отсылаем его к первоисточникам.

Пришло время вернуться к вторичным АРС и рассказать о том, чем нехороша формула Бьеркнесов (1) и что было сделано, чтобы исправить ее недостатки. А нехороша она тем, что допускает только два варианта поведения пузырьков: либо они отталкиваются, и так до бесконечности, либо они притягиваются и в конце концов коагулируют, т. е. сливаются и образуют один большой пузырь. Однако в экспериментах неоднократно наблюдалось иное поведение: пузырьки, резонансные частоты которых были ниже частоты падающей волны (это называется «возбуждение выше резонанса»), сближались, но только до некоторого предела, а затем образовывали устойчивую гроздь, которая не распадалась, пока было включено звуковое поле [9, 10]. Было очевидно, что это происходит потому, что сила меняет знак при изменении расстояния между пузырьками, чего формула (1) не допускает. Неспособность формулы (1) объяснить этот эффект связана с тем, что при ее выводе использовался ряд упрощающих предположений. Среди них есть предположение о том, что расстояние между пузырьками много больше их размеров, что позволяет пренебречь многократным перерасеянием звука между пузырьками и искажением их сферической формы. Первая попытка учесть эти эффекты и тем самым получить выражение для силы, справедливое и при малых разделяющих расстояниях, была сделана Е. А. Заболотской [11]. А завершил эту работу автор настоящей статьи совместно с С. Т. Затраком [22, 24], рассмотрев, кроме того, взаимодействие между пузырьком и каплей [23], а также между пузырьком и твердой частицей [25]. В результате механизм образования пузырьков гроздей стал понятен. Интересно, что для наглядного объяснения этого механизма можно по-прежнему использовать формулу (1), хотя она, как только что было сказано, на самом деле справедлива

лишь при больших разделяющих расстояниях. Оказывается, что при малых расстояниях пузырьки, в качественном смысле, ведут себя так, как если бы при сближении их резонансные частоты увеличивались, а при удалении – уменьшались, стремясь к резонансным частотам одиночных пузырьков. Поэтому, когда оба пузырька возбуждаются выше резонанса, вначале они притягиваются друг к другу. Но при сокращении расстояния между ними их резонансные частоты растут, и может наступить момент, когда частота более мелкого пузырька превысит частоту возбуждения и притяжение сменится отталкиванием, как того требует формула (1). В результате такого процесса и образуется устойчивая пузырьковая гроздь.

Итак, первый недостаток формулы (1) состоит в том, что она не работает при малых разделяющих расстояниях, второй ее недостаток – это то, что она не работает и при больших расстояниях. Потому что при ее выводе предполагалось, что окружающая жидкость является несжимаемой, что допустимо только тогда, когда длина звуковой волны много больше расстояния между пузырьками. Первым этот недостаток попытался преодолеть Б. Е. Немцов [12] – тот самый Борис Немцов, который потом стал губернатором Нижегородской области. Завершать эту работу пришлось автору данного обзора [39, 42]. В итоге удалось разработать метод, который позволяет корректно вычислять вторичные АРС при произвольных разделяющих расстояниях, учитывая при этом и многократное перерассеяние звука, и поверхностные моды пузырьков, и сжимаемость окружающей жидкости. Более того, удалось обобщить этот метод на произвольное число пузырьков и тем самым устранить еще один недостаток теории Бьеркнесов, которая сводит взаимодействие между многими пузырьками к попарным процессам. Удалось, кроме того, применить вышеуказанный метод к расчету вторичных АРС, действующих между каплями, а также между каплями и пузырьками, т. е. обобщить его на любые частицы, движение среды внутри которых может быть описано уравнением Эйлера.

В качестве примера здесь приводится рис. 1, на котором показана сила, действующая между двумя пузырьками, которые возбуждаются выше резонанса, начиная от расстояний, сравнимых с размерами пузырьков (верхняя часть рисунка), и кончая расстояниями, сравнимыми с длиной падающей звуковой волны (нижняя часть рисунка). Пунктирная кривая соответствует формуле (1), а сплошная была получена на основе нового метода. Видно, что теория Бьеркнесов справедлива только для промежуточных расстояний. Она не способна предсказать изменение знака силы при малых расстояниях, которое приводит к образованию пузырьковых гроздей, о чем уже говорилось выше. Она также не работает и при больших расстояниях, где, как показывает рисунок, сила тоже должна менять знак. В результате этого, например, если пузырьки первоначально находятся достаточно далеко друг от друга, вторичные АРС не смогут заставить их сближаться. Это говорит, в частности, о том, что не следует применять высокочастотные поля при дегазации жидкостей и наоборот, можно воспользоваться этим эффектом, если стоит обратная задача – предотвращение коагуляции пузырьков, что требуется в некоторых технологиях.

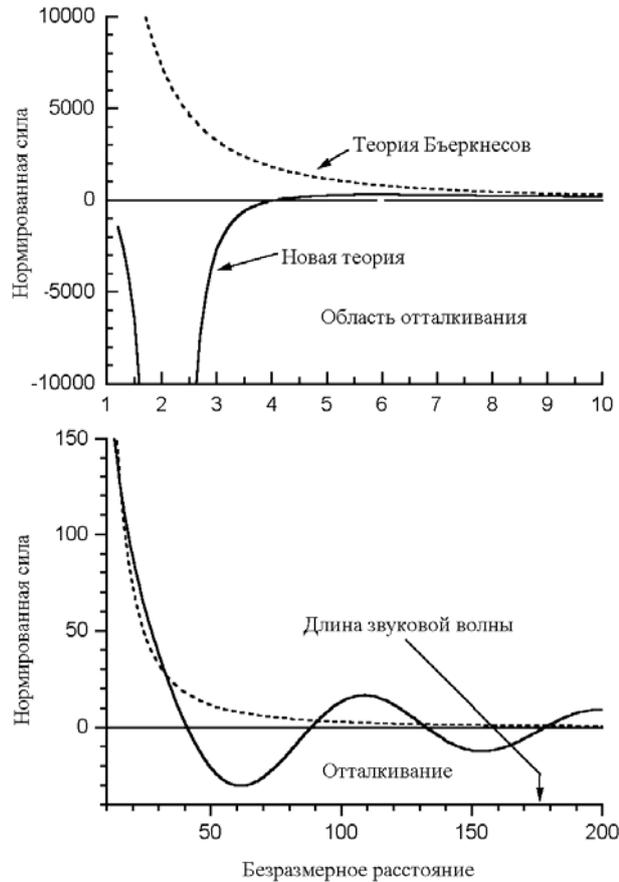


Рис. 1. Сила, действующая между двумя пузырьками

Еще один недостаток формулы Бьеркнесов заключается в том, что она базируется на модели идеальной жидкости. Таким же недостатком обладают и все последующие вычисления, и, к сожалению, его пока не удалось преодолеть. Присутствие второй частицы принципиально меняет геометрию проблемы. «Вторичная» задача в отличие от «первичной» обладает осевой симметрией только в несжимаемой среде. Как только делается попытка учесть сжимаемость окружающей жидкости, у нас появляются (а точнее говоря, проявляются, поскольку в действительности они всегда есть) два выделенных направления – линия центров частиц и волновой вектор, в результате чего задача начинает зависеть от всех трех сферических координат. Поэтому подход, существенно опирающийся на осевую симметрию задачи, который был использован при переходе к реальным средам в теории первичных АРС, не удастся применить в теории вторичных сил. Имеется несколько работ на эту тему, в том числе принадлежащих и автору [32, 37], но полученные в них результаты нельзя считать удовле-

творительными. Таким образом, построение математической теории вторичных АРС для реальных сред, обладающей такой же строгостью и общностью, как и диссипативная теория первичных АРС, пока остается делом будущего.

Этим недостатки теории вторичных АРС не исчерпываются. Проблема, о которой сейчас пойдет речь и рассмотрением которой завершится этот обзор, в равной степени присуща и теории первичных АРС. Поэтому в данном разделе мы будем говорить сразу об обоих типах сил. Эта глобальная проблема заключается в том, что все те результаты, о которых говорилось выше, справедливы лишь для полей умеренной интенсивности, где амплитуда акустического давления мала по сравнению с гидростатическим давлением в окружающей среде АРС, подобно прочим явлениям, относящимся к области нелинейной акустики, представляют собой так называемый слабонелинейный эффект. Это означает, что при его исследовании предполагается, что амплитуда падающего поля хоть и конечна, но достаточно мала для того, чтобы было допустимо применение методов теории возмущений. Таким образом, те формулы для АРС, о которых шла речь выше, на самом деле представляют собой лишь ведущий (квадратичный) член в разложении реальной силы по амплитуде возмущения. Вполне возможно, что с ростом интенсивности падающего поля доминирующим может стать следующий (4-го порядка) член, а с некоторого предела подобное разложение вообще теряет смысл. Интерес к сильным полям, амплитуды которых сравнимы с гидростатическим давлением несущей среды, постоянно растет. По-видимому, уже можно сказать, что это направление стало основным в акустике многофазных сред. Соответственно, возникает насущная потребность в разработке адекватной теории АРС для сильных полей. Тем более, что, как показывают эксперименты, существующая теория явно нарушается в полях высокой интенсивности. Например, она не в состоянии объяснить, почему кавитационные пузырьки в цилиндрическом резонаторе при достижении амплитудой стоячей волны определенного порога начинают двигаться прочь от пучности давления, находящейся в центре резонатора, и в конце концов образуют что-то вроде ореола вокруг этого центра [13]. Существующая теория также не может объяснить, почему возникают кавитационные разряды, о которых говорилось в начале статьи. Согласно всем имеющимся формулам, пузырьки, образующие эти разряды, должны очень быстро сближаться и коагулировать. Вместо этого они выстраиваются в ветвистые структуры, которые кажутся неизменными на протяжении многих акустических циклов [14]. В некоторых случаях такие структуры вдобавок начинают светиться. Свет испускается газом, содержащимся в пузырьках. Это явление получило название многопузырьковой сонолюминесценции, и механизм его тоже пока неясен [15]. В настоящее время сделаны лишь первые попытки, направленные на разработку теории подобных явлений [13, 16–18, 35, 36, 38, 40, 41], и, судя по всему, в ближайшие годы это направление в нелинейной динамике дисперсных частиц будет главным.

Литература

1. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М., 1984.
2. Лебедев П. Н. О пондеромоторном действии волн на резонаторы. М., 1899.
3. Стретт Дж. В. (лорд Рэлей). Теория звука: В 2 т. М., 1955. Т. 1, 2.
4. Bjerknes V. F. K. Fields of Force. New York: Columbia U. P., 1906.

5. *Basset A. B.* A Treatise on Hydrodynamics. London: Cambridge U. P., 1888.
6. *King L.V.* // Proc. of Royal Soc. London Ser. A. 1934. Vol. 147, № 86. P. 212–240.
7. *Yosioka K., Kawasima Y.* // Acustica. 1955. Vol. 5, № 3. P. 167–173.
8. *Аветисян А. Г., Аракелян В. С., Багдасарян О. В., Дудоян А. К.* // Акуст. журн. 1985. Т. 31, № 3. С. 385–386.
9. *Кобелев Ю. А., Островский И. А., Сутин А. М.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, № 7. С. 423–425.
10. *Marston P. L., Trinh E. H., Depew J., Asaki T. J.* // Bubble Dynamics and Interface Phenomena / Ed. by J. R. Blake, J. M. Boulton Stone and N. H. Thomas. Dordrecht: Kluwer Academic, 1994. P. 343–353.
11. *Заболотская Е. А.* // Акуст. журн. 1984. Т. 30, № 5. С. 618–623.
12. *Немцов Б. Е.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 14. С. 858–861.
13. *Akhatov I., Mettin R., Ohl C.D. et al.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55, № 3. P. 3747–3750.
14. *Akhatov I., Parlitz U., Lauterborn W.* // J. Acoust. Soc. Am. 1994. Vol. 96, № 6. P. 3627–3635.
15. *Walton A. J., Reynolds G.T.* // Adv. Phys. 1984. Vol. 33. P. 595–660.
16. *Oguz H. N., Prosperetti A.* // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 218. P. 143–162.
17. *Akhatov I., Parlitz U., Lauterborn W.* // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54, № 5. P. 4990–5003.
18. *Mettin R., Akhatov I., Parlitz U. et al.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 56, № 3. P. 2924–2931.
19. *Doinikov A. A.* // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 267. P. 1–21.
20. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1994. Vol. 96, № 5. P. 3100–3105.
21. *Doinikov A. A.* // Proc. of Royal Soc. London Ser. A. 1994. Vol. 447, № 1931. P. 447–466.
22. *Doinikov A. A., Zavtrak S. T.* // Phys. Fluids. 1995. Vol. 7, № 8. P. 1923–1930.
23. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1996. Vol. 99, № 6. P. 3373–3379.
24. *Doinikov A. A., Zavtrak S. T.* // J. Acoust. Soc. Am. 1996. Vol. 99, № 6. P. 3849–3850.
25. *Doinikov A. A., Zavtrak S. T.* // Ultrasonics. 1996. Vol. 34, № 8. P. 807–815.
26. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1996. Vol. 100, № 2. P. 1231–1233.
27. *Doinikov A. A.* // Wave Motion. 1996. Vol. 24, № 3. P. 275–279.
28. *Doinikov A. A.* // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54, № 6. P. 6297–6303.
29. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 101, № 2. P. 713–721.
30. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 101, № 2. P. 722–730.
31. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 101, № 2. P. 731–740.
32. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 102, № 2. P. 747–751.
33. *Doinikov A. A., Zavtrak S. T.* // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 102, № 3. P. 1424–1431.
34. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1998. Vol. 103, № 1. P. 143–147.
35. *Doinikov A. A.* // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59, № 3. P. 3016–3021.
36. *Doinikov A. A.* // Proc. of the 2nd Int. Symp. on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa, Italy, 1999. Vol. 1. P. 601–606.
37. *Doinikov A. A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1999. Vol. 106, № 6. P. 3305–3312.
38. *Pelekasis N. A., Gaki A., Doinikov A. A., Tsamopoulos J. A.* // Proc. of Int. Conf. on Multiphase Systems. Ufa, Russia, 2000. P. 197–203.
39. *Doinikov A. A.* // Proc. of Int. Conf. on Multiphase Systems. Ufa, Russia, 2000. P. 161–166.
40. *Doinikov A. A.* // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62, № 5. P. 7516–7519.
41. *Doinikov A. A.* // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64, № 2. Paper № 026301 (6 pages).
42. *Doinikov A. A.* // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 444. P. 1–21.

NONLINEAR DYNAMICS OF DISPERSED PARTICLES IN ACOUSTIC FIELDS

A. A. Doinikov

The paper presents an overview of the evolution and the most recent advances of the theory of acoustic radiation forces. These are time-averaged hydrodynamic forces that are exerted

by an acoustic wave field on dispersed particles (gas bubbles, liquid drops, solid particles, etc.) suspended in a fluid (liquid or gas). In the literature, they are often referred to as Bjerknes forces after C. A. Bjerknes and his son V. F. K. Bjerknes, who were among those having first reported on such forces. It is conventional to divide the acoustic radiation forces into two types, namely, the primary forces, which are experienced by single particles, and secondary forces, which are induced between two or more particles. The primary forces make dispersed particles migrate in an acoustic field relative to the sound transducer, while the secondary forces cause them to attract or repel one another. Interest in this phenomenon is motivated by a number of important applications, such as acoustic cavitation, ultrasonic purification of liquid solutions and melts, acoustic coagulation and precipitation of aerosols, acoustic flotation, biomedical ultrasonics, etc.

Beginning in the last century, the effect of acoustic radiation forces was the subject of much theoretical work. The above-mentioned Bjerknes, Rayleigh, King, Yosioka and Kawasima pioneered investigations in this field. The early theory of acoustic radiation forces, both primary and secondary, was based on a large number of simplifying assumptions, which restricted essentially its accuracy and area of applicability and did not allow it to account for many experimental observations, such as stable bubble clusters, known as «bubble grapes», that are formed in a weak acoustic field by gas bubbles driven above resonance; bunching heavy solid particles in high-viscosity liquids subject to a standing ultrasonic wave around the velocity nodes instead of antinodes, and so on. Further investigations, including those by the present author, have fundamentally generalized the original theory of acoustic radiation forces. The theory of primary forces, which was initially based on the model of perfect fluid, was extended to actual, viscous and heat-conducting fluids. This made it possible to understand experimental findings that appeared abnormal within the framework of the former theory, as well as to predict many new interesting phenomena. In particular, an analytical expression for the primary radiation force exerted by an arbitrary axisymmetric acoustic field on a spherical (at rest) dispersed particle of arbitrary internal structure and arbitrary size (relative to the wavelength of sound) in a viscous heat-conducting fluid has been derived. This general expression was then used in investigating nonlinear dynamics of various specific particles (gas bubbles, liquid drops, solid particles) in various sound fields. As a result, a revised formula for the primary radiation force in a plane traveling wave under conditions of low dissipation was obtained. The limit of high dissipation, inaccessible for the former theory, was also examined. This study revealed that in some cases high dissipation could reverse the direction of particle motion as compared with the limit of low dissipation.

The theory of secondary radiation forces has also been improved substantially, even though to a lesser extent than that of primary forces. In particular, an analytical expression has been derived for the secondary forces induced by an acoustic wave field between N particles freely suspended in a fluid. The media outside and inside the particles were assumed to be ideal compressible fluids. Multiple re-scattering of sound between the particles and shape modes of all orders were taken into account. No restrictions were imposed on the size of the particles, the separation distances between them, and their number. The new theory first made it possible to follow continuously the evolution of the radiation interaction force from large to small separation distances and showed that in the general case, the secondary force behaves in far more complicated way than that is predicted by the classical Bjerknes theory. The main limitation of the new theory is that it, unlike the theory of primary forces, is still based on the model of perfect fluid.

In the paper, it is also pointed out that at present the mainstream of nonlinear bubble dynamics is investigation of strong acoustic fields, with pressure amplitudes on the order of the hydrostatic pressure in the surrounding fluid. This requires the corresponding further development of the theory of acoustic radiation forces since the existing theory is only valid for moderate acoustic fields, with pressure amplitudes much smaller than the hydrostatic pressure in the surrounding fluid. Therefore it cannot explain effects that occur in strong fields, such as «dancing» motion of gas bubbles in plane standing waves, cavitation streamer formation, etc.

ПОЗИТРОНИЙ-ФОНОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И АННИГИЛЯЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КВАНТОВ 2 γ -РАСПАДА ПОЗИТРОНИЯ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

И. В. Бондарев

Проблема поведения легких примесных частиц и квазичастичных возбуждений в конденсированных системах стала в последние годы предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Это связано с тем, что процессы локализации и диффузии частиц в конденсированной фазе носят *существенно квантовый* характер и широко распространены не только в физике конденсированного состояния, но и в квантовой химии и молекулярной биологии. В физике конденсированного состояния к таким процессам относится широкий круг явлений, связанных с безызлучательными переходами в твердом теле: безызлучательные процессы при взаимодействии свободных носителей с дефектами [1], диффузия и самозахват квазичастичных возбуждений (поляроны, конденсоны, экситоны) [2–4] и примесных частиц (позитрон, мюон, позитроний, мюоний, водород) [5–8], поляронные и биполяронные эффекты в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) [9, 10]. В основе всех перечисленных процессов лежат различные проявления взаимодействий частицы с квантами колебаний кристаллической решетки – фононами. Поэтому проблема поведения примесных частиц и квазичастичных возбуждений, по крайней мере в диэлектрических кристаллах, по сути дела сводится к изучению специфики взаимодействия частицы с различными фононными модами кристаллической решетки исследуемого образца.

В данной работе мы остановимся на некоторых аспектах позитроний-фононных взаимодействий в ионных кристаллах. Связанная кулоновским взаимодействием электрон-позитронная пара – атом позитрония (Ps) – является *легким* примесным атомом, в полной мере «ощущающим» на себе влияние решеточных колебаний. Причем, будучи электрически нейтральным, позитроний, в отличие от электрона, практически «не чувствует» индуцированных колебаниями дальнедействующих поляризационных полей и интенсивно взаимодействует лишь с меняющими его зонную энергию *короткодействующими* колебательными возмущениями периодического решеточного потенциала – с так называемыми деформационными потенциалами (акустическим либо оптическим, в зависимости от типа колебательной ветви). В этом заключается уникальное замечательное свойство атома Ps, позволяющее по его аннигиляционным характеристикам экспериментально изучать именно короткодействующие, *неполярные* фононные взаимодействия, играющие принципиально важную роль в проблемах электропроводности кристаллов и ВТСП [2–4, 9, 10].

1. Делокализованный и самозахваченный позитроний. Специфика спектров 2 γ -распада

Образование атома Ps в большинстве кристаллических диэлектриков является в настоящее время хорошо установленным экспериментальным фактом

[11]. В хорошо очищенных ионных кристаллах (концентрация дефектов не более 10^{15} деф./см³ [12]), а также в α -кварце (α -SiO₂) при пониженных (ниже нескольких десятков К) температурах Ps делокализован [13], т. е. находится в состоянии с волновой функцией блоховского типа. Образование блоховского Ps в этих кристаллах подтверждается наблюдением узких пиков (центральный пик и боковые сателлиты, разнесенные на расстояние, обратно пропорциональное периоду решетки) в угловом спектре аннигиляционного излучения квантов его 2γ -распада, представляющем распределение Ps по импульсам.

В отсутствие взаимодействия с колебаниями решетки импульсное распределение $\rho(\vec{p})$ позитрония (и соответственно угловой спектр его аннигиляционного 2γ -излучения) задается диагональным матричным элементом записанной в импульсном представлении матрицы плотности системы:

$$\rho(\vec{p}) \sim \sum_i n_i \left| \int d\vec{R} \phi_i(\vec{R}, 0) e^{-i\vec{p} \cdot \vec{R} / \hbar} \right|^2, \quad (1)$$

где $\phi_i(\vec{R}, \vec{r})$ – волновая функция Ps в системе его центра масс; n_i – ее статистический вес; \vec{r} и \vec{R} – радиус-векторы относительного движения и движения центра масс электрона и позитрона в атоме Ps соответственно. Для делокализованного позитрония в состоянии с энергией $E_{\vec{k}}$ и квазиимпульсом $\vec{k} = \vec{p} / \hbar$, имеющем бoльцмановский статистический вес $n_{\vec{k}} \sim \exp(E_{\vec{k}} / k_B T)$ и описываемом функцией Блоха [14]

$$\phi_{\vec{k}}(\vec{R}, \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_{\vec{k}}(\vec{R}, \vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} = \frac{1}{V} \sum_{\vec{g}} A_{\vec{k}}(\vec{g}, \vec{r}) e^{i(\vec{k} + \vec{g}) \cdot \vec{R}} \quad (2)$$

($A_{\vec{k}}(\vec{g}, \vec{r})$ – коэффициенты разложения трансляционно-инвариантной функции $u_{\vec{k}}(\vec{R}, \vec{r})$ по векторам обратной решетки \vec{g} , V – объем кристалла), это выражение принимает вид

$$\rho(\vec{p}) \sim \sum_{\vec{k}} n_{\vec{k}} \left| \int d\vec{R} \phi_{\vec{k}}(\vec{R}, 0) e^{-i\vec{p} \cdot \vec{R} / \hbar} \right|^2. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3) и учитывая, что для термализованного Ps при низких температурах $n_{\vec{k}} \approx \delta_{\vec{k}, 0}$, получаем

$$\rho(\vec{p}) \sim \sum_{\vec{g}} |A_0(\vec{g}, 0)|^2 \delta_{\vec{g}, \vec{p} / \hbar}, \quad (4)$$

т. е. распределение блоховского позитрония по импульсам (и соответствующий угловой спектр аннигиляционного 2γ -излучения) представляет собой набор узких пиков при значениях \vec{p} , кратных векторам обратной решетки кристалла.

При учете взаимодействия блоховского Ps с короткодействующим потенциалом решеточных смещений (создаваемый фононами деформационный по-

тенциал – см., напр., работу [14]) *все* позитрониевые пики уширяются с ростом температуры. Такое уширение может быть описано в формализме температурных гриновских функций (см., напр., [15, 16]). Тогда температурная зависимость равновесного импульсного распределения взаимодействующего с фононным полем позитрония задается в виде

$$\rho(p, T) \sim \int_0^{\infty} d\omega e^{-\omega/k_B T} \frac{\Gamma_{\vec{k}}(\omega)}{(\omega - p^2/2M^*)^2 + \Gamma_{\vec{k}}^2(\omega)}. \quad (5)$$

Здесь экспоненциальный фактор задает статистику Больцмана, поскольку в реальных экспериментальных условиях в образце находится один атом Ps [17]. Неэкспоненциальный фактор есть записанная в явном виде функция квазичастичного спектрального распределения, где $\Gamma_{\vec{k}}(\omega)$ – мнимая часть массового оператора рассеивающегося на фононах позитрония [15]. Последняя в режиме *слабой* фононной связи (делокализованный Ps) обычно записывается в первом неисчисляющем (втором) порядке теории возмущений по Ps-фононному взаимодействию:

$$\Gamma_{\vec{k}}(\omega) = \pi \sum_{\vec{q}} |V_{\vec{q}}|^2 [(n_{\vec{q}} + 1) \delta(\omega - E_{\vec{k}+\vec{q}} - \hbar\omega_{\vec{q}}) + n_{\vec{q}} \delta(\omega - E_{\vec{k}+\vec{q}} + \hbar\omega_{\vec{q}})], \quad (6)$$

где $V_{\vec{q}}$ – матричный элемент взаимодействия; $E_{\vec{k}} = \hbar^2 \vec{k}^2 / 2M^*$ – энергия Ps с зонной массой M^* ; $n_{\vec{q}} = [\exp(\hbar\omega_{\vec{q}}/k_B T) - 1]^{-1}$ – фононная функция распределения; $\omega_{\vec{q}}$ – частота фонона с волновым вектором \vec{q} . При акустическом фононном рассеянии (длинноволновые продольные акустические фононы) выражение (6) дает:

$$\Gamma_{\vec{k}}^{(a)}(\omega) = \frac{E_d^2 M^{*3/2} k_B T}{\sqrt{2} \pi \hbar^3 u^2 \rho} \sqrt{\omega}, \quad (7)$$

где E_d – константа акустического деформационного потенциала Ps, u и ρ – соответственно скорость продольных звуковых колебаний и плотность кристалла [17].

С повышением температуры при $T \gtrsim T_D/4$, где T_D – дебаевская температура кристалла ($T_D \sim 100 - 300$ К для типичных ионных кристаллов [18]), в спектре 2γ -аннигиляции позитрония для большинства исследовавшихся ионных кристаллов отмечалось исчезновение боковых и резкое уширение центрального пика [13]. Это свидетельствует о локализации атома Ps. Причем, поскольку эффект имеет место в области достаточно низких температур, объяснить его захватом позитрония термически созданными в образце дефектами не представляется возможным. Исчезновение боковых и резкое уширение центрального позитрониевых пиков хорошо объясняются *самозахватом* Ps – термически активированным переходом делокализованного Ps в метастабильное локализованное на узле кристаллической решетки (самозахваченное) состояние, образующееся вследствие взаимодействия Ps с короткодействующим деформационным потенциалом акустических решеточных смещений (продольные акустиче-

ские фононы) [19]. Для локализованного на узле \vec{m} позитрония в состоянии с ванньевской волновой функцией [14]

$$\chi(\vec{R} - \vec{m}, \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{-i\vec{k} \cdot \vec{m}} \varphi_{\vec{k}}(\vec{R}, \vec{r}), \quad (8)$$

имеющего постоянный статистический вес $n_{\vec{m}} = 1/N$, где N – число элементарных ячеек в кристалле, импульсное распределение (1) принимает вид

$$\rho(\vec{p}) \sim \frac{1}{N} \sum_{\vec{m}} \left| \int d\vec{R} \chi(\vec{R} - \vec{m}, 0) e^{-i\vec{p} \cdot \vec{R}/\hbar} \right|^2. \quad (9)$$

Аппроксимируя локализованную функцию Ваннье $\chi(\vec{R} - \vec{m}, 0)$ гауссовым распределением $\exp(-|\vec{R} - \vec{m}|^2/a^2)$, где a – характерный размер области локализации, получаем

$$\rho(\vec{p}) \sim \frac{1}{N} \sum_{\vec{m}} \left| \int d\vec{R} e^{-|\vec{R} - \vec{m}|^2/a^2 - i\vec{p} \cdot \vec{R}/\hbar} \right|^2 \sim e^{-a^2 p^2/2\hbar^2}, \quad (10)$$

т. е. импульсное распределение (и соответствующий спектр 2γ -аннигиляции) samozaxваченного Ps представляет собой центральный пик с характерной шириной $\Delta p \sim \hbar/a$.

Теория термически-активированного samozaxвата составной частицы – атома Ps – в ионных кристаллах была развита в наших работах [19, 20], где не только были объяснены все экспериментально наблюдавшиеся особенности процесса, но и показано, что в кристаллах MgF_2 и $\alpha\text{-SiO}_2$ явление samozaxвата Ps должно отсутствовать. Детальное экспериментальное исследование последних было проведено в работах [17, 21]. В обоих кристаллах атом Ps оставался делокализованным вплоть до температур ~ 700 К. При этом в MgF_2 наблюдалось резкое (аномальное) уширение центрального и боковых позитрониевых пиков при температуре выше 200 К, объяснить которое акустическим фононным рассеянием Ps (формулы (5),(7)) не удавалось. Эффект выглядел так, как будто при температуре выше 200 К активизируется дополнительный механизм рассеяния, перенормирующий константу акустического деформационного потенциала позитрония таким образом, что она в узком температурном диапазоне от 200 до 355 К возрастает более чем в два раза. Аналогичный эффект не наблюдался в $\alpha\text{-SiO}_2$, где температурное уширение центрального и боковых позитрониевых пиков в области температур 80–700 К хорошо объяснялось формулами (5), (7) – рассеянием Ps на длинноволновых продольных акустических фононах. В работе [21] была предпринята попытка интерпретировать этот эффект как активизацию механизма рассеяния Ps с перебросом на *коротковолновых* акустических фононах. Однако такую интерпретацию вряд ли можно считать удовлетворительной, поскольку тогда неясна причина отсутствия аналогичного эффекта в $\alpha\text{-SiO}_2$.

Ниже развивается теория взаимодействия делокализованного Ps с неполярными оптическими (оптический деформационный потенциал) и коротковолно-

выми акустическими фононными модами в кристаллических решетках с различными типами локальной симметрии. Взаимодействием Ps с индуцированными решеточными смещениями (акустическими либо оптическими) поляризационными полями пренебрегается ввиду его электрической нейтральности [22]. Показано, что при температурах, выше которых оно становится существенным, рассеяние на оптическом потенциале деформации (если оно не запрещено правилами отбора) приводит к перенормировке константы акустического деформационного потенциала позитрония, тем самым объясняя наблюдавшийся в [17, 21] эффект аномального уширения импульсного распределения Ps в MgF_2 . Аналогичный эффект предсказывается для Ps в кристаллическом кварце при температуре выше 846 К – с переходом α -кварца в β -фазу. Обосновывается непричастность рассеяния с перебросом на коротковолновых акустических фононах к эффекту аномального уширения импульсного распределения делокализованного позитрония.

2. Делокализованный позитроний в MgF_2 и α - SiO_2 .

Рассеяние на оптическом деформационном потенциале

Известно, что в кристаллах с двумя и более атомами в элементарной ячейке существенную роль может играть рассеяние на длинноволновых неполярных оптических (короткодействующих) решеточных колебаниях – на оптическом деформационном потенциале [23–25]. При этом в отличие от длинноволновых акустических колебаний, когда энергия взаимодействующей частицы пропорциональна производной решеточного смещения, оптическое смещение непосредственно влияет на энергию частицы в зоне. Рассеяние на оптическом потенциале деформации может оказаться существенным для делокализованного Ps в тех кристаллах, где отсутствует его термически-активированный самозахват, в частности в MgF_2 и α - SiO_2 , при повышенных температурах, когда возбуждено достаточное число оптических фононов, а соответствующая константа связи – константа оптического потенциала деформации – отлична от нуля благодаря правилам отбора, диктуемым характером локальной симметрии в заданной точке зоны Бриллюэна кристалла [24]. Действительно, хотя число акустических фононов много больше, чем оптических, тем не менее квадрат матричного элемента взаимодействия с ними в $1/(qa)$ ($\gg 1$) раз меньше (q – модуль волнового вектора фонона, a – постоянная кристаллической решетки), чем с оптическими [23]. Поэтому неполярное оптическое рассеяние может начать проявляться уже при не слишком высоких ($> \sim 100$ К) температурах.

Гамильтониан взаимодействия позитрония с оптическими фононами при неполярном оптическом рассеянии (оптический деформационный потенциал) может быть представлен в виде [25]

$$H_{int}^{(o)} = \sqrt{\frac{M}{M}} \vec{D}_o \cdot \vec{u}_o \approx \sum_{\vec{k}, \vec{q}} V_{\vec{q}}^{(o)} a_{\vec{k}+\vec{q}}^+ a_{\vec{k}} (b_{\vec{q}o} - b_{-\vec{q}o}^+), \quad (11)$$

где \vec{D}_o – векторная константа оптического потенциала деформации; \vec{u}_o – оптическое решеточное смещение; \bar{M} и M – соответственно приведенная масса пары и полная масса всех атомов элементарной ячейки. Правая часть равенства есть гамильтониан взаимодействия, записанный во вторично квантованном виде в изотропном приближении и в пренебрежении процессами переброса и вкладом от атомного формфактора Ps (см., напр., [26]). Здесь $a_{\vec{k}}^+$ ($a_{\vec{k}}$) и $b_{\vec{q}o}^+$ ($b_{\vec{q}o}$) – операторы рождения (уничтожения) соответственно атома Ps с квазиимпульсом \vec{k} и длинноволнового оптического фонона постоянной частоты ω_o с волновым вектором \vec{q} ,

$$V_{\vec{q}}^{(o)} = -i D_o \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_o}}, \quad (12)$$

где $D_o = |\vec{D}_o|$, N – число элементарных ячеек в кристалле.

Подставляя матричный элемент (12) в формулу (6), после несложных вычислений получаем обусловленный неполярным оптическим рассеянием вклад в мнимую часть массового оператора Ps в виде

$$\Gamma_{\vec{k}}^{(o)}(\omega) = \frac{D_o^2 M^{*3/2} \sqrt{\omega}}{2\sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho \omega_o} \left[(n(\omega_o) + 1) \mathcal{G}\left(1 - \frac{\hbar\omega_o}{\omega}\right) \sqrt{1 - \frac{\hbar\omega_o}{\omega}} + n(\omega_o) \sqrt{1 + \frac{\hbar\omega_o}{\omega}} \right], \quad (13)$$

где $n(\omega_o) = [\exp(\hbar\omega_o/k_B T) - 1]^{-1}$ – бозе-эйнштейновская функция распределения оптических фононов; $\mathcal{G}(x)$ – единичная функция Хевисайда. При этом полная (учитывающая рассеяния на акустическом и оптическом потенциалах деформации) мнимая часть массового оператора позитрония принимает с учетом (7), (13) вид

$$\Gamma_{\vec{k}}(\omega) = \Gamma_{\vec{k}}^{(a)}(\omega) + \Gamma_{\vec{k}}^{(o)}(\omega) = \frac{\tilde{E}_d^2(\omega) M^{*3/2} k_B T}{\sqrt{2} \pi \hbar^3 u^2 \rho} \sqrt{\omega}, \quad (14)$$

где

$$\tilde{E}_d(\omega) = \left\{ E_d^2 + \frac{\hbar u^2 D_o^2}{2k_B T \omega_o} \left[(n(\omega_o) + 1) \mathcal{G}\left(1 - \frac{\hbar\omega_o}{\omega}\right) \sqrt{1 - \frac{\hbar\omega_o}{\omega}} + n(\omega_o) \sqrt{1 + \frac{\hbar\omega_o}{\omega}} \right] \right\}^{1/2} \quad (15)$$

имеет смысл «эффективной константы» деформационного потенциала. Формула (5) с учетом (14), (15) описывает температурную зависимость импульсного распределения делокализованного Ps, рассеивающегося на акустическом и оптическом потенциалах деформации. Далее, ввиду того, что в интеграл (5) основной вклад вносят значения $\omega \sim k_B T$, зависимость $\tilde{E}_d(\omega)$ в (15) может быть приближенно заменена зависимостью $\tilde{E}_d(T)$, так что для «эффективной константы» деформационного потенциала имеем

$$\tilde{E}_d(T) = \left\{ E_d^2 + \frac{\hbar u^2 D_o^2}{2 k_B T \omega_o} \left[(n(\omega_o) + 1) \mathcal{G} \left(1 - \frac{\hbar \omega_o}{k_B T} \right) \sqrt{1 - \frac{\hbar \omega_o}{k_B T}} + n(\omega_o) \sqrt{1 + \frac{\hbar \omega_o}{k_B T}} \right] \right\}^{1/2} \quad (16)$$

Легко видеть, что в пределе низких температур $T \ll \hbar \omega_o / k_B$, когда не возбуждаются оптические фононы, выражение (16) стремится к значению E_d – константе акустического деформационного потенциала Ps. В противоположном случае, $T \gg \hbar \omega_o / k_B$, имеем $\tilde{E}_d = \sqrt{E_d^2 + (u D_o / \omega_o)^2}$ – не зависящую от температуры эффективную константу позитроний-фононного взаимодействия. Таким образом, с ростом температуры неполярное оптическое рассеяние перенормирует константу акустического деформационного потенциала Ps. Именно такая ситуация, как уже говорилось выше, экспериментально наблюдалась для делокализованного Ps в кристалле MgF_2 . Поэтому наблюдавшийся эффект аномального уширения позитрониевых пиков может быть объяснен неполярным оптическим рассеянием позитрония. Этот вывод подтверждается и вытекающими из сравнения с экспериментом разумными оценками для константы оптического деформационного потенциала D_o . Подставляя экспериментально измеренные значения 7,6 эВ (ниже 200 К) и 16 эВ (выше 355 К) [17] соответственно вместо E_d и \tilde{E}_d в высокотемпературный предел формулы (16), получаем для MgF_2 оценку $D_o / \omega_o \sim 2 \times 10^{-5}$ эВ·с/см (для скорости звука использовалось усредненное по кристаллографическим направлениям значение $u \approx 7 \times 10^5$ см/с [27]). Если далее принять, что $\omega_o \sim 5 \times 10^{13}$ с⁻¹ – значение средней частоты акустического фонона с волновым вектором, соответствующим границе зоны Бриллюэна кристалла MgF_2 (оценивалось из соотношения $\omega_o \sim u\pi / (2a/3 + c/3)$, где $a = 4,64$ Å и $c = 3,06$ Å – решеточные константы MgF_2 [28]), то для константы оптического деформационного потенциала атома Ps в MgF_2 получаем разумную оценку $D_o \sim 1 \times 10^9$ эВ/см. Для сравнения укажем, что характерные значения констант оптического потенциала деформации электронов и дырок в полупроводниках составляют $\sim 5 \times 10^8$ эВ/см [25]. В частности, например, для электронов в германии $D_o = 7 \times 10^8$ эВ/см [29].

Тот факт, что неполярное оптическое рассеяние позитрония наблюдается в кристалле MgF_2 и не наблюдается в кристалле $\alpha\text{-SiO}_2$, может быть объяснен занулением константы оптического потенциала деформации D_o в центре (Г-долина) зоны Бриллюэна $\alpha\text{-SiO}_2$ в силу невыполнения правил отбора, диктуемых локальной симметрией обратной решетки в этой точке \vec{k} -пространства. Известно, например, что для кубических решеток рассеяние нулевого порядка на оптическом потенциале деформации разрешено для вырожденных и запрещено для невырожденных Г-долин [24, 25]. Это несложно понять из общих теоретико-

групповых соображений. Константа D_o определяется матричным элементом оператора возмущения, каковым в данном случае является изменение решеточного потенциала за счет оптических вибраций, взятом на блоховских волновых функциях частицы в кристалле в окрестности минимума ее зоны [23, 24]. Для невырожденных Γ -долин в кубических кристаллах этот матричный элемент преобразуется по единичному представлению точечной группы кристалла, тогда как оптические фононные ветви трехкратно вырождены, т. е. соответствующие им нормальные решеточные колебания преобразуются по одному из трехмерных представлений. В такой ситуации взаимодействие (11) не является инвариантом относительно преобразований точечной группы и потому тождественно обращается в нуль (или, другими словами, $D_o \equiv 0$). Поэтому рассеяние на оптическом деформационном потенциале отсутствует в невырожденных и имеет место в трехкратно вырожденных Γ -долинах кубических кристаллов. Если же точечная группа кристалла имеет симметрию ниже кубической (некубические кристаллы), то трехмерное представление, по которому преобразуются оптические колебания в Γ -долине, является приводимым. Если среди неприводимых представлений, содержащихся в нем, окажется представление размерности, равной кратности вырождения Γ -долины, то оптические моды, преобразующиеся по этому представлению, будут входить во взаимодействие (11), обеспечивая его инвариантность относительно преобразований точечной группы кристалла. Для таких оптических мод $D_o \neq 0$, и эти моды будут вызывать неполярное оптическое рассеяние частицы.

Все это позволяет предсказать новый интересный эффект для делокализованного Ps в кристаллическом кварце. Известно, что при температуре выше 846 К кристаллический кварц испытывает фазовый переход из α - в β -фазу [30]. При этом симметрия его решетки повышается с D_3 до D_6 . Точечная группа D_6 изоморфна группе C_{6v} кристаллов со структурой вюрцита, деформационные свойства которых с точки зрения теории симметрии детально исследовались в монографии [24], и потому имеет те же групповые представления для Γ -долины зоны Бриллюэна и, соответственно, те же правила отбора для рассеяния на оптическом потенциале деформации. Согласно [24], точечная группа C_{6v} (и изоморфная ей группа D_6) допускает невырожденные и двукратно вырожденные Γ -долины зон Бриллюэна соответствующих кристаллов, в то время как допустимые размерности представлений, по которым преобразуются оптические фононные моды в центре зоны Бриллюэна, могут быть одномерными и двумерными. Поэтому какова бы ни была кратность вырождения Γ -долины, всегда найдется оптическая мода, преобразующаяся по представлению размерности, равной значению этой кратности. Эта мода будет входить во взаимодействие (11), давая ненулевой вклад в рассеяние частиц на оптическом потенциале деформации в Γ -долинах кристаллов точечных групп C_{6v} и D_6 . Отсюда следует, что неполярное оптическое рассеяние Ps, отсутствовавшее в кристалле α -SiO₂, должно

проявиться с переходом α -кварца в β -фазу – выше 846 К, и эффект аномального уширения импульсного распределения, аналогичный наблюдавшемуся в MgF_2 , должен наблюдаться для позитрония в кристалле $\alpha\text{-SiO}_2$.

3. Замечание о коротковолновом акустическом рассеянии позитрония

Аналогичный рассмотренному в предыдущем пункте эффект перенормировки константы акустического потенциала деформации может быть получен и при учете взаимодействия Ps с коротковолновыми (большие \vec{q}) акустическими фононами – за счет процессов переброса. Такие процессы для делокализованного позитрония в ионных кристаллах рассматривались в нашей работе [26].

В задачах электропроводности, когда речь идет о *реальном* электрон-фононном рассеянии, процессами переброса обычно пренебрегают [14]. Дело в том, что характерные значения квазиимпульса термализованного электрона задаются оценкой $k/(g/2) \sim 10^{-2} \sqrt{T}$ (\vec{g} – вектор обратной решетки кристалла), т. е. квазиимпульс мал по сравнению со своим предельным значением $g/2$ вплоть до температур порядка нескольких тысяч К, а волновые векторы участвующих в *реальном* рассеянии фононов, исходя из законов сохранения энергии и импульса, ограничиваются соотношением $q \sim k$ и тоже малы. Поэтому в задачах электропроводности электрон-фононные процессы переброса при не очень высоких температурах не проявляются. Для позитрония ситуация несколько иная. Как видно из формулы (5), в импульсное распределение делокализованного Ps дают вклад *все* – как реальные, так и *виртуальные* – процессы позитроний-фононного рассеяния. При виртуальном рассеянии условие $q \sim k$ отсутствует, и потому возможно рассеяние с малыми \vec{k} на фононах с *большими* ($\sim \vec{g}/2$) волновыми векторами \vec{q} (коротковолновые фононы). Тогда сумма $\vec{k} + \vec{q}$ превышает граничное значение и выходит за пределы 1-й зоны Бриллюэна, и необходимо добавить к ней ненулевой вектор обратной решетки \vec{g} , чтобы квазиимпульс \vec{k}' после рассеяния опять оказался в 1-й зоне Бриллюэна. Это и означает, что произошло рассеяние с перебросом, физически соответствующее рассеянию на большие ($\sim \pi$) углы.

В нашей работе [26] показано, что взаимодействие делокализованного Ps с коротковолновыми акустическими фононами при рассеянии с перебросом (umklapp acoustic scattering) может быть описано гамильтонианом

$$H_{int}^{(ua)} \approx \sum_{\vec{k}, \vec{q}} V_{\vec{q}}^{(ua)} a_{\vec{k}+\vec{q}}^+ a_{\vec{k}} (b_{\vec{q}a} - b_{-\vec{q}a}^+), \quad (17)$$

где матричный элемент взаимодействия

$$V_{\vec{q}}^{(ua)} = -i E_d^{(1)} \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_1}}; \quad (18)$$

$E_d^{(1)} = E_d \vec{q} \nu$ – аналог константы деформационного потенциала для рассеяния с

перебросом; \bar{q} ($\sim g/2$) – приближенное среднее значение модуля волнового вектора участвующих в рассеянии с перебросом фононов; ν – число ближайших соседей в обратном пространстве. Характерная фононная частота ω_1 определяется законом дисперсии акустических фононов при граничном значении фононного волнового вектора ($\omega_1 = 2u/a < \sim \omega_D$, где ω_D – дебаевская частота кристалла).

Сравнивая взаимодействия (17) и (11), замечаем, что они отличаются друг от друга лишь переобозначением констант ($E_d^{(1)} \leftrightarrow D_o$, $\omega_1 \leftrightarrow \omega_o$). Поэтому рассеяние с перебросом на *коротковолновых* акустических фононах, точно так же, как и неполярное рассеяние на *длинноволновых* оптических фононах, дает в полную мнимую часть (14) массового оператора Ps вклад $\Gamma_{\vec{k}}^{(ua)}(\omega)$, полностью совпадающий по виду с (13) с заменой $D_o \rightarrow E_d^{(1)}$, $\omega_o \rightarrow \omega_1$, так что уже с учетом коротковолнового акустического рассеяния имеем

$$\Gamma_{\vec{k}}(\omega) = \Gamma_{\vec{k}}^{(a)}(\omega) + \Gamma_{\vec{k}}^{(o)}(\omega) + \Gamma_{\vec{k}}^{(ua)}(\omega) = \frac{\tilde{E}_d^2(\omega) M^{*3/2} k_B T}{\sqrt{2} \pi \hbar^3 u^2 \rho} \sqrt{\omega} .$$

Здесь член $\Gamma_{\vec{k}}^{(ua)}(\omega)$ в полной аналогии с $\Gamma_{\vec{k}}^{(o)}(\omega)$ (и в дополнение к нему) вносит вклад в перенормировку константы акустического деформационного потенциала Ps, т. е. в $\tilde{E}_d(\omega)$. Однако, в отличие от неполярного оптического рассеяния, вклад в $\tilde{E}_d(\omega)$ от рассеяния на коротковолновых акустических фононах при всех реальных температурах $T < 1000$ К (когда малы квазиимпульсы \vec{k}) будет иметь место при очень больших значениях ω . Это видно из следующей вытекающей из (6) цепочки оценок:

$$\omega = E_{\vec{k}+\vec{q}} \pm \hbar\omega_1 \sim \frac{\hbar^2 \bar{q}^2}{2M^*} \pm \hbar\omega_1 \sim \frac{\hbar^2 q_D^2}{2M^*} \pm \hbar\omega_D \sim \frac{\hbar\omega_D}{\gamma} \pm \hbar\omega_D \sim \frac{\hbar\omega_D}{\gamma}, \quad (19)$$

где $\gamma = \hbar\omega_D / (\hbar^2 q_D^2 / 2M^*)$ – так называемый параметр неадиабатичности ($q_D = \omega_D / u$ – дебаевский фононный волновой вектор) [19]; $\gamma \sim 0,01$ для типичных ионных кристаллов. Тогда при всех реальных температурах ниже 1000 К подынтегральная бoльцмановская экспонента в импульсном распределении (5)

$$e^{-\omega/k_B T} \Big|_{\omega \sim \omega_D/\gamma} \sim e^{-100 T_D/T} \sim 0 \quad (20)$$

и потому полностью подавляет вклад коротковолнового акустического рассеяния в экспериментально регистрируемое импульсное распределение делокализованного позитрония.

В работе было рассмотрено влияние позитроний-фононных взаимодействий на характер угловых спектров аннигиляционного излучения квантов 2γ -распада позитрония в ионных кристаллах и кристаллическом кварце, а также развита

теория взаимодействия делокализованного Ps с неполярными оптическими и коротковолновыми акустическими фоннными модами. Показано, что при температурах, выше которых оно становится существенным, неполярное оптическое рассеяние (если оно не запрещено правилами отбора) приводит к перенормировке константы акустического деформационного потенциала, увеличивая ее и тем самым резко уширяя импульсное распределение позитрония. Проведенный для решеток MgF_2 , $\alpha\text{-SiO}_2$ и $\beta\text{-SiO}_2$ теоретико-групповой анализ симметричных свойств гамильтониана взаимодействия Ps с оптическим деформационным потенциалом показал, что неполярное оптическое рассеяние в центре зоны Бриллюэна разрешено для MgF_2 и $\beta\text{-SiO}_2$ и запрещено для $\alpha\text{-SiO}_2$. Это хорошо объясняет наблюдавшиеся в экспериментальных работах [17, 21] аномальное уширение импульсного распределения Ps в MgF_2 при температуре выше 200 К и отсутствие аналогичного эффекта в $\alpha\text{-SiO}_2$ и дает основания к теоретическому предсказанию аналогичного наблюдавшемуся в MgF_2 эффекта для кристалла $\beta\text{-SiO}_2$, в который переходит кристаллический кварц в результате фазового перехода второго рода $\alpha\text{-SiO}_2 \rightarrow \beta\text{-SiO}_2$ при температуре выше 846 К. Обоснована непричастность коротковолнового акустического рассеяния к эффекту аномального уширения импульсного распределения делокализованного Ps.

Литература

1. Стоунхэм А. М. Теория дефектов в твердых телах. М., 1978.
2. Excitonic processes in solids / Eds. M. Ueta, H. Kanzaki, K. Kobayashi et. al. Berlin, 1986.
3. Song K. S. and Williams R. T. Self-trapped excitons. Berlin, 1993.
4. Ioselevich A. S. and Rashba E. I. // Quantum tunneling in condensed media / Eds. Yu. Kagan and A.J. Leggett. Amsterdam, 1992. P. 347–425.
5. McMullen T. // Positron annihilation/ Eds. P.C. Jain, R.M. Singry, and K.P. Gopinathan. Singapore, 1985. P. 657–668.
6. Exotic atoms'79. Fundamental interactions and structure of matter / Eds. K. Crowe, J. Duclos, G. Fiorentini and G. Torelli. New York, 1980. P. 209–398.
7. Fujiwara K. // Positron annihilation / Eds. P. G. Coleman, S. C. Sharma and L. M. Diana. Amsterdam, 1982. P. 615–624.
8. Kagan Yu., Prokofev N. V. // Quantum tunneling in condensed media / Eds. Yu. Kagan and A. J. Leggett. Amsterdam, 1992. P. 37–143.
9. Alexandrov A. S., Mott N. F. High temperature superconductors and other superfluids. Bristol, 1994.
10. Polarons and bipolarons in high- T_c superconductors and related materials / Eds. E. K. H. Salje, A. S. Alexandrov and W. Y. Liang. Cambridge, 1995.
11. Dupasquier A. // Positron Solid-State Physics / Eds. W. Brandt and A. Dupasquier. Amsterdam, 1983. P. 510–564.
12. Арефьев К. П., Боев О. В., Воробьев С. А., Кузнецов П. В. // ФТТ. 1984. Т. 26, № 6. С. 1678–1684.
13. Kasai J., Hyodo T., and Fujiwara K. // J. Phys. Soc. Jpn. 1988. Vol. 57, № 5. P. 329–341.
14. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978.

15. *Mahan G. D.* Many-particle physics. New York, 1981.
16. *Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е.* Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962.
17. *Nagai Y., Kakimoto M., Ikari H. and Hyodo T.* // *Mat. Sci. Forum.* 1997. Vol. 255–257. P. 596–598.
18. *Ботаки А. А., Воробьев А. А., Ульянов В.Л.* Радиационная физика ионных кристаллов. М., 1980.
19. *Bondarev I. V.* // *Phys. Rev.* 1998. Vol. B58, № 18. P. 12011–12019.
20. *Bondarev I. V. and Hyodo T.* // *Phys. Rev.* 1998. Vol. B57, № 18. P. 11341–11348.
21. *Nagai Y., Kakimoto M., Hyodo T. et al.* // *Phys. Rev.* 2000. Vol. B62, № 9. P. 5531–5535.
22. *Боев О. В., Арефьев К. П.* // *Изв. вузов. Физика.* 1982. Т. 25, № 2. С. 118–119.
23. *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* // *ФТТ.* 1960. Т. 2, № 9. С. 2287–2300. [*Sov. Phys. Solid State.* 1961. Vol. 2, № 3. P. 2039–2042].
24. *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. [*Bir G. L. and Pikus G. E. Symmetry and deformation effects in semiconductors.* New York, 1975].
25. *Ридли Б.* Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986 [*Ridley B. K. Quantum processes in semiconductors.* Oxford, 1982].
26. *Бондарев И. В.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1999. Т. 69, № 3. С. 215–219. [*JETP Lett.* 1999. Vol. 69, № 3. P. 231–235].
27. *Aleksandrov K. S., Shabanova L. A., Zinenko V. I.* // *Phys. Stat. Sol.* 1969. Vol. 33. P. K1–K3.
28. *Справочник химика / Под ред. Б. П. Никольского.* Л., 1971.
29. *Neuberger M.* Handbook of Electronic Materials. New York, 1971.
30. *Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской.* М., 1982.

POSITRONIUM-PHONON INTERACTIONS AND ANNIHILATION RADIATION OF POSITRONIUM 2γ -DECAY QUANTA IN IONIC CRYSTALS

I. V. Bondarev

The paper considers positronium-phonon interactions in ionic crystals and crystalline quartz. The scope of problems outlined covers positronium-phonon-interaction effect on angular spectra of annihilation radiation of positronium 2γ -decay quanta (section 1), the theory of optic deformation-potential scattering (section 2) and analysis of the role of short-wavelength acoustic scattering for delocalized Bloch-type positronium (section 3).

Positronium (Ps), the bound state of an electron and a positron, has been found to be formed in a delocalized Bloch-type state in ionic crystals with low enough concentration of defects at sufficiently low temperatures (typically below a few tens K) [11, 13]. The formation of Bloch-type Ps in these crystals is confirmed by observing very narrow peaks (the central peak and satellite peaks appearing at the momentum corresponding to the reciprocal lattice vectors of the sample crystal) in the momentum distribution of the photons (the angular spectrum of annihilation radiation) resulting from the 2γ -decay of Ps upon irradiating the crystals by low-energy positrons. As temperature increases, it is observed that the central Ps peak becomes drastically wider and the satellite peaks disappear, indicating the localization of Ps [13]. Such an effect of thermally activated *self-trapping* of Ps was observed in many ionic crystals and was analyzed theoretically in our works [19, 20]. The only exceptions presently known are the crystals of MgF_2 and $\alpha\text{-SiO}_2$ (α -phase of crystalline quartz). As is shown in recent ex-

periments [17, 21], the Ps atom in these crystals remains delocalized up to temperatures ~ 700 K (this experimental fact was first explained theoretically in Ref. [19]). The central and satellite Ps peaks in MgF_2 are observed to be drastically broadened at temperatures higher than 200 K. This anomalous broadening was failed to be explained in terms of Ps scattering on long-wavelength longitudinal acoustic phonons (acoustic deformation-potential; see Eqs. (5), (7) where $\rho(p, T)$ and $\Gamma_{\vec{k}}^{(a)}(\omega)$ are, respectively, the momentum distribution and imaginary self-energy of Ps with quasi-momentum $\vec{k} = \vec{p} / \hbar$ scattered by long-wavelength acoustic phonons, E_d is the acoustic deformation-potential constant, M^* the Ps band mass, u the sound velocity, ρ the density of the crystal). An effect appeared as if there were an additional scattering mechanism activated at temperatures higher than 200 K which renormalized the acoustic deformation-potential constant E_d of Ps so that it increased by a factor of approximately two in the narrow temperature range from 200 to 355 K. A similar effect was not observed in $\alpha\text{-SiO}_2$ where the temperature broadening of the central and satellite peaks of the Ps momentum distribution was satisfactorily explained by means of long-wavelength acoustic-phonon scattering of Ps, i. e. in terms of Eqs. (5), (7), throughout the entire temperature range $\sim 80\text{--}700$ K. In Ref. [21] an attempt was made to interpret high-temperature MgF_2 data as the activation of *short-wavelength* acoustic-phonon scattering via umklapp processes. Such a mechanism was first discussed in our work [26]. However, if the umklapp effect is the case, then there arises and remains open the question why this scattering mechanism was not observed in $\alpha\text{-SiO}_2$.

The present paper suggests the model of optic deformation-potential (*nonpolar* optic) scattering for theoretical explanation of the MgF_2 and $\alpha\text{-SiO}_2$ experimental data reported in Refs. [17, 21]. This type of scattering is known to be of importance in crystals with two and more atoms per unit cell [23–25]. We start with the secondly quantized interaction Hamiltonian Eqs. (11), (12) (D_o is the optic deformation-potential constant, ω_o the frequency of optic phonons, N and M are the number of unit cells in the crystal and the total mass of atoms in the unit cell, respectively) and calculate $\Gamma_{\vec{k}}^{(o)}(\omega)$, the nonpolar optic contribution to Ps imaginary self-energy, from Eq.(6). The result is given by Eq. (13) ($n(\omega_o)$ and $\mathcal{G}(x)$ are the optic phonon distribution function and step function, respectively) and the total imaginary self-energy accounting for both types of Ps deformation-potential scattering, acoustic and optic ones, is represented by Eqs. (14), (15) with $\tilde{E}_d(\omega)$ being the «effective» deformation-potential constant. In view of the fact that only $\omega \sim k_B T$ mainly contribute to the Ps momentum distribution (5), the ω -dependence of $\tilde{E}_d(\omega)$ can be approximately changed by T -dependence, yielding $\tilde{E}_d(T)$ given by Eq. (16). The latter one gives E_d and $\tilde{E}_d = \sqrt{E_d^2 + (uD_o/\omega_o)^2}$ in the low- and high-temperature limit, respectively, thereby explaining the increase of E_d -constant with temperature and respective anomalous broadening of the Ps momentum distribution in MgF_2 .

We have analyzed symmetry properties of the Hamiltonian Eq. (11), (12) for the Brillouin zone centre (Γ -valley) of MgF_2 (point group D_{4h}) and $\alpha\text{-SiO}_2$ (point group D_3) crystals. The interaction Hamiltonian in the Γ -valley must be an invariant with respect to transformations of the point group of a crystal [24]. This turned out to be true for the Γ -valley of MgF_2 and did not for $\alpha\text{-SiO}_2$, explaining why anomalous broadening of Ps momentum distri-

bution is not observed in the latter (nonpolar optic scattering is forbidden). However, crystalline quartz is known to undergo the second-order transition from α - to β -phase above 846 K, increasing its symmetry from D_3 to D_6 [30] and thereby making optic deformation-potential scattering allowable. Therefore, although absent in α -SiO₂, optic deformation-potential scattering of Ps must manifest itself in β -SiO₂ crystal.

As for short-wavelength acoustic scattering, it contributes to Ps imaginary self-energy [26]. However, according to Eq. (6), (19), the absorption or emission of the short-wavelength acoustic phonon by Ps yields its intermediate-state energy ω in Eq. (5) of the order of $\hbar\omega_D/\gamma$, where ω_D is the Debye frequency of the crystal, $\gamma \sim 0.01$ the non-adiabaticity parameter [19]. Then, the exponential factor in Eq. (5) is estimated by Eq. (20) to be practically zero for temperatures below a few thousands K, thereby completely ruling out the effect of short-wavelength acoustic scattering from the Ps momentum distribution.

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ И АТТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ СВЕРХШИРОКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

И. П. Прокопович

Увеличение интенсивности, сокращение длительности и расширение спектрального диапазона лазерных импульсов представляют собой фундаментальные направления квантовой электроники и лазерной физики. В последние годы происходит быстрый прогресс в этих взаимосвязанных областях [1–7], что открывает новые возможности как для фундаментальных, так и прикладных исследований во многих весьма актуальных научных направлениях, например: мониторинг химических реакций в реальном времени [8], исследование беспрецедентно сверхбыстрых процессов (в фемтосекундном и аттосекундном диапазоне длительностей) в веществе и различных его состояниях, получение когерентных электромагнитных полей рекордной интенсивности и динамика вещества в таких полях, генерация когерентного фемтосекундного и субфемтосекундного электромагнитного излучения с рекордной яркостью и перестраиваемостью в спектральном диапазоне от инфракрасного до рентгеновского [2–7].

Следует отметить, что быстрый прогресс в этих направлениях и развертывание широкого фронта экспериментальных исследований связаны с недавними успехами в области генерации и усиления фемтосекундных импульсов на компактных (table-top laser (TTL)) лазерах [3–7]. Использование разработанной техники усиления импульсов с линейной фазовой модуляцией (chirped pulse amplification (CPA)) [9] позволило получать на TTL фемтосекундные импульсы тераваттного диапазона интенсивностей из лазерных импульсов с энергией менее 1 Дж. Это открыло уникальные возможности для исследований в области физики сверхинтенсивных лазерных полей на относительно недорогих установках. Кроме того, такие TTL-системы могут генерировать ТВт-импульсы с частотой повторения от нескольких Гц до сотен МГц, в то время как многоджоулевые лазерные системы могут генерировать только один ТВт-импульс в десятки минут или час (например, 30 кДж Nova лазер в Ливерморской национальной лаборатории) [10]. К тому же, при создании высокоэнергетических установок возникают большие технические проблемы по сокращению длительности лазерных импульсов в фемтосекундном диапазоне. Отметим, что недавние эксперименты по ядерному синтезу на дейтериевых кластерах на TTL-установке [11], генерирующей 35 фс импульсы с энергией в 0,12 Дж и скоростью повторения в 10 Гц, показали возможность создания компактного, высокояркого, перестраиваемого источника нейтронов для широкого использования, включая применения в материаловедении и нейтронной радиографии.

Открытие и исследование новых существенно нелинейных процессов (когда теория возмущений не применима) в распространении и преобразовании полей лазерных импульсов высокой интенсивности стали возможными именно благодаря получению пикосекундных и фемтосекундных импульсов с интенсивностью, большей 10^{12} Вт/см². К этим новым нелинейным явлениям относят-

ся генерация гармоник высокого порядка (High Harmonic Generation (HNG) (см., напр., [1–7, 12–18]), надпороговая ионизация (ATI) (см., напр., [19–22]) и бездифракционное самоканалирование лазерных импульсов в воздухе [23–28]. В сравнении с другими источниками мягкого рентгеновского излучения, такими, как синхротроны, лазеры на свободных электронах и рентгеновские лазеры, HNG уже сегодня имеет ряд преимуществ, например: короткая импульсная длительность (от 100 пс (10^{-10} с) до 5 фс (5×10^{-15} с)), очень высокая яркость ($> 10^{23}$ $\text{мм}^{-2} \times \text{мрад}^{-2} \times \text{с}^{-1}$), хорошая пространственная когерентность и очень широкая спектральная перестраиваемость [2–7, 29–30], а также компактность и сравнительно невысокая (по отношению к другим источникам) стоимость.

Недавно группой исследователей из Мичиганского университета (США) было сообщено о получении когерентного рентгеновского излучения в области «водяного окна» (около 2,7 нм) при HNG лазерными импульсами 26 фс длительности [5] в гелии. Сообщалось также о получении от гелиевой мишени когерентного рентгеновского излучения с энергией фотонов более 0,5 кэВ ($\lambda < 2,5$ нм) от 5 фс импульсов ($\lambda = 750$ нм) с начальной пиковой интенсивностью 4×10^{15} $\text{Вт} \times \text{см}^{-2}$ при скорости повторения в 1 кГц группой из Технического университета Вены (Австрия) и университета Альберта (Канада) [4, 6]. Таким образом, к настоящему времени именно на основе HNG созданы первые *источники перестраиваемого когерентного рентгеновского излучения*, работающего в области «водяного окна» (от 2,33 до 4,36 нм), что, как неоднократно отмечалось во многих работах (см., напр., [31–33]), является одной из самых важных задач для исследований в биологии.

Ниже мы дадим краткий обзор теоретических результатов, полученных нами за последнее десятилетие в области генерации и усиления высокоинтенсивных фемтосекундных и аттосекундных лазерных импульсов сверхширокого спектрального диапазона. Экспериментальная реализация этих результатов в настоящее время начинается в нескольких зарубежных научных центрах, имеющих ТТЛ с соответствующими параметрами импульсов, и мы ожидаем, что это приведет к дальнейшему существенному прогрессу в вышеперечисленных научных направлениях.

1. Оптимизация усиления широкоспектральных лазерных импульсов

Как отмечалось выше, прогресс в исследовании новых нелинейных явлений, таких, например, как HNG, связан с получением высокоинтенсивных ультракоротких импульсов на компактных лазерных установках ТТЛ, в которых используются широкополосные усиливающие среды и импульсы с широким фазомодулированным спектром. В настоящее время эффективность усиления на таких установках достигает нескольких десятков процентов на конечной стадии усиления. Таким образом, используемые режимы усиления приближаются к своему теоретическому пределу в 50 %, накладываемому эффектом насыщения (см., напр., [34]). Вместе с тем известно, что в когерентном режиме усиления, когда величины времен релаксации разности населенностей уровней и поляризации в среде больше длительности импульса, эффект насыщения отсутствует и существуют так называемые π -импульсы [35–37] способные полностью «сни-

мать» инверсию среды, т. е. достигать 100 % энергосъема. Но реализация π -импульсов в современных широкополосных усилительных системах с целью полного энергосъема сталкивается с рядом принципиальных трудностей. Одна из этих проблем связана с тем, что π -импульсы должны иметь очень короткую длительность (обратно пропорциональную ширине спектра усиливающей среды), с другой стороны, их амплитуда обратно пропорциональна их длительности, а это приводит к интенсивностям, вызывающим оптический пробой среды усилителя. Чтобы избежать оптического пробоя, на современных TTL, наоборот, стараются усиливать достаточно длинные импульсы, имеющие широкий спектр за счет их предварительной частотной модуляции. Следует отметить, что частотная модуляция π -импульсов приводит к их неустойчивости в широкополосных средах в процессе распространения [38].

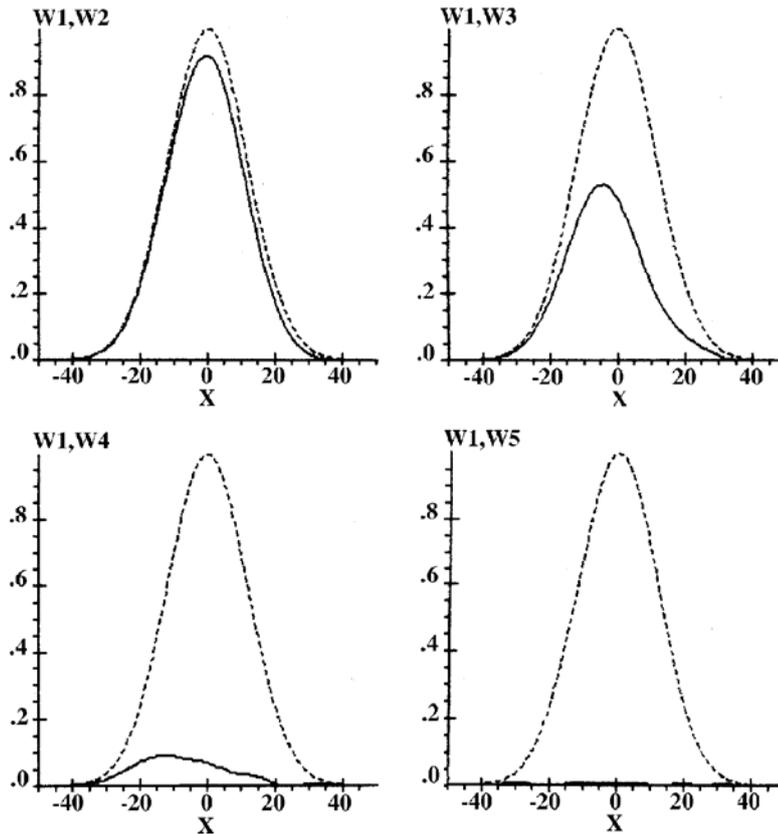


Рис. 1. Динамика населенности верхнего уровня инвертированной среды. Штриховая линия W1 показывает первоначальное распределение населенности начально инвертированной среды в зависимости от нормированной отстройки X по частоте (в отн. ед.) от центральной частоты гауссового контура усиления; сплошные линии W2–W5 демонстрируют динамику населенности для разных временных моментов в поперечном сечении к направлению распространения лазерного импульса в случае (a) и широкополосного импульса, удовлетворяющего оптимальным критериям энергосъема [38]; W5 отвечает моменту времени после прохождения импульса

В работах [38–41] были исследованы численно и аналитически новые ре-

жимы усиления широкоспектральных частотномодулированных импульсов в процессе их распространения в широкополосных усиливающих средах для достаточно длинных импульсов, чтобы избежать оптического пробоя. Были найдены критерии для оптимизации частотной модуляции и амплитудных характеристик начальных импульсов в целях получения максимально эффективного энергосъема для различных режимов взаимодействия со средой: (а) режима когерентного взаимодействия; (б) режима, промежуточного между когерентным и некогерентным взаимодействием (т. е. когда вышеуказанные величины времен релаксации в среде сравнимы с длительностью начального лазерного импульса). Было показано, что в зависимости от спектральной ширины полосы усиления существуют широкоспектральные лазерные импульсы с амплитудно-частотными характеристиками, позволяющими в случае (б) достигать энергосъема с эффективностью, гораздо выше 50 %, а в случае (а) достигать энергосъема, близкого к 100 %. На рис. 1 приведена для примера динамика населенности верхнего уровня инвертированной среды с широким неоднородным уширением линии в процессе прохождения импульса с оптимальными начальными амплитудно-частотными характеристиками для случая (а). Из рис. 1 хорошо видно, что широкоспектральный лазерный импульс с соответствующими амплитудно-частотными параметрами за время своего прохода осуществляет полный энергосъем.

2. Оптическое выпрямление и генерация импульсов в один период и полпериода колебаний электромагнитного поля

Тераваттные интенсивности фемтосекундных импульсов открывают возможности высокоэффективного преобразования лазерных импульсов при многофотонных резонансных процессах в веществе. Проведенные нами теоретические исследования показали, что в режиме вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) [42–44] могут быть получены высокоинтенсивные импульсы в полпериода колебаний поля. Максимум спектра таких импульсов сдвинут в далекую инфракрасную область [38]. Следует отметить, что предложенный нами способ генерации полуволновых импульсов показывает возможность их реализации с достаточно высокой интенсивностью и по эффективности превосходит другие схемы (см., напр., [45]). Ожидается, что такие импульсы откроют новые возможности в различных областях исследований: от лазерного ускорения электронов и ионов до исследований колебательных переходов в молекулах. В работе [46] были получены полуволновые импульсы длительностью около 300 фс при фокусировке 140 фс ($\lambda = 800$ нм) тераваттных импульсов на газовые (He) и твердотельные мишени. Наблюдались также электроны и гамма-кванты с энергией в несколько МэВ, хорошо скоррелированные с полуволновым импульсом.

Результаты работ [38, 42], связанные высокой эффективностью и возможностью реализации оптического выпрямления на основе ВКС, были недавно подтверждены в [47], где вместе с ВКС рассматривалось влияние нелинейной восприимчивости третьего порядка для электронов и было показано,

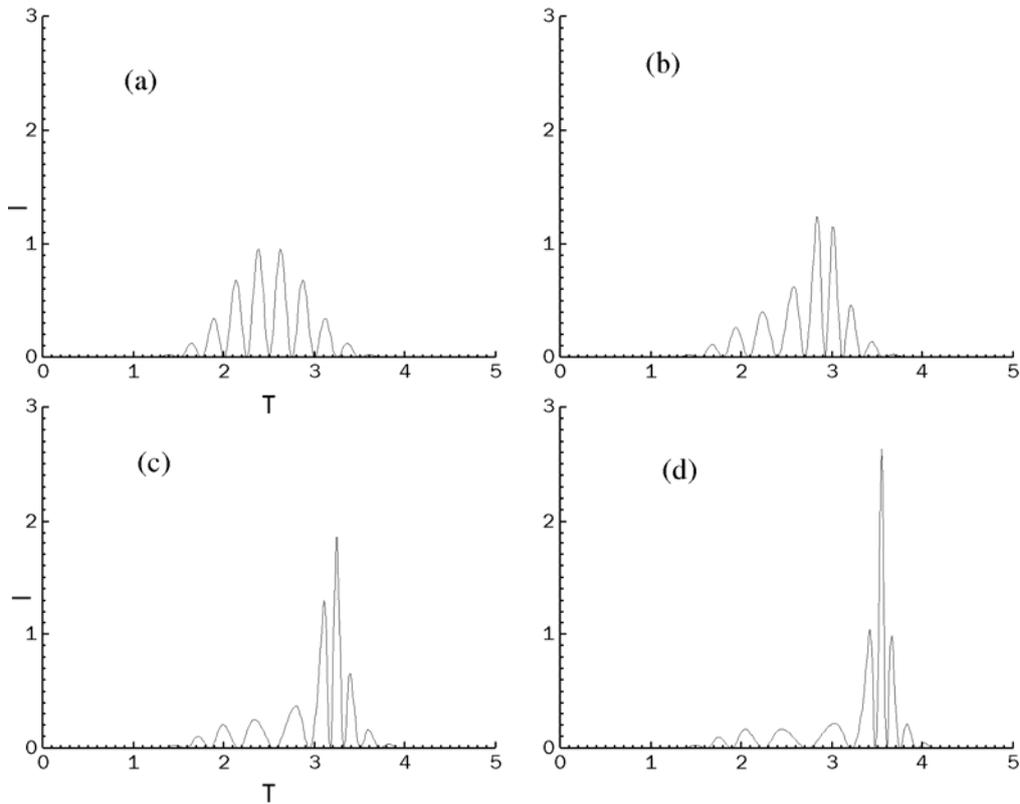


Рис. 2. Динамика квадрата поля (а) начального 5 фс лазерного 2π -импульса.
 T – время (отн. ед.) для различных длин распространения в режиме СИП при ВКС

что благодаря ВКС можно получать импульсы в один период колебаний поля. В работе [47], так же как и в [38], подчеркивалась универсальность ВКС для широкого класса нелинейных сред, включая газы, жидкости, твердые тела и плазму.

3. Генерация спектрального суперконтинуума и генерация аттосекундных импульсов

Генерация спектрального суперконтинуума в различных средах [34, 48] вызывает в настоящее время всевозрастающий интерес ввиду уникальности возможных приложений таких импульсов, в особенности в спектроскопии сложных молекул. В то же самое время развитые теоретические модели сталкивались с серьезными трудностями в объяснении характерных закономерностей, проявляющихся во всех средах, где были получены импульсы с суперконтинуальным спектром. После открытия генерации спектрального суперконтинуума в инертных газах [49] стало окончательно ясно, что ни одна из существующих теорий не могла дать удовлетворительного объяснения этому явлению. На этом основании авторы работы [49] сформулировали ряд принципиальных требований, вытекающих из характерных закономерностей спектров суперконтинуума, полученных в различных средах, к будущей теории, претендующей на описание данного явления.

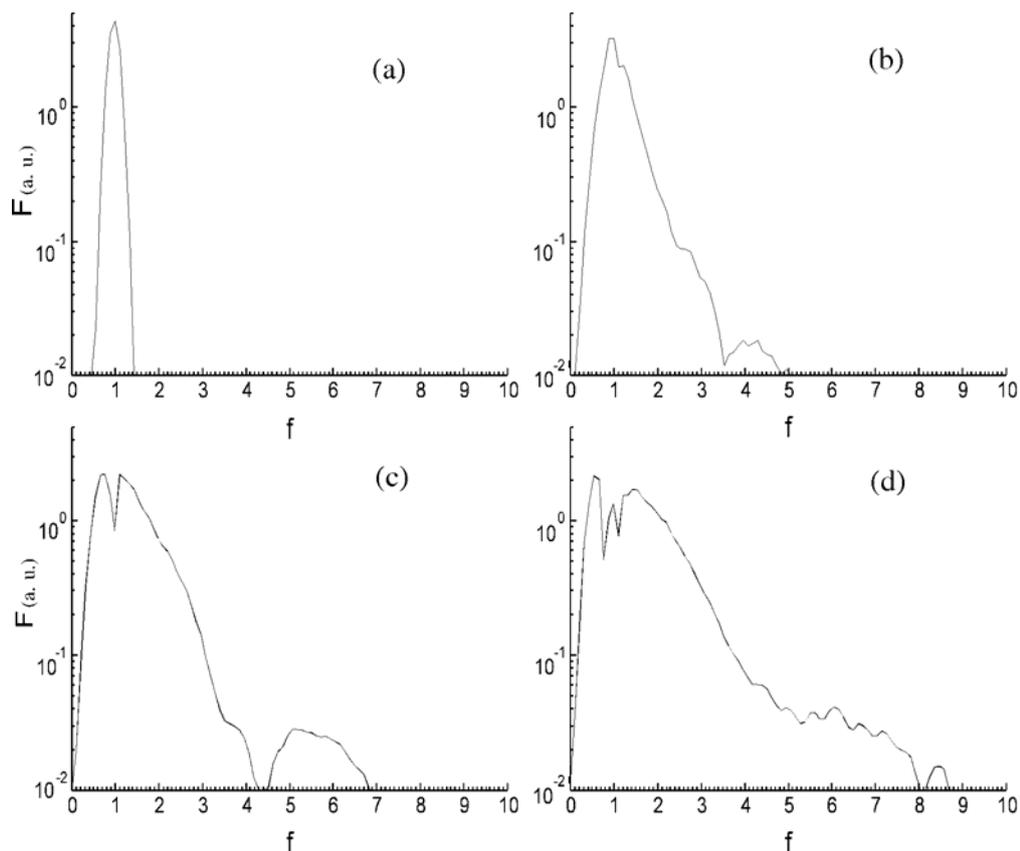


Рис. 3. Динамика амплитудного спектра 2π -импульса, соответствующая рис. 2

Впервые теоретическая модель, объясняющая генерацию и характерные закономерности спектрального суперконтинуума в различных средах, включая инертные газы, и удовлетворяющая требованиям, сформулированным в [49], была построена и развита в работах [50, 51, 38]. Проведенные численные моделирования показали [38], что генерация спектрального суперконтинуума может проходить в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП) при ВКС и хорошо объясняет все характерные качественные особенности спектров суперконтинуума: характерную асимметрию, пороговый характер, и др.

В дальнейшем исследование динамики фемтосекундных импульсов с широким суперконтинуальным спектром, распространяющихся в режиме СИП при ВКС позволило нам найти режимы высокоэффективной генерации аттосекундных импульсов высокой интенсивности [52-54]. На рис.2 приведена динамика квадрата напряженности поля начального 5-фс импульса ($\lambda = 800$ нм), который в результате нелинейной самокомпрессии при ВКС переходит в 280 ас импульс (рис.2, z) по уровню полувысоты интенсивности. Соответствующая динамика спектра этого импульса приведена на рис.3. Приведенные результаты были получены для так называемых 2π -импульсов СИП при ВКС [38, 52].

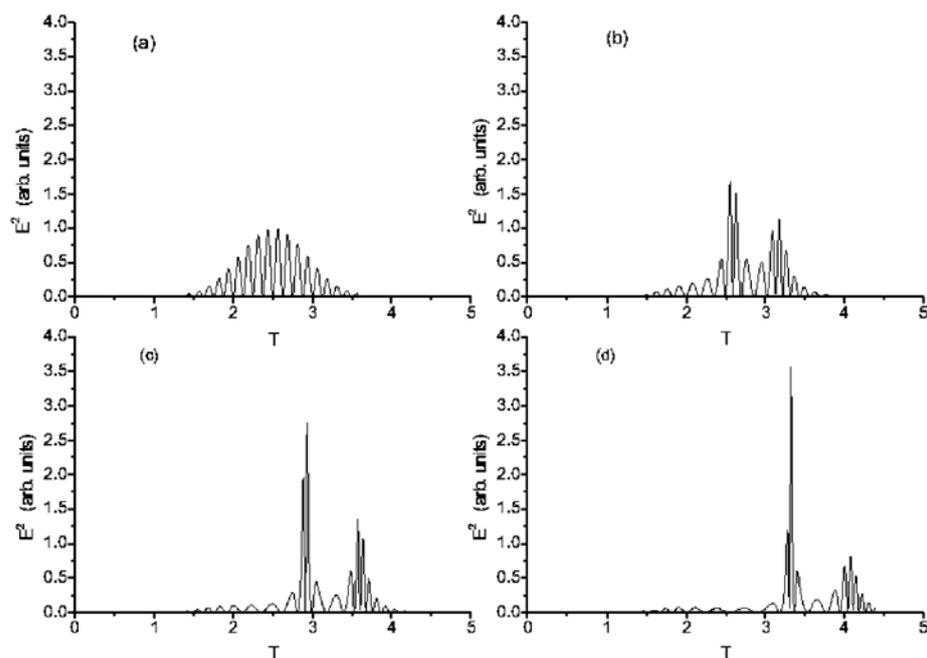


Рис. 4. Динамика квадрата поля (а) начального 10 фс лазерного 4π -импульса. T – время (отн. ед.) для различных длин распространения в режиме СИП при ВКС

Оказалось, что еще более эффективный режим преобразования поля импульсов и генерации аттосекундных импульсов существует для 4π -импульса СИП при ВКС [53, 54]. Этот режим для 4π -импульса с начальной длительностью в 10 фс ($\lambda = 800$ нм) показан на рис. 4. В этом случае начальный 10 фс импульс в результате нелинейной самокомпрессии переходит в 300 ас импульс, содержащий лишь полколебания поля на полувысоте интенсивности и имеющий амплитуду, значительно превосходящую амплитуду начального импульса. При этом полная энергия импульса сохраняется, а максимум его спектра, как и в случае 5 фс импульса, сдвигается в коротковолновую область.

Исследованный нами метод генерации одиночных высокоинтенсивных аттосекундных импульсов значительно превосходит по эффективности все предложенные к настоящему времени способы генерации аттосекундных импульсов, основанные как на генерации гармоник высокого порядка, так и на множественном каскадном вынужденном комбинационном рассеянии [3, 6, 55–62].

Отметим, что к настоящему времени уже предложено несколько технических схем для измерений аттосекундных импульсов [63–66].

4. Генерация гармоник высокого порядка

Как отмечалось во введении, в области генерации гармоник высокого порядка достигнуты впечатляющие результаты. И хотя в настоящее время уже

ведутся экспериментальные исследования в ряде направлений с использованием когерентного рентгеновского излучения от ННГ (например, уже получены первые результаты в области физики твердого тела и поверхности полупроводников [67, 68], атомной и молекулярной спектроскопии [69, 70]), но основным сдерживающим фактором является недостаточно высокая эффективность преобразования поля импульса накачки в ННГ. Ниже будут приведены некоторые основные наши результаты в этом направлении, т. е. увеличении эффективности ННГ.

Уже в работе [38] было отмечено появление эквидистантных пиков в спектре сплошного суперконтинуума при ВКС. Дальнейшие теоретические исследования показали [71–75], что, действительно, ВКС может давать спектр ННГ, который имеет хорошее качественное согласие с основными экспериментальными закономерностями: наличие плато и обрыва (cut-off). На рис. 5 показаны амплитудные спектры в зависимости от номера гармоники начального фемтосекундного импульса для двух различных расстояний распространения его в среде при ВКС. Было показано также, что в пределах условий выполнения фазового синхронизма увеличение длины распространения импульса приводит к существенному росту эффективности ННГ и расширению их спектрального диапазона (рис. 5, б). Важным моментом является и то, что был найден высокоэффективный механизм реализации ННГ при ВКС фемтосекундных импульсов на тонкой структуре однократно ионизованных инертных газов [72–75].

В дальнейшем нами была теоретически исследована новая схема ННГ с использованием контрраспространяющихся фемтосекундных импульсов [76–80]. Было показано, что она позволяет на несколько порядков увеличивать эффективность

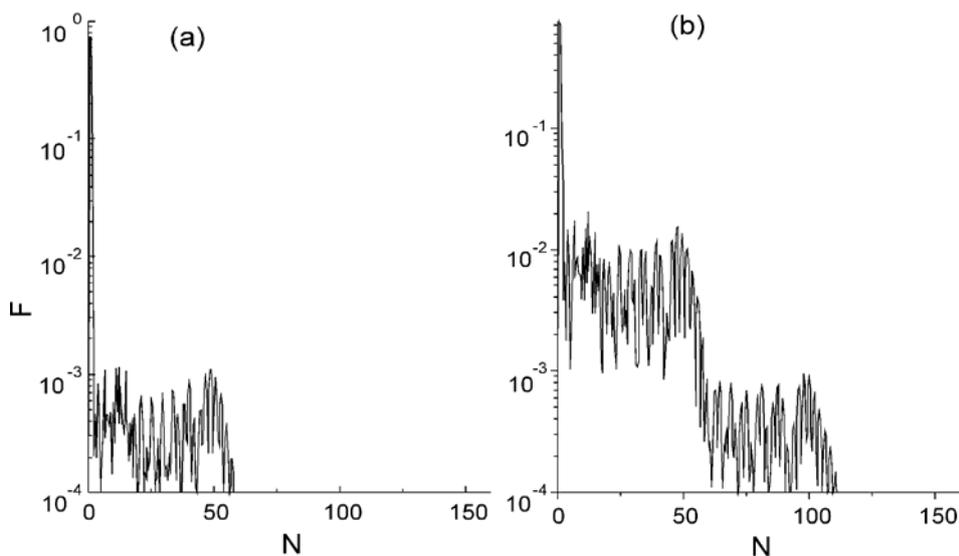


Рис. 5. Динамика амплитудного спектра 5 фс импульса в зависимости от номера гармоники N , нормированного к первоначальной частоте (в максимуме его спектра), для двух различных длин (длина в случае (б) в два раза больше, чем (а)) прохождения в среде при ВКС и при начальной интенсивности, большей 10^{14} Вт \times см $^{-2}$

наивысших гармоник в спектре ННГ и является более простой для экспериментальной реализации по сравнению с другими схемами, предложенными в целях существенного увеличения эффективности ННГ.

Литература

1. Perry M. D., Mourou G. // Science. 1994. Vol. 264. P. 917.
2. Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H.G.Muller and M.V.Fedorov. NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers. Netherlands. 1996.
3. Zhou J., Peatross J., Murnane M. M., Kapteyn H. C. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 752.
4. Spielmann C., Burnett N. H., Sartania S. et al. // Science. 1997. Vol. 278. P. 661.
5. Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z. et al. // Science. 1980. Vol. 280. P. 1412.
6. Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. P. 545.
7. Baitels R., Backus S., Zeek E. et al. // Nature. 2000. Vol. 406. P. 164.
8. Zewail A. H. Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond. World Scientific, Singapore, 1994.
9. Strickland D., Mourou G. // Opt. Commun. 1985. Vol. 56. P. 219.
10. Dittrich T. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2324.
11. Ditmire T. et al. // Nature. 1999. Vol. 398. P. 489.
12. Lompre L. A., L'Huillier A., Balcou P. and Mainfray G. // Atoms and Molecules in Strong Field of Laser Radiation. / Ed. by F. V. Bunkin and I. I. Tugov. Wiley-Nauka, Moscow, 1992.
13. L'Huillier A., Balcou P., Schafer K. J. and Kulander K. C. // Coherence Phenomena in Atoms and Molecules in Laser Fields. / Ed. by A. D. Bandrauk and S. C. Wallace. Plenum Press, New York, 1992. P. 191.
14. L'Huillier A., Balcou P. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 774.
15. Macklin J. J., Kmetec J. D., Gordon III C. L. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 766.
16. Peatross J., Zhou J., Rundquist A. et al. // Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H. G. Muller and M. V. Fedorov, NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers, Netherlands. 1996. P. 455.
17. Schmurder M., Spealman Ch., Wobrauschek P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 3236.
18. Schmurder M., Cheng Z., Hentschel M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 722.
19. Gontier Y. et al. // Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H. G. Muller and M. V. Fedorov, NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers. Netherlands. 1996. P. 45–56; Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. P. 1351.
20. Shore B. W., Knight P. L. // J. Phys. B. 1987. Vol. 20. P. 413.
21. Eberly J. H., Su Q., Javanainen J. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P.881; J. Opt. Soc. Am. 1989. Vol. B6, P. 1289.
22. Schafer K. J., Yang B., DiMauro L. F., Kulander K. C. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 1599.
23. Braun A., Korn G., Liu X. et al. // Opt. Lett. 1995. Vol. 20. P. 73.
24. Nibbering E. T. J., Curley P. F., Grillon G. et al. // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. P. 62.
25. Brodeur A., Chien C. Y., Ilkov F. A. et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. P. 304; Kosareva O. G., Kandidov V. P., Brodeur A. et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. P. 1332.
26. Lange H. et al. // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 120; Nibbering E. T. J. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1997. Vol. B14. P. 650; Ripoche J. F. et al. // Opt. Commun. 1997. Vol. 135. P. 310.
27. Mlejnek M., Wright E. M., Moloney J. V. // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 382; IEEE J. Quant. Electron. 1999. Vol. 35. P. 1771.
28. Schillinger H., Sauerbrey R. // Appl. Phys. 1999. Vol. B68. P.753.

29. *Ditmire T., Kulander K., Crane J. K. et al.* // J. Opt. Soc. Am. 1996. Vol. B13. P. 406.
30. *Kobayashi Y., Sekikawa T., Nabekawa Y., Watanabe S.* // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 64.
31. *Elton R. C.* X-ray Lasers. New York. 1990.
32. *Matthews D.* X-ray lasers // Handbook of Laser Science and Technology, Supplement I: Lasers. Boca Raton, FL: CRC Press. 1991.
33. *Suckewer S., Skinner C. H.* // Science 1990. Vol. 247. P. 1553.
34. *Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988.
35. *Беленов Э. М., Ораевский А. Н., Щеглов В.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 2143.
36. *Allen L., Eberly J.H.* Optical Resonance and Two-Level Atoms. New York. 1975.
37. *Манаков С. В.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 68.
38. *Belenov E. M., Prokopovich I. P.* // J. Russ. Laser Research. 1994. Vol.15. С. 283.
39. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 105.
40. *Belenov E. M., Kryukov P. G., Nazarkin A. V.* // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 62. P.1.
41. *Belenov E. M., Kryukov P. G., Nazarkin A. V., Prokopovich I. P.* // Opt. Commun. 1992. Vol. 89. P. 468.
42. *Беленов Э. М., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 223.
43. *Belenov E. M., Nazarkin A. V., Prokopovich I. P.* // Conference on Laser and Electro-Optics, Tech. Dig. Ser. Vol. 11. P. 358. OSA, Washington, 1993.
44. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 28.
45. *Kaplan A. E., Shkolnikov P. L.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 2316; J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 1995. Vol. 4. P. 831; *Kaplan A. E., Straub S. F., Shkolnikov P. L.* // J. Opt. Soc. Am. 1997. Vol. B14. P. 3013.
46. *Hamster H., Sullivan A., Gordon S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 2725 .
47. *Nazarkin A., Korn G.* // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58, P. R61.
48. The Supercontinuum Laser Source / Ed. by A. A. Alfano. New York, 1989.
49. *Corkum P. B., Rolland C., Srinivasan-Rao T.* // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2268. *Corkum P.B., Rolland C.* // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. P. 2634.
50. *Беленов Э. М., Прокопович И. П.* // Квант. электрон. 1993. Т. 20. С. 577.
51. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 28.
52. *Prokopovich I. P., Khutchinsky A. A.* // Laser Phys. 1997. Vol. 7. P. 305.
53. *Prokopovich I. P., Peatross J.* // Laser Phys. 1999. Vol. 9. P. 588.
54. *Prokopovich I. P., Peatross J.* // Proc. SPIE. 2001 (in press).
55. *Schafer K. J., Kulander C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 638.
56. *Гладков С. М., Коромеев Н. И.* // УФН. 1990. Т. 160. С. 105; *Farkas G., Toth C.* // Phys. Lett. 1992. Vol. A168. P. 447; *Harris S. E., Macklin J. J., Hansch T. W.* // Opt. Commun. 1993. Vol. 100. P. 487.
57. *Antonie P., L'Huillier A., Lewenstein M.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1234.
58. *Corkum P. B.* // Nature. 1996. Vol. 384. P. 118–119.
59. *Platonenko V. T., Strelkov V. V.* // Laser Phys. 1999. Vol. 9. P. 575.
60. *Corkum P. B., Burnett N. H., Ivanov M. Y.* // Opt. Lett. 1994. Vol.19. P.1870.
61. *Christov I. P., Murnane M. M., Kapteyn H. C.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1234–1253.
62. *Kaplan A. E.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 1243; *Kaplan A. E., Shkolnikov P. L.* // J. Opt. Soc. Am. 1996. Vol. B13. P. 347; *Sokolov A.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 2894; *Sokolov A. V., Yavuz D. D., Harris S. E.* // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. P. 557.
63. *Ivanov M., Corkum P. B., Zuo T., Bandrauk A.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2933.
64. *Corkum P. B., Taranukhin V. D.* // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2797. P. 48.

65. *Papadogiannis N. A., Witzel B., Kalpouzes C., Charalambidis D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83. P. 4289.
66. *Jones D. J. et al.* // *Science.* 2000. Vol. 288. P. 635; *Apolonski A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 7400; *Scrinzi A., Geissler M., Brabec T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 412.
67. *Haight R., Peale D. R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 3979; *Rev. Sci. Instrum.* 1994. Vol. 65. P. 1853 .
68. *Haight R., Seidler P. F.* // *Appl. Rev. Lett.* 1994. Vol. 65. P. 517.
69. *Balcou Ph., Salieres P., Budil K.S. et al.* // *Z. Phys.* 1995. Vol. D34. P.107; *Larsson J., Mevel E., Zerne R.. et al.* // *J. Phys.* 1995. Vol. B28. P. L53.
70. *Erman P., Karawajczyk A., Rachlew-Kallne E. et al.* // *Chem. Phys. Lett.* 1995. Vol. 239. P. 6.
71. *Беленов Э. М., Исаков В. А., Канавин А. П., Сметанин И. В.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1994. Т. 60. С. 762.
72. *Khrutchinsky A. A., Prokopovich I. P.* // *Conference on Laser and Electro-Optics, Tech. Dig. Ser. OSA, Washington, 1995. CWF55; Хрущинский А. А., Прокопович И. П.* // *ЖЭТФ.* 1995. Т. 108. С. 390.
73. *Khrutchinsky A. A., Prokopovich I. P.* // *Opt. Quant. Electron.* 1997. Vol. 29. P. 515.
74. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // *15th Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'95). Tech. Dig. Ser. St. Petersburg, 1995. Vol. 1. P. 71.*
75. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // *Laser Phys.* 1996. Vol. 6. P. 41.
76. *Прокопович И. П., Хрущинский А. А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1996. Т. 60. С.186.
77. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2796. P. 154 .
78. *Peatross J., Voronov S., Prokopovich I.* // *Opt. Express.* 1997. Vol. 1. P. 108.
79. *Peatross J., Hess B., Kohl I., Prokopovich I. P. et al.* // *16th Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'98). Tech. Dig. Ser. Moscow. 1998. P. 220.*
80. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A., Churmakov D. Yu. et al.* // *Submitted to Phys. Rev. A.* 2001.

HIGH-INTENSITY FEMTOSECOND AND ATTOSECOND LASER PULSES WITH SUPERBROADENED SPECTRA

I. P. Prokopovich

The brief review of the basic results obtained recently in field of ultrashort-pulse laser physics and high-field physics is presented. In particular, the results regarding maximization of energy extraction from an inverted medium with inhomogeneously broadened line by high-intensity chirped pulse, half-cycle pulse generation, supercontinuum generation, generation of high-intense individual attosecond pulses, high-order harmonic generation are reviewed.

К ВОПРОСУ НАБЛЮДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ФЛУКТУАЦИЯХ В МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

А. О. Грубич

Несколько лет назад была опубликована не характерная для «Успехов физических наук» статья [1], в которой сообщалось о результатах более чем сорокалетних наблюдений необычного поведения флуктуаций в различных макроскопических системах – от биохимических до физических – и делались выводы о том, что наблюдаемые закономерности «являются проявлением фундаментальных физических свойств нашего мира» и «свидетельствуют о весьма общей космофизической (космогонической) причине феномена». Фактически авторы сообщили о наблюдении ряда феноменов, якобы имеющих место в экспериментальных исследованиях распределений случайных величин. Основные результаты получены при проведении многочисленных измерений числа импульсов, регистрируемых за равные интервалы времени при радиоактивном распаде. Например, авторами были проведены 15 000 измерений числа импульсов от источника плутония-239, неподвижно укрепленного на полупроводниковом детекторе. Время каждого измерения равнялось 6 с, а наблюдаемое среднее значение интенсивности счета – 15 имп/с. Результаты проведенных измерений представлены в статье [1] на рис. 2 в виде эмпирических функций распределения, построенных по данным, полученным для 1000 первых измерений, затем 2000 измерений, 3000 и т. д., – всего на рис. 2 изображено 14 экспериментальных функций распределения. Эти и другие функции распределения (см. там же, рис. 1–5 и 9, 10) авторы [1] называют «гистограммами», или «распределениями результатов измерений». С этими терминами можно в принципе согласиться, однако далее будем все же называть такие экспериментально построенные функции выборочными распределениями (ВР). Таким образом, на рис. 2 в статье [1] изображены ВР, нормированные на объем выборки:

$$\text{ВР}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_k, \quad \sum \mathbf{e}_k = \mathbf{N}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} – число импульсов, зарегистрированных за равновеликие интервалы времени; \mathbf{e}_k – число событий, в которых наблюдалось данное значение \mathbf{k} ; \mathbf{N} – объем выборки.

Выводы, к которым пришли авторы [1] в результате почти полувекового исследования характеристик ВР случайных величин, полученных в разнообразных экспериментах с макроскопическими системами (в измерении интенсивности счета радиоактивного препарата макроскопическими объектами являются счетный образец, детектор ионизирующего излучения и все применяемые электронные устройства), поистине замечательны. К сожалению, стиль изложения и терминология, предложенная в [1], таковы, что необходимо заново уточнить классификацию описываемых феноменов. Читатель может самостоятельно убедиться, что при этом мной не допущены неверные интерпретации. Перечислю основные результаты работы [1].

1. Наблюдаемые отклонения ВР от теоретической функции распределения для бесконечной выборки не являются следствиями статистики, а отражают некоторые не замеченные до сих пор феномены в характере флуктуаций в макроскопических процессах.

2. Наблюдаются корреляции между ВР, полученными по результатам измерений на одной и той же установке через 24 часа, 27 суток и около 365 суток. Назовем данный феномен «временной корреляцией ВР».

3. Наблюдаются не нашедшие объяснения корреляции между ВР, полученными при проведении синхронных (одновременных) испытаний на разных экспериментальных установках. Причем наблюдаемые корреляции в синхронных экспериментах не зависят как от расстояния между установками, так и от объекта исследования, т. е. от природы наблюдаемой случайной величины. Последний феномен будем называть далее «синхронной корреляцией ВР».

Наиболее неудачно в [1] изложен материал, касающийся первого феномена, – в оригинале: «не случайности тонкой структуры распределений результатов измерений», – которому посвящен разд. 2 и отчасти введение. А жаль! Ведь провести независимую проверку феноменов временной и синхронной корреляций ВР – задача достаточно трудоемкая, проверить же вывод о том, что наблюдаемое отклонение ВР от теоретического не является следствием статистики, достаточно просто.

С точки зрения *истории* многолетних исследований, подытоженных в [1], стимулом для их проведения послужили как раз наблюдения, в которых якобы содержались намеки на существование первого феномена. В этом можно убедиться, ознакомившись, в частности, с послесловием к [1]. Однако определенная коллизия заключается в том, что с точки зрения *логической структуры* анализируемой работы (и это также следует отнести к ее недостаткам) окончательное доказательство истинности данного утверждения авторы связывают с якобы имеющими место наблюдениями временных и синхронных корреляций ВР. Тем не менее в качестве первого шага на пути независимой проверки предлагаю ознакомиться с результатами анализа поведения ВР в серии обычных испытаний, без исследования феноменов временной и синхронной корреляций. Появляется ли после его проведения желание продолжить независимую проверку других якобы наблюдаемых феноменов либо нет, читатель может судить сам.

1. Выборочная функция распределения

Экспериментальной установкой, использованной нами для построения ВР числа импульсов, регистрируемых при радиоактивном распаде, послужил головной образец радиометра ТИМ-110. Данное средство измерений имеет два блока детектирования, в каждом из которых установлен кремниевый детектор. Непосредственно под детектором размещается счетный образец, испускающий бета-излучение. Импульсы с блоков детектирования подаются через коммутатор на стандартный спектрометрический АЦП-712, установленный в крейте КАМАК. Информация с АЦП поступает на ПЭВМ и визуализируется на мониторе в графической и цифровой формах. В качестве источников излучения применялись два слабоактивных счетных образца, содержащих $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ в радио-

активном равновесии. В выбранном для измерений спектрметрическом окне средние значения числа импульсов, зарегистрированных за равные интервалы времени, равнялись 331 для первого и 55 для второго блоков детектирования. Измерения на обоих блоках детектирования выполнялись одновременно и начинались в одно и то же время суток в течение нескольких дней. Однако далее мы ограничимся анализом результатов, полученных на блоке детектирования, в который помещался образец со средним числом регистрируемых импульсов, равным 331, поскольку дальнейшие исследования, в том числе и проверка феноменов временной и синхронной корреляций, были приостановлены по причинам, описанным ниже.

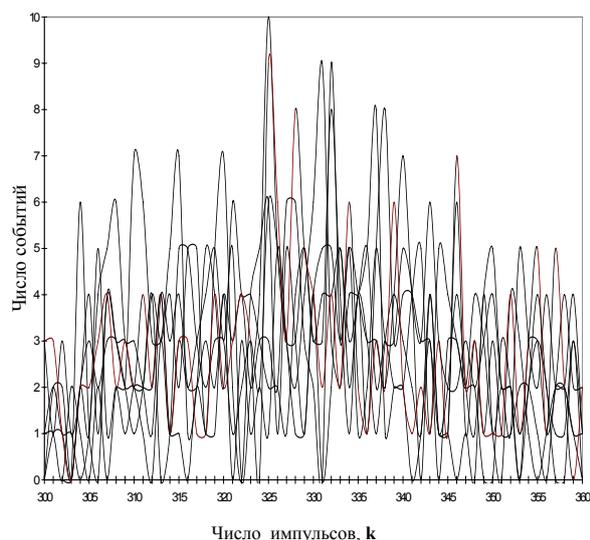


Рис. 1. Семь ВР для объема выборки $N = 200$

На рис. 1 изображены результаты семи циклов испытаний. Каждый цикл состоял из двухсот измерений числа импульсов, регистрируемых за равные интервалы времени, по 10 с каждый. На оси ординат указано число наблюдений данного значения k . Для наглядности изображения дискретные данные на рисунке аппроксимированы непрерывными кривыми. Как видим, ВР для каждого из циклов, включающего всего $N = 200$ испытаний, представляют собой фактически «шум» с максимальной амплитудой от 0 до 10 событий. Средние значения $\langle k \rangle_i$, наблюдаемые в каждом цикле ($i = 1, 2, \dots, 7$), весьма близки к величине $\langle k \rangle = 331$, измеренной по всей совокупности испытаний $N = 1400$. Как и должно быть, объем выборки $N = 200$ является достаточным для оценки среднего значения $\langle k \rangle$, но слишком мал для построения наглядного, достаточно гладкого ВР.

ВР, построенное по всей совокупности из 1400 испытаний, изображено на рис. 2. Данное экспериментальное распределение характеризуется значительными колебаниями в числе наблюдаемых событий, но уже позволяет провести наглядное графическое сравнение с теоретическим распределением, которое, как хорошо известно, в случае $\langle k \rangle \gg 1$ является распределением Гаусса, также изображенным на рис. 2 с нормировкой на объем выборки.

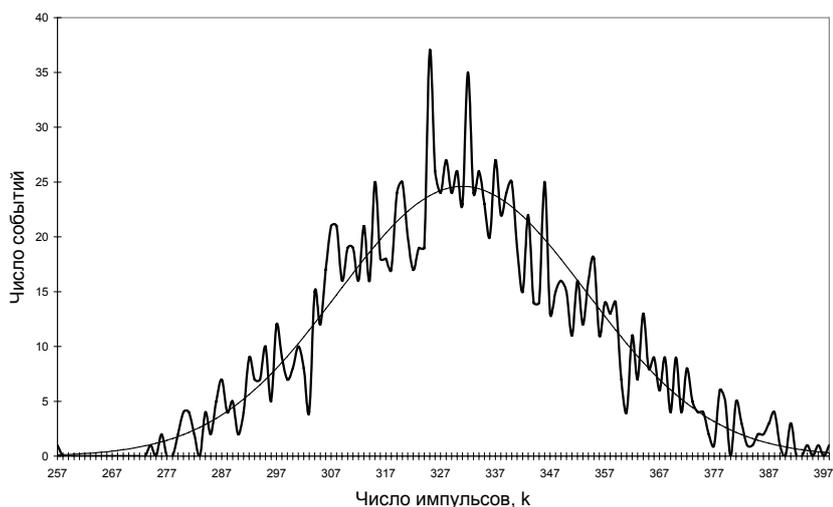


Рис. 2. ВР для объема выборки $N = 1400$

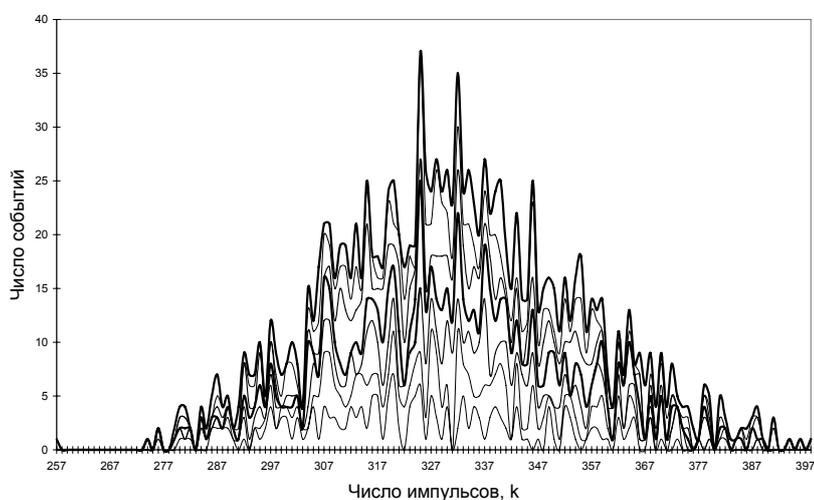


Рис. 3. Графики функций $ВР^1 \div ВР^7$

Наконец, на рис. 3 изображены «послойные», в терминологии [1], функции $ВР^j$, полученные на основе экспериментальных данных: только для первого цикла измерений – $ВР^1$ ($j = 1$; $N = 200$); данных для первого и второго циклов вместе – $ВР^2$ ($j = 2$; $N = j \times 200$) и т. д. В принятых здесь обозначениях функцией ВР, изображенной на рис. 2, является функция $ВР^j$ для $j = 7$.

2. Сопоставление данных

Сопоставим полученные результаты с данными, приведенными в [1]. Прежде всего отметим, что графики функций $ВР^j$, изображенные на рис. 3, аналогичны графикам на рис. 1–5 и 9, 10 работы [1], согласно которым мы должны были бы наблюдать следующие особенности в форме распределений:

«...и здесь получили дискретные, с несколькими экстремумами, распределения результатов измерений. Было показано, что эти распределения не являются тривиальными эффектами недостаточного числа измерений или каких-либо артефактов. *Наблюдалось... явно закономерное изменение их формы в последовательных опытах*» (здесь и далее выделено мной. – А. Г.);

«...закономерное изменение тонкой структуры гистограмм во времени... не объяснимо чисто математическими закономерностями».

Что ж, еще раз взглянем на рис. 3. Здесь тоже как бы наблюдается закономерное изменение формы BP^j в последовательных циклах измерений. Однако нетрудно показать, что это всего лишь следствие выбранного способа представления экспериментальных данных. Действительно, все результаты измерений можно представить в виде таблицы, строки которой нумеруются значениями числа зарегистрированных импульсов k в порядке их возрастания, а в столбцах записаны числа, соответствующие числу событий, в которых в данном измерительном цикле наблюдалось соответствующее значение k . В последнем столбце таблицы приведем суммарное число событий для каждого значения k , а в последней строке – суммарное число испытаний. Ясно, что для каждого измерительного цикла последняя величина будет равна установленному объему выборки $N = 200$ и только для последней колонки, описывающей всю совокупность проведенных испытаний, – величине $N = 1400$. В результате получим таблицу, приведенную ниже. Представление данных в таком виде эквивалентно, разумеется, их графическому представлению на рис. 3, на котором графику BP^j соответствует сумма результатов для каждого значения k по первым j циклам в таблице:

$$BP^j = \sum BP_i \quad (i = 1, 2, \dots, j; j \leq 7), \quad (2)$$

$$BP_i = i_{c_k}. \quad (3)$$

i -му измерительному циклу соответствует совокупность наблюдений, выполненных в определенный интервал времени. Графики функций BP_i – данные столбцов таблицы для i -го цикла – изображены выше на рис. 1. Причем возрастание номера цикла i строго соответствует временной последовательности выполнения измерительных циклов. Это дало основание авторам [1] постепенное «проявление» максимумов распределений на рисунках типа рис. 3 связать с наблюдением определенной закономерности изменения BP^j во времени. Но это иллюзия.

Переставим мысленно в произвольном порядке колонки в таблице, соответствующие измерительным циклам. В этом случае информация о последовательности выполнения циклов во времени будет, очевидно, полностью утрачена. Однако если данные модифицированной таким образом таблицы вновь изобразить графически в виде соответствующих функций BP^j , то на полученном изображении снова неизбежно возникнут те же самые максимумы, поскольку от произвольной перестановки колонок с данными циклов конечный результат всех проведенных наблюдений – последний столбец в таблице – не изменится. То, как при этом в деталях проявятся на изображениях модифицированных BP^j ($j = 1-6$) соответствующие максимумы итогового распределения BP^7 , так или чуть иначе, картину в целом не меняет: максимумы присутствуют в распределении BP^7 и, значит, неизбежно «вырастут» при любой перестановке колонок с данными по отдельным циклам измерений.

Таблица

Число импульсов k	Число наблюдений величины k в i -м цикле, $i e_k$							Сумма по всем i циклам (BP^7)
	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$	$i = 5$	$i = 6$	$i = 7$	
...
330	4	2	6	3	3	4	4	26
331	0	0	9	3	4	2	5	23
332	2	9	3	8	4	4	5	35
...
Всего:	200	200	200	200	200	200	200	1400

Поэтому утверждение авторов [1] о закономерностях проявления (роста) максимум BP^i во времени является иллюзией, обусловленной выбранным способом изображения экспериментальных данных. Максимумы, вроде, и проявляются по мере увеличения объема выборки все четче и четче (см. рис. 3), но этот рост – только следствие выбранного представления данных посредством функций BP^i и не имеет никакого отношения к действительной последовательности выполнения циклов наблюдений во времени.

Далее остановимся на особенностях итогового по семи циклам распределения BP^7 . Объясняются ли статистикой наблюдаемые отклонения полученного эмпирического распределения от теоретического? Разумеется, да! Действительно, среднее число событий наблюдения какого-либо значения k пропорционально объему выборки: $\langle e_k \rangle \sim N$, а амплитуда разброса значений BP от соответствующего теоретического распределения $\sim N^{1/2}$. Поэтому с увеличением объема выборки абсолютная амплитуда разброса числа наблюдаемых событий увеличивается, а относительная (при нормировке распределений на единицу) – уменьшается пропорционально $1/N^{1/2}$. Этой простой закономерности удовлетворяют как распределения, изображенные на рис. 1 и 2, так и приведенные на иллюстрациях в [1].

Таким образом, можно констатировать, что форма BP в зависимости от величины объема выборки изменяется в соответствии с известными статистическими закономерностями, а указанные в [1] аномалии – «...закономерное изменение тонкой структуры гистограмм во времени...» – результат неверной интерпретации экспериментальных данных. Сомнений в эргодичности рассмотренного процесса нет. Как же быть с феноменами временной и синхронной корреляций? Для обнаружения и исследования данных явлений авторами [1] применялся некий специализированный программный продукт, осуществляющий автоматический анализ наблюдаемых событий на ПЭВМ. Предполагаю, что источник якобы обнаруженных феноменов следует искать в алгоритмах и в принципах анализа событий, реализованных в указанном программном обеспечении.

3. К психологии научного творчества

В эксперименте всегда присутствуют объект исследования и субъект, которым является экспериментатор, осуществляющий наблюдение. Обычная процедура подтверждения достоверности экспериментального результата заключается в его независимой проверке. Таков общепризнанный стандарт исследовательской работы. Одновременно, фактически, проверяется и независимость наблюдаемого эффекта от личности экспериментатора: ведь всегда, когда есть субъект, имеется принципиальная возможность влияния на исход эксперимента такого фактора, как психологическое состояние наблюдателя. Действительно, при первом сообщении об обнаружении феномена мы либо *верим* представленному эмпирическому результату (ожидая, разумеется, его дальнейшего подтверждения в независимых экспериментах в целях подтверждения истинности), либо отвергаем как заведомо ложный. В последнем случае явно или неявно выдвигается одна из следующих гипотез о причинах ошибки, две из которых относятся не к предмету исследований, а к психологии наблюдателя:

1. Ложь – сознательно неверная интерпретация результатов наблюдений либо преднамеренное создание артефактов путем вмешательства в ход эксперимента.
2. Артефакт – эффект, обусловленный не природой исследуемого явления, а неучтенным влиянием аппаратуры и/или окружающих условий.
3. Ошибка – неверная интерпретация данных, некорректное выполнение эксперимента и/или применение неадекватных алгоритмов обработки экспериментальной информации либо все вышеперечисленное вместе взятое.
4. И наконец, интеллектуальная патология.

С последним случаем имеем дело, когда сталкиваемся с настойчивым предложением ознакомиться с идеей очередного *perpetuum mobile* и т. п. На противоположном полюсе ложь – трезвый, расчетливый обман в целях получения определенной выгоды. Отнесение некорректного экспериментального результата к артефакту либо к ошибке является достаточно субъективным решением. По сути, артефакт – та же ошибка. Граница между артефактом и ошибкой размыта. Артефактом (штатив-эффектом) называют ошибку, причина которой весьма и весьма нетривиальна.

Мне неизвестны истинные причины ошибок, допущенных авторами [1], и в данном конкретном случае я ни в коей мере не претендую на право проведения какого-либо анализа, выходящего за рамки теории измерений. Однако считаю необходимым поделиться несколькими замечаниями (касающимися одной из причин появления ошибочных результатов), возможно, заслуживающими внимания в связи с очевидным ростом в последние годы числа так называемых «нетрадиционных исследований». Речь идет о специфической ошибке, обусловленной особым психологическим состоянием наблюдателя.

Для многих исследователей путь в науку не является случайным. Тогда с выбором профессии связаны яркие переживания, в которых значительное место принадлежит эмоциям удивления и восторга, а также формированию, той или иной силы, образа интеллектуального героя. Однако научное творчество предъ-

являет к человеку повышенные требования и для многих первоначальный выбор оказывается тяжелой ношей. Наиболее просто возникший кризис разрешается в том случае, когда общество поощряет переход от одного вида деятельности к другому: от работы в области фундаментальных исследований к прикладной науке, от прикладной науки к технике и технологии и т. д. Осознать в кризисном состоянии свое истинное положение – не простая задача. Известно [2], что психическая энергия «неохотно оставляет когда-то занятые ей объекты». Когда личности с творческой установкой не удается адаптироваться к реальности, происходит одно из двух: либо она становится жертвой сомнительной идеи, либо происходит вытеснение первоначальной установки в область подсознания. В первом случае психическая энергия остается в распоряжении сознания, человек продолжает энергично работать, творческий накал может даже увеличиться; во втором – психическая энергия оказывается скованной вытесненной установкой и начинается мучительный процесс, сопровождающийся нарастанием настроений негативного содержания и определенной потерей работоспособности, степень которой определяется количеством энергии, находящейся в распоряжении вытесненной установки.

Длительность кризиса, его интенсивность изменяются в широких пределах. Творческий кризис может продолжаться месяцы и годы, а может растянуться на десятилетия, превратив человека в неудачника. В этот нелегкий период значительное влияние на судьбу может оказать формирование установки на «чудо». Ведь готовность современного человека встретить чудо, готовность поверить в него, все еще скрыта только тонким налетом рационализма. Во всяком случае это справедливо по отношению ко многим, если не к большинству из нас.

Если даже исходить из известной точки зрения, что «чудо» является иллюзией, корни которой лежат в инфантильных переживаниях [2], то, тем не менее, нельзя отрицать того обстоятельства, что ориентировка на чудо является мощным источником психической энергии, источником эмоций, в том числе и удивления, играющего значительную роль в эмоциональной жизни исследователя. Действительно, согласно [3], «Чудо – (θαμβος) = удивление, благоговение».

Как правило, имеет место бессознательная ориентировка на чудо. Причем, как и другие стремления, установка на чудо обладает полярными свойствами. Негативная составляющая заключена в этом случае в возможности культивирования инфантильного ожидания результата без адекватных затрат усилий – ожидание результата, получаемого по мановению волшебной палочки, которую осталось только найти. В любом случае жажда мучительна. Это стремление, его аромат прекрасно отражают следующие строки Александра Росткова («Чудо-птица»):

*Есть ли в нашей жизни Чудо,
Есть ли волшебство,
Есть ли счастье и откуда
Ожидать его?*

Когда человеком, в силу тех или иных обстоятельств, овладело такое настроение, тогда он и находится в том *особом* психологическом состоянии, кото-

рое мало подходит для естественнонаучного исследования. Сознание наблюдателя оказывается в этом случае под чрезмерным влиянием бессознательных сил, в результате чего одни факты могут получить гипертрофированное значение, другие – быть неосознанно упущены из поля зрения, контролируемого вниманием. Интересно, что указанное психологическое состояние небезопасно и для поисков в мире горнем – имеются в виду ошибочные действия, называемые в православии «прелестью», а также самочинное стремление к подвижничеству. Таким образом, в науке увлечение эмоциями может привести к ошибке в интерпретации эмпирических данных, в религии – к ошибочному толкованию индивидуального опыта. В обеих областях исследований *наблюдателю* необходимо иметь холодную голову. Но это уже тема сравнительной психологии научного и религиозного мышления.

Автор благодарит О. М. Луговскую, которая обратила его внимание на статью [1] и без чьего кропотливого труда и энтузиазма данная работа никогда не была бы выполнена, поскольку все 1400 измерений, анализируемые выше, проведены ею.

Автор выражает глубокую признательность В. Г. Барышевскому за внимание к данной работе и поддержку, которые тем бесценнее, чем далее мы отходим от среднестатистического состояния.

Литература

1. Шноль С. Э., Коломбет В. А., Пожарский Э. В. и др. // УФН. 1998. Т. 168, № 10. С. 1129–1140.
2. Фрейд З. Введение в психоанализ. М., 1995.
3. Полный церковно-славянский словарь протоирея Г. Дьяченко: Репринтное воспроизведение издания 1900 г. / Издательский отдел Московского патриархата. М., 1993.

ABOUT SUPERVISION OF DISCRETE CONDITION AT FLUCTUATION IN MACROSCOPIC SYSTEMS

A. O. Grubich

The analysis of phenomena [1] is carried out. The results [1] have not been substantiated. The explanation of behaviour of distributions [1] by illustrations is given. An influence of a psychological condition of the observer on result of experience is discussed.

Reference

1. Shnol S. E., Kolombet V. A., Pojarsky E. V. et. al. // Usp. Fiz. Nauk. 1998. Vol. 168, № 10. P. 1129–1140.

ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

ОБЪЕМНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. Г. Барышевский

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ – устройства, в которых релятивистские пучки электронов генерируют когерентное электромагнитное излучение) представляют собой чрезвычайно важное и активно развивающееся направление науки и техники. В настоящее время осуществлена генерация излучения в самых различных диапазонах длин волн: начиная от сантиметровых и кончая оптическими. Осуществляется проект рентгеновского ЛСЭ.

Независимо от типа ЛСЭ в основе его работы лежат два важнейших физических явления – явление индуцированного излучения и явление возникновения под влиянием излучения периодической модуляции (бунчировки) плотности электронного пучка (явление пучковой неустойчивости). Генерация в ЛСЭ возбуждается различными механизмами спонтанного излучения: магнитотормозным излучением в ондуляторе, излучением Смит – Парсела и Черенкова, излучением в лазерной волне. Но независимо от того, какой именно вид спонтанного излучения применяется в конкретном ЛСЭ, все приборы этого типа используют обратную связь, создаваемую или двумя параллельными зеркалами, расположенными на краях рабочей области, или одномерной дифракционной решеткой, в которой испускаемая и дифрагированная (отраженная) волны распространяются вдоль электронного пучка (одномерная распределенная обратная связь).

Хорошо известно, что любая излучающая система характеризуется ее спектром собственных колебаний и так называемым дисперсионным уравнением, описывающим в случае малых возмущений (линейный режим) возможные типы волн в системе и связь между частотой и волновым числом собственных колебаний системы. В случае ЛСЭ такое дисперсионное уравнение показывает, что в системе существуют связанные между собой электромагнитные волны и так называемые продольные волны электронной плотности. Тщательный анализ свойств этого дисперсионного уравнения показал [1], что дисперсионное уравнение для ЛСЭ в коллективном режиме совпадает с дисперсионным уравнением обычного усилителя бегущей волны [2] и коэффициент усиления ЛСЭ (инкремент неустойчивости электронного пучка) в условиях синхронизма волн пропорционален $\rho_0^{1/3}$, где ρ_0 – плотность электронного пучка.

В работе [3] было показано, что при движении релятивистского пучка электронов через кристалл (среду, обладающую пространственно-периодической диэлектрической проницаемостью) возможно выполнение условий, при которых появляется новая физическая закономерность, а именно: инкремент неустойчивости электронного пучка оказывается пропорциональным не $\rho_0^{1/3}$, а $\rho_0^{1/S+3}$, где

S – число возникающих в результате брэгговской дифракции в решетке излучаемых электромагнитных волн, а ρ_0 – плотность электронного пучка.

Указанная новая физическая закономерность позволила резко снизить плотности тока электронных пучков, необходимые для достижения порога генерации в рентгеновском лазере, что ранее представлялось совершенно невозможным. Следующий принципиально важный шаг был сделан в работе [4], в которой было показано, что эта новая физическая закономерность имеет место и при движении пучка в щели (в вакууме), созданной в дифракционной решетке на пути движения электронного пучка. Это обстоятельство сразу сняло все проблемы, связанные с многократным рассеянием электронов в веществе решетки, и перевело проблему создания генераторов когерентного электромагнитного излучения от сантиметрового до рентгеновского на основе новой физической закономерности (названных нами объемными лазерами на свободных электронах) в практическую плоскость.

В настоящее время объемные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ) являются чрезвычайно перспективной разновидностью ЛСЭ, способной обеспечить излучение в широкой области спектра, от сантиметрового до рентгеновского (см. [5–7]). Отличительной особенностью ОЛСЭ является использование в качестве объемных резонаторов одно-, двух- и трехмерных дифракционных решеток, обеспечивающих объемную распределенную обратную связь и, как следствие, возможность плавной перестройки частоты. Важно подчеркнуть, что даже одномерная дифракционная решетка может обеспечивать объемную (не одномерную) обратную связь, если угол брэгговской дифракции $\neq \frac{\pi}{2}$. Это приводит

к значительному изменению пороговых условий, и, при определенных условиях, ОЛСЭ обеспечивает более эффективный процесс излучения, чем обычный ЛСЭ, использующий одномерную распределенную обратную связь. Более того, благодаря возможности использования широких электронных пучков и дифракционных решеток больших объемов ОЛСЭ позволяет получать на многие порядки большие мощности излучения при существенно меньших размерах, чем обычные ЛСЭ.

Фактически на основе идеи создания ОЛСЭ возникает в настоящее время новая ветвь СВЧ, оптической и рентгеновской лазерной техники, позволяющая создавать генераторы, обеспечивающие плавную перестройку частоты в широкой области спектра и высокую мощность излучения. Первый ОЛСЭ начал работать в НИИ ЯП 20 апреля 2001 г. (см. статьи в данном сборнике).

Литература

1. *Gover A., Livni Z.* // Opt. Commun. 1978. Vol. 26. P. 375.
2. *Pierci J. R.* Travelling wave tubes. Princeton: Van Nostrand, 1950.
3. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // Phys. Lett. A. 1984. Vol. 102. P. 141.
4. *Барышевский В. Г.* // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299, № 6. С. 1363.
5. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250.
6. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. 358. P. 493.
7. *Baryshevsky V. G.* // LANL e-print archive physics/9806039.

VOLUME FREE ELECTRON LASERS

V. G. Baryshevsky

Free electron lasers (devices in which relativistic electron beam generates coherent electromagnetic radiation) take on special significance and are being developed actively worldwide. By now lasing is obtained in different wavelength ranges: from centimeter to visible. X-ray FEL is being developed.

Irrespective of the FEL type its work is based on two major physical phenomena: phenomenon of stimulated radiation and phenomenon of beam instability (i.e. appearance of periodic modulation of electron beam density under the action of radiation). FEL lasing is aroused by different types of spontaneous radiation, viz: magnetic bremsstrahlung in undulator, Smith-Purcell or Cherenkov radiation and so on. But regardless of type of spontaneous radiation applied for certain FEL lasing, all these devices use feedback, which is formed either by two parallel mirrors placed on the both sides of working area or by one-dimensional diffraction grating, in which incident and diffracted (reflected) waves move along electron beam (one-dimensional distributed feedback).

It is well known that each radiative system is defined by its natural oscillations spectrum and by the so-called dispersion equation, which in the case of small perturbations (linear regime) describes possible types of waves in system and relation between frequency and wave number of natural oscillations of system. In case of FEL this dispersion equation shows that tied electromagnetic waves and the so-called longitudinal waves of electron density exist in system. Thorough analysis of properties of this dispersion equation was done in [1]. It was shown there that:

- dispersion equation for FEL in collective regime coincides with that for conventional travelling wave tube amplifier (TWTA) [2];
- FEL gain (increment of electron beam instability) in conditions of waves synchronism is proportional to $\rho_0^{1/3}$, where ρ_0 is the electron beam density.

When an electron beam moves through a crystal (medium possessing spatially periodic permittivity) specific conditions can be fulfilled and new physical law appears [3]. According to this new law increment of electron beam instability is proportional to $\rho_0^{1/S+3}$ instead of $\rho_0^{1/3}$, where ρ_0 is the electron beam density and S is the number of waves ensuing from Bragg diffraction in grating.

This new physical law allows significant reducing of current density of electron beam necessary for achievement of generation threshold in X-ray FEL that have been seemed to be absolutely impossible before. The next fundamentally important step was done in [4]. It was shown there that the mentioned new physical law also exists when electron beam moves in a slit (in a vacuum) made in diffraction grating along the electron beam path. Thus all the problems evoked by multiple scattering of electrons in the grating matter were right off removed. So generators of coherent electromagnetic radiation on the basis of this new law become realizable. We call them volume free electron lasers (VFEL).

At present time volume free electron laser is an extremely perspective type of FEL capable to provide lasing in wide spectral range from centimeter to X-ray (see [5–7]). Using of one-, two- or three-dimensional diffraction grating as a volume resonator is a distinctive feature of VFEL. Volume resonators provide volume distributed feedback and, hence, possibility of smooth frequency tuning.

It is important to emphasize that even one-dimensional diffraction grating can produce volume (non one-dimensional) feedback if Bragg diffraction angle $\neq \frac{\pi}{2}$. Availability of volume distributed feedback results in significant change of threshold conditions and in certain case VFEL provides more effective lasing than conventional FEL using one-dimensional distributed feedback. Moreover, due to possibility of use of wide electron beams and large diffraction gratings VFEL allows obtaining of much higher radiation power at significantly less size.

Actually, new branch of microwave, optic and X-ray laser technics appears now on the base of VFEL idea. It allows to develop generators providing smooth frequency tuning and high power of radiation in wide spectral range. First lasing of volume free electron laser was obtained on the 20th of April 2001 in INP.

ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЪЕМНОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

**В. Г. Барышевский, К. Г. Батраков, А. А. Гуринович,
И. И. Ильенко, А. С. Лобко, В. И. Мороз,
П. Ф. Софронов, В. И. Столярский**

Одним из известных элементов лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), а также других типов генераторов является обратная связь, которая создается системой зеркал, или распределенная обратная связь, образуемая дифракцией волн в пространственно-периодической среде, при которых прямая и отраженная волны направлены вдоль одной прямой. Отличительной чертой объемного ЛСЭ (ОЛСЭ) является наличие неоднородной многоволновой объемной распределенной обратной связи (ОРОС). ОРОС одновременно выполняет две функции:

- обеспечивает более эффективную связь электромагнитной волны с электронным пучком за счет изменения закона дисперсии;
- является объемным распределенным зеркалом, удерживающим излучение в пространстве взаимодействия.

Впервые на возможность существенного изменения характера развития неустойчивости при движении электронного пучка в пространственно-периодической среде было указано в работах [1, 2]. В них получены и исследованы дисперсионные уравнения в условиях многоволновой дифракции и показано, что в области вырождения дифракционных корней возникает новый закон развития пучковой неустойчивости, резко изменяющий законы усиления и генерации электромагнитного излучения. В [1, 2] этот вывод был сделан на основании того, что инкремент неустойчивости в точке s -кратного вырождения корней пропорционален $\rho^{1/(3+s)}$, где ρ – плотность электронного пучка, и отличается от соответствующего инкремента для одноволновой системы $\rho^{1/3}$ (в данном случае считается, что точка, в которой совпадают n корней, является $n-1$ вырожденной). В работе [3] было показано, что этот вывод справедлив и при движении пучка в вакууме, вблизи периодической среды (или в вакуумной щели, созданной внутри периодической среды). В дальнейшем были найдены явные выражения для зависимости стартового тока от длины области взаимодействия в этих точках, эти результаты были впервые опубликованы в [4, 5]. Действие ОРОС универсально, и ее преимущества проявляются в широком диапазоне длин волн, от сантиметровых до рентгеновских [4–7]. В работе [7] для миллиметрового диапазона приведены данные по «холодному» моделированию электродинамических процессов в объемной дифракционной решетке. Было экспериментально подтверждено существование области, соответствующей чрезвычайно большой добротности системы в условиях возникновения двух сильных волн.

В настоящей работе представлены первые результаты генерации излучения ОЛСЭ в миллиметровом диапазоне. В исследуемом ОЛСЭ нерелятивистский

пучок движется в структуре, включающей в себя две плоские дифракционные решетки с разными пространственными периодами. Одна из решеток служит для генерации излучения за счет смит-парселловского механизма [8]. Вторая решетка создает распределенную обратную связь за счет брэгговской дифракции. Отметим, что генерация в стандартной нерелятивистской лампе бегущей волны с брэгговской связью на основной гармонике невозможна, так как длина излучаемой волны значительно превосходит период спирали (или гофрировки). Генерация в ОЛСЭ рассматриваемого типа впервые предложена в [9], где представлена теоретическая модель ее работы.

Основным функциональным элементом исследуемого ОЛСЭ является резонатор, образованный двумя латунными плоскими гофрированными дифракционными решетками и боковыми стенками. Поперечное сечение резонатора прямоугольное, постоянное по всей его длине. Размеры поперечного сечения могли изменяться в ходе экспериментов. Вывод излучения производился с выходных кромок элементов резонатора. Со стороны входа электронного пучка на решетках выполнены элементы отсечки волны в виде гладких плоских, прямоугольных в плане брусков.

Как было указано выше, дифракционные решетки, установленные в резонаторе, выполняли различные функции и имели различное исполнение. Взаимодействие одной из решеток (возбуждающей) с пучком приводило к генерации излучения Смит – Парселла. Другая решетка (резонансная) обеспечивала положительную распределенную обратную связь генерируемого излучения с пучком. Для обеспечения эффективной связи возбуждающей решетки с пучком расстояние между поверхностью возбуждающей решетки и пучком могло изменяться в процессе эксперимента вплоть до ввода возбуждающей решетки в пучок. Резонансные дифракционные решетки изготовлены таким образом, что они позволяют изменять частоту излучения за счет изменения ориентации штриха решетки относительно направления скорости пучка.

Исследования процессов генерации излучения выполнялись на экспериментальном стенде, функциональная схема которого изображена на рис. 1.

Ленточный электронный пучок, эмитируемый термоэлектронным катодом (вольфрам, активированный иридатами бария, кальция), формируемый в цилиндрической пушке Пирса, распространяется в резонаторе лазера в ведущем магнитном поле напряженностью ~ 3 кГс. Режим эмиссии пучка – импульсный, однополярный, форма импульса – синусоида с периодом 10 мс. Могла создаваться последовательность из двух или трех импульсов напряжения. Амплитуда импульсов напряжения могла изменяться в диапазоне от одного до 10 кэВ.

Генерируемое излучение выводится через вакуумноплотное радиопрозрачное окно (оргстекло) на детектор излучения (термисторный детектор М5-50 или измеритель мощности М3-22А) с шириной полосы детектируемого излучения 54–78 ГГц.

Системой измерения обеспечивались синхронная регистрация и последующий вывод осциллограммы на дисплей персонального компьютера и запись на диск следующих параметров: напряжение на катоде пушки, полный ток в цепи пушки, ток в обмотках магнита ведущего магнитного поля, ток осаждения электронов пучка на решетку возбуждения, сигнал с детектора СВЧ-излучения.

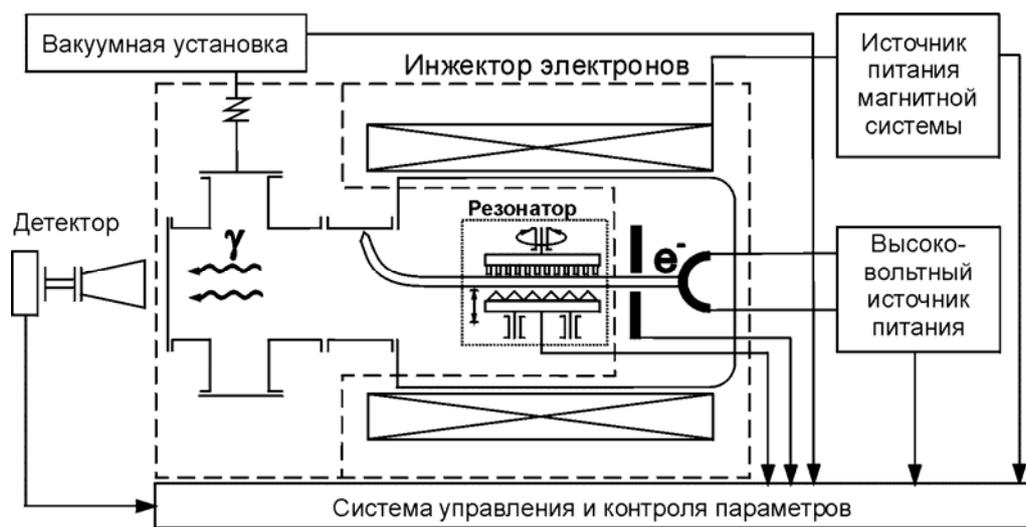


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда по изучению процессов генерации в ОЛСЭ

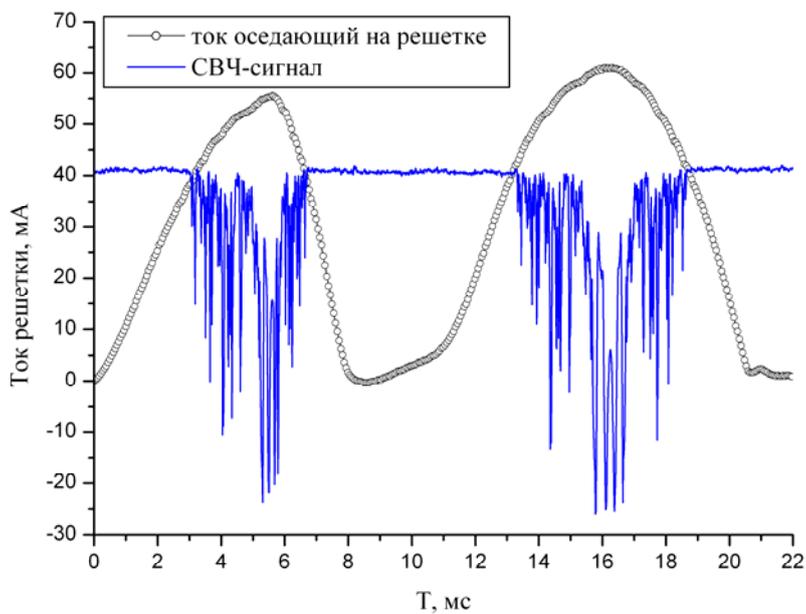


Рис. 2. Осциллограмма экспериментального наблюдения генерации ОЛСЭ. Плавная кривая характеризует изменения тока, кривая с мелкомасштабными изменениями характеризует наблюдаемый СВЧ-импульс

В результате проведенных исследований была зарегистрирована генерация СВЧ-излучения при энергии пучка ≥ 5 кэВ и следующих параметрах резонатора: длина резонатора – 100 мм; шаг дифракционной решетки возбуждения – 0,67 мм; шаг резонансной магнитной системы проводки электронного пучка дифракционной решетки – 3 мм; осциллограмма процесса приведена на рис. 2.

Непрерывная генерация излучения наблюдалась в диапазоне токов в цепи пушки начиная от ~ 35 мА. Для определения пороговых условий и характера генерации при заданной форме импульса напряжения уменьшался ток пучка путем уменьшения тока накала катода. Осциллограмма порогового режима генерации приведена на рис. 3. В таком режиме пики излучения соответствовали минимальному значению тока на решетке ~ 35 мА при напряжении $U \sim 5$ кВ.

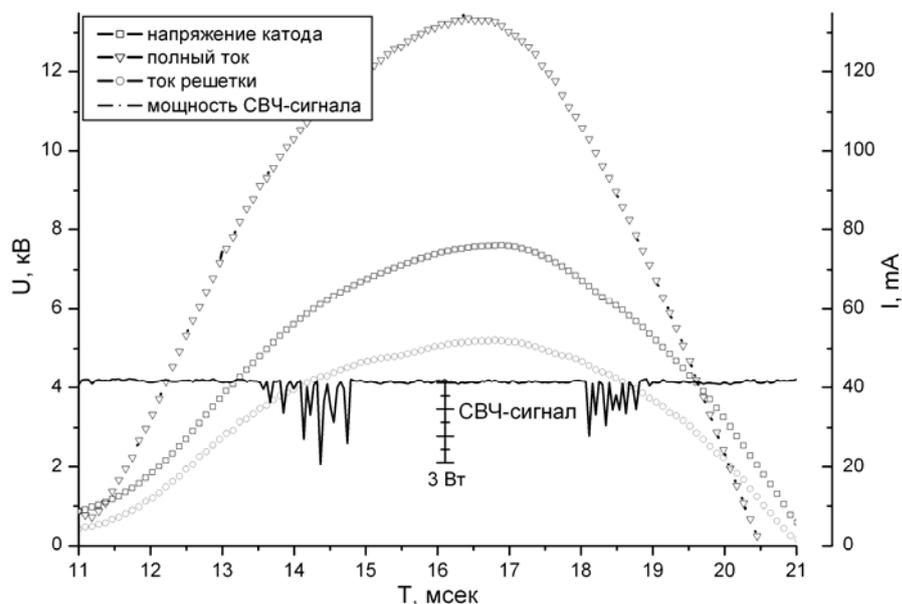


Рис. 3. Осциллограмма порогового режима генерации

Начало процесса генерации с энергии электронного пучка ~ 5 кэВ объясняется выбором шага дифракционных решеток. В результате при этих энергиях электронного пучка возбуждается наиболее высокодобротная мода. Именно поэтому при приближении тока к пороговым значениям область генерации сдвигается в узкую полосу вблизи 5 кВ. При больших значениях тока процесс развивается в области энергий 5–7,5 кВ, что может свидетельствовать о возбуждении следующих мод с меньшей добротностью, для которых рабочий ток превышает стартовый. В ряде экспериментов наблюдался световой импульс из зоны генерации.

Мощность импульса генерируемого излучения составляет 3–4 Вт. Учитывая тот факт, что электронный пучок имеет поперечный размер ~ 1 мм и в

процессе с электромагнитной волной эффективно участвует меньше его десятой части ($\delta \sim \frac{\lambda u}{4\pi c} < 0,1$ мм), КПД «работающей» части пучка составляет $\sim 10\%$.

Литература

1. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. 1985, № 2. С. 79.
2. Baryshevsky, Feranchuk I. D. // Phys. Lett. 1984. Vol. A102. P. 141.
3. Барышевский В. Г. // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299, № 6. С. 19.
4. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250.
5. Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Дубовская И. Я. // Вести АН БССР. Сер. физ.-тех. 1992, № 3. С. 99.
6. Baryshevsky V. G. // Nucl. Instrum. Meth. 2000. Vol. A445. P. 281.
7. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. A393. P. 71.
8. Smith S. L., Purcell E. M. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. P. 1069.
9. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Stolyarsky V. I. // Proc. of the 21th Intern. FEL Conf. 1999. P. II-37.

THE FIRST LASING OF VOLUME FREE ELECTRON LASER

**V. G. Baryshevsky, K. G. Batrakov, A. A. Gurinovich, I. I. Pienko,
A. S. Lobko, V. I. Moroz, P. F. Sofronov, V. I. Stolyarsky**

First lasing of volume free electron laser (VFEL) is observed. The generating system consists of two metal diffraction grating with different spatial periods. The first grating creates the conditions for Smith Purcell emission mechanism. The second grating provides the distributed feedback for emitted wave. The length of diffraction grating is 10 cm. Voltage impulse with a time duration ~ 10 ns had a sinusoidal form with the amplitude varied from 1 to ~ 10 kV. The measured microwave power reached the value of about 3–4 Wt in wavelength range $\lambda \sim 4$ mm. The peak current varied from 100 to 35 mA. The generation stopped at current value < 35 mA. When the current value was near the threshold current the generation was observed in narrow region of voltage $V \sim 5$ kV that coincided with theoretical prediction. At greater currents the generation took place in continuous range of voltage from 5 to 7.5 kV.

НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОБЪЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО–ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

К. Г. Батраков

В последние десятилетия наблюдается бурный прогресс в развитии ЛСЭ. В настоящее время экспериментально получена генерация в диапазоне от ультрафиолетового до далекого инфракрасного. Ведется разработка и создание промышленных ЛСЭ для химической промышленности, обработки поверхностей, спектрометрических исследований, обеспечения связи и ряда других применений. С другой стороны, в электронике за последние 50 лет были разработаны источники излучения в диапазоне длин волн от километров до миллиметров. В последнее время все более остро встают вопросы создания перестраиваемого в широком спектральном диапазоне источника когерентного излучения и ЛСЭ с высокой выходной мощностью (до десятка гигаватт). С нашей точки зрения, оптимальным для достижения этих целей является использование неустойчивости электронного пучка в условиях многоволновой объемной распределенной обратной связи (ОРОС). Перспективным выглядит развитие нового типа ЛСЭ – объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) [1] на основе такой неустойчивости. Объемная распределенная обратная связь в ОЛСЭ предоставляет дополнительные геометрические степени свободы, регулируя которые можно плавно перестраивать частоту генерации. Использование ОЛСЭ позволяет распределить выходную мощность излучения по большему объему, что решает проблему электрической прочности генератора и стойкости выводных окон. Идея использования ОРОС в ЛСЭ явилась логическим продолжением работ по обнаружению параметрического (квазичеренковского) рентгеновского излучения [2], предсказанного до этого теоретически в работах [3, 4]. Было показано, что в условиях динамической дифракции, происходящей в объемной пространственно-периодической структуре, возникают особые области параметров, соответствующие вырождению собственных значений электромагнитных мод и приводящие к новым закономерностям в развитии неустойчивости электронного пучка. В этих областях взаимодействие электронного пучка с электромагнитной волной происходит более эффективно и эффективность генерации увеличивается с увеличением количества волн, принимающих участие во взаимодействии с электронным пучком [5, 6]. Эффект имеет общий характер и проявляется при различных механизмах генерации в условиях объемной многоволновой дифракции (квазичеренковский [7, 8], излучение осциллятора [9]). При объемной многоволновой геометрии стартовый ток генерации уменьшается с увеличением количества участвующих во взаимодействии волн. Таким образом, при одном и том же токе электронного пучка за счет объемной геометрии можно уменьшить область взаимодействия, что приведет к компактизации системы. Принципы объемной распределенной связи имеют универсальный характер, независимо от спектрального диапазона. В работах [10, 11] применение ОРОС было исследовано в диапазоне спектра от инфракрасного до ультрафиолетового. Было показано,

что и при этих длинах волн объемная распределенная связь обладает преимуществами как в режиме работы усилителя, так и в генераторном режиме. Многообещающей выглядит перспектива использования ОРОС в диапазонах, традиционных для электроники СВЧ. В [12] исследовался ОЛСЭ с трехмерной ОРОС, работающий в миллиметровом диапазоне. «Холодный» эксперимент подтвердил перспективность использования трехмерной связи: была получена чрезвычайно высокая добротность объемного резонатора при параметрах, соответствующих условиям динамической дифракции [12]. Применение внешних брэгговских резонаторов приводит к дальнейшему уменьшению стартового тока и улучшению характеристик ОЛСЭ [13]. Вслед за работами [3–10] исследования по применению двумерной распределенной связи в миллиметровом диапазоне начиная с 90-х гг. проводились также нижегородской группой [14–16]. В этих работах рассматривается один из аспектов преимущества двумерной распределенной связи – синхронизация генерации в поперечном направлении для широкого ленточного электронного пучка (или кольцевого пучка большого радиуса). На наш взгляд, переход к ОЛСЭ и ОРОС в этом диапазоне имеет те же преимущества, что и в других диапазонах: 1) уменьшает стартовые токи и размеры излучателей; 2) позволяет плавно изменять частоту излучения; 3) эффективно осуществляет селекцию мод в сверхразмерных системах, так как выбором условий многоволновой дифракции можно жестко закрепить геометрию генерации.

Данная работа посвящена некоторым теоретическим аспектам развития неустойчивости в условиях ОРОС.

Дисперсионное уравнение неустойчивости электронного пучка

Одним из методов исследования процессов взаимодействия электромагнитного излучения с электронным пучком является метод дисперсионных уравнений. В общем случае многоволновой динамической дифракции дисперсионное уравнение, описывающее неустойчивость пучка в бесконечной пространственно-периодической среде, имеет следующий вид [7]:

$$\begin{vmatrix} D_{\sigma}^{(1)} & -\omega^2 \chi_1 & D_{\sigma\pi}^{(1)} & 0 & -\omega^2 (\vec{e}_{\sigma 1} \vec{e}_{\sigma 2}) \chi_2 \dots \\ -\omega^2 \chi_{-1} & D_{\sigma}^{(1)\tau} & 0 & D_{\sigma\pi}^{(1)\tau} & -\omega^2 (\vec{e}_{\pi 1} \vec{e}_{\pi 2}) \chi_2 \dots \\ D_{\sigma\pi}^{(1)} & 0 & D_{\pi}^{(1)} & -\omega^2 \chi_1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

где $D_{\sigma}^{(i)} = k^{(i)2} c^2 - \omega^2 \varepsilon_0^{(i)} + \frac{\omega_i^2}{\gamma} + \Gamma_{\sigma}^{(i)} ((\vec{k}^{(i)} - \vec{k}_o)^2 c^2 - (\omega - \omega_o)^2)$;

$D_{\sigma\pi}^{(i)} = \Gamma_{\sigma\pi}^{(i)} \{ (\vec{k}^{(i)} - \vec{k}_o)^2 c^2 - (\omega - \omega_o)^2 \}$; $\omega_i^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$ – квадрат лангмюровской частоты; γ – лоренц-фактор; n_e – плотность электронного пучка; ω – частота излучения; $\vec{k}^{(i)} = \vec{k} + \vec{\tau}_i$, $\vec{\tau}_i$ ($i = 1 \div n$) – векторы обратной решетки периодической структуры;

$$\Gamma_{\sigma,\sigma\pi}^{(i)} = \begin{cases} \frac{\omega_l^2}{\gamma} \frac{\Omega_{\sigma,\sigma\pi}^{(i)}}{(\omega - \vec{k}^{(i)}\vec{u} - \omega_o)^2 - \frac{\hbar^2 \{(\vec{k}^{(i)} + \vec{k}_o)^2 c^2 - (\omega - \omega_o)^2\}}{4m^2 c^2 \gamma^2}}, \\ \sqrt{\pi} \frac{\omega_l^2}{\gamma} \frac{\Omega_{\sigma,\sigma\pi}^{(i)}}{\delta_0^{(i)}} x^{(i)} \exp(-x^{(i)2}). \end{cases} \quad (2)$$

Первая формула справедлива в случае «холодного» электронного пучка, вторая – в случае «горячего» электронного пучка. Величины ω_o , \vec{k}_o , $\Omega_{\sigma,\sigma\pi}^{(i)}$ в (2) определяются механизмом генерации. Для квазичеренковского случая $\omega_o = 0$, $\vec{k}_o = 0$, $\Omega_{\sigma}^{(i)} = \frac{(\vec{u}\vec{e}_{\sigma}^{(i)})^2}{c^2}$, $\Omega_{\sigma\pi}^{(i)} = \frac{(\vec{u}\vec{e}_{\sigma}^{(i)})(\vec{u}\vec{e}_{\pi}^{(i)})}{c^2}$, $x^{(i)} = \frac{\omega - \vec{k}\vec{u} - \omega_o}{\sqrt{2}\delta_0}$. Для конкрет-

ности в дальнейшем будем рассматривать квазичеренковскую неустойчивость. Однако большинство полученных выражений будут справедливы для любого другого механизма излучения путем элементарной модификации выражения для Ω .

В отсутствие электронного пучка (1) переходит в обычное уравнение, описывающее процесс многоволновой динамической дифракции в пространственно-периодической среде [17]:

$$D^{(n)}(\vec{k}^{(1)}, \vec{k}^{(2)}, \dots, \vec{k}^{(n)}) = 0. \quad (3)$$

С учетом электронной составляющей дисперсионное уравнение, описывающее процесс взаимодействия системы «электронный пучок + излучение + периодическая среда», получается из уравнения (3) путем удлинения в $D^{(n)}(\vec{k}^{(1)}, \vec{k}^{(2)}, \dots, \vec{k}^{(n)})$ слагаемых

$k_i^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0^{(i)}$ до $k_i^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0^{(i)} + \frac{\omega_l^2}{\gamma} + \Gamma_i \{(\vec{k} + \vec{k}_o)^2 c^2 - (\omega - \omega_o)^2\}$, которые

включают в себя вклады в диэлектрическую проницаемость, обусловленные взаимодействием электронного пучка с электромагнитной волной. В качестве примера приведем дисперсионное уравнение для σ -поляризованной волны в двухволновом случае:

$$\begin{aligned} & \left(k^{(1)2} c^2 - \omega^2 \varepsilon_0^{(1)} + \omega_l^2 / \gamma + \Gamma_{\sigma}^{(1)} (k^{(1)2} c^2 - \omega^2) \right) \times \\ & \times \left(k^{(2)2} c^2 - \omega^2 \varepsilon_0^{(2)} + \omega_l^2 / \gamma + \Gamma_{\sigma}^{(2)} (k^{(2)2} c^2 - \omega^2) \right) - \omega^4 \chi_{\tau} \chi_{-\tau} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражения для $\Gamma_{\sigma}^{(i)}$ в (2) приведены для двух предельных случаев. 1) В режиме «холодного» электронного пучка электроны имеют одну скорость, или разброс по скоростям мал ($\frac{\vec{k}\Delta\vec{u}}{\Delta\omega} \ll 1$, где $\Delta\vec{u}$ – тепловой разброс электронного пучка по скоростям, $\Delta\omega$ – ширина линии излучения). Поэтому все электроны принимают участие во взаимодействии с электромагнитной волной. 2) В режиме «горячего» электронного пучка выполняется неравенство $\frac{\vec{k}\Delta\vec{u}}{\Delta\omega} \geq 1$, при этом

только часть пучка взаимодействует с электромагнитной волной.

В рамках рассматриваемых режимов можно провести дополнительную классификацию. Особое положение занимает область параметров, при которых на процесс генерации существенное влияние оказывает квантовая отдача электрона. Казалось бы, условием классичности процессов индуцированного черенковского (квазичеренковского) излучения является малость энергии фотона по сравнению с энергией электрона. Однако нетрудно показать, что это условие является недостаточным и квантовые эффекты могут оказывать существенное влияние на процесс генерации индуцированного излучения даже при выполнении условия $\frac{\hbar\omega}{E} \ll 1$. Чтобы продемонстрировать это утверждение, выпишем законы сохранения импульса и энергии для процессов испускания и поглощения фотона электроном:

$$\begin{aligned}\vec{p}_1 &= \vec{p} \mp \hbar\vec{k}, \\ E_{\vec{p}_1} &= E_{\vec{p}} \mp \hbar\omega.\end{aligned}\quad (5)$$

Подставив значение \vec{p}_1 из первого уравнения (5) во второе и учитывая связь между энергией и импульсом частицы, получим условия синхронизма в виде

$$\omega - \vec{k}\vec{u} \pm \frac{\hbar(k^2c^2 - (\vec{k}\vec{u})^2)}{2E_{\vec{p}}} = 0. \quad (6)$$

Таким образом, из (6) следует, что процесс излучения может иметь квантовый характер даже при выполнении условия $\hbar\omega / E_{\vec{p}} \ll 1$. Это происходит, если квантовая отдача превышает ширину линии излучения. В таких условиях центр в спектре линии излучения и центр в спектре поглощения отделены друг от друга. Поэтому процесс излучения не подавляется поглощением фотонов. Как результат, генерация в таком режиме развивается наиболее интенсивно.

Режимы неустойчивости и генерации ОЛСЭ

Несмотря на наличие решений $k_z(\omega)$ дисперсионного уравнения с отрицательными мнимыми частями, возможны различные варианты развития неустойчивости (вплоть до ее отсутствия). Напомним основные элементы теории неустойчивости, справедливые в случае бесконечной однородной среды [18]. Обозначим через $k_z^{(+)}(\omega)$ корни дисперсионного уравнения с асимптотическим поведением $\lim_{\text{Im}\omega \rightarrow +\infty} \text{Im}k_z^{(+)}(\omega) \rightarrow +\infty$, а через $k_z^{(-)}(\omega)$ – с асимптотикой

$\lim_{\text{Im}\omega \rightarrow +\infty} \text{Im}k_z^{(-)}(\omega) \rightarrow -\infty$. Неустойчивость развивается, если найдется хотя бы

один корень с поведением $\text{Im}k_z^{(+)}(\omega)|_{\text{Im}\omega=0} < 0$ или $\text{Im}k_z^{(-)}(\omega)|_{\text{Im}\omega=0} > 0$. В зависимости от величины параметров неустойчивость может иметь различный характер. При конвективной неустойчивости начальное возмущение не растет в каждой точке со временем, а сносится вдоль оси z . В этом случае может возникнуть стационарный режим, при котором заданное в некотором сечении оси

возмущение физических величин растет в положительном направлении z (при $\text{Im } k_z^{(+)}(\omega)|_{\text{Im } \omega=0} < 0$) или в отрицательном направлении ($\text{Im } k_z^{(-)}(\omega)|_{\text{Im } \omega=0} > 0$).

Если для каких-либо дисперсионных ветвей уравнение

$$k_z^{(-)}(\omega) = k_z^{(+)}(\omega) \quad (7)$$

имеет решение в комплексной области частот с $\text{Im } \omega > 0$, то реализуется абсолютная неустойчивость, при которой начальное возмущение растет во времени. В случае больших, но конечных размеров системы ($|\text{Im } k|L \gg 1$) условие на развитие неустойчивости видоизменяется – абсолютная неустойчивость возникает, если уравнение

$$\text{Im } k_z^{(-)}(\omega) = \text{Im } k_z^{(+)}(\omega) \quad (8)$$

имеет решение с положительным знаком мнимой части $\text{Im } \omega > 0$ (во всех рассуждениях, приведенных выше, считается, что возмущение развивается по закону $\sim \exp(-i\omega t + ik_z z)$). Физическая причина изменения условия развития неустойчивости (7) на (8) в случае конечной системы заключается в появлении эффекта отражения волн от границ. Ниже будет показано, что аналогичное условие на развитие абсолютной неустойчивости возникает и для пространственно-периодической среды. В этом случае отражение происходит на плоскостях, образующих пространственно-периодическую структуру.

Проиллюстрируем вышесказанное на примере параметрической неустойчивости «горячего» электронного пучка в пространственно-периодической среде. В случае двухволновой динамической дифракции дисперсионное уравнение (4), описывающее неустойчивость электронного пучка, сводится к виду

$$\left(k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0 + i\omega^2 G^{(t)}\right) \left(k_z^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0\right) - \omega^4 \chi_\tau \chi_{-\tau} = 0. \quad (9)$$

Здесь $G^{(t)} = -\frac{\sqrt{\pi}}{\gamma} \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \frac{(\bar{u}\bar{e})^2}{u^2} \frac{k^2 c^2 - \omega^2}{\delta_0^2} x^{(t)} \exp(-x^{(t)2})$; $\delta_0^2 = k_x^2 \psi_x^2 + k_y^2 \psi_y^2 + k_z^2 \psi_z^2$;

$x^{(t)} = (\omega - \bar{k}\bar{u})/(\sqrt{2}\delta_0)$. При получении уравнения (9) считается, что черенковскому условию удовлетворяет только волновой вектор \vec{k} , а дифрагированная волна не удовлетворяет этому условию. Перепишем (9) в виде

$$\begin{aligned} & \left(k_z - \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - k_\perp^2}\right) \left(k_z + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - k_\perp^2}\right) \times \\ & \quad \times \left(k_z + \tau_z - \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp)^2}\right) \times \\ & \quad \times \left(k_z + \tau_z + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp)^2}\right) - \frac{\omega^4}{c^4} \chi_\tau \chi_{-\tau} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

В области брэгговской дифракции уравнение (10) можно приближенно переписать как

$$(k_z - k_{1z}^{(0)})(k_z - k_{2z}^{(0)}) - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{r}{4\gamma_0\gamma_1\varepsilon_0} = 0. \quad (11)$$

В уравнении (11)

$$k_{1z}^{(0)} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - k_{\perp}^2}, \quad r = \chi_{\tau}\chi_{-\tau}.$$

$$k_{2z}^{(0)} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - (\bar{k}_{\perp} + \bar{\tau}_{\perp})^2 - \tau_z} & \text{— в геометрии Лауэ,} \\ -\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 - iG^{(t)}) - (\bar{k}_{\perp} + \bar{\tau}_{\perp})^2 - \tau_z} & \text{— в геометрии Брэгга.} \end{cases}$$

Решение уравнения (9) в этих обозначениях имеет следующий вид:

$$k_{z1,2} = \frac{k_{z1}^{(0)} + k_{z2}^{(0)}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{k_{z1}^{(0)} - k_{z2}^{(0)}}{2}\right)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{r}{4\gamma_0\gamma_1\varepsilon_0}}. \quad (12)$$

Нетрудно убедиться, что в случае геометрии Лауэ (косинусы углов, образуемые волновыми векторами с осью z, $\gamma_0 > 0$, $\gamma_1 > 0$) обе ветви решений относятся к типу $k_z^{(+)}(\omega)$ (при этом учитывается асимптотическое поведение величин $r(\omega \rightarrow \infty) = 0$ и $\varepsilon_0(\omega \rightarrow \infty) = 1$). Таким образом, в геометрии Лауэ речь может идти лишь о конвективной неустойчивости, при которой возмущение сносится в положительном направлении оси z. Инкремент усиления в этом случае равен:

$$\text{Im } k_{z1,2} = -\frac{k}{4\sqrt{\varepsilon_0}\gamma_0} \left\{ G_{1,2}^{(t)} \left(1 \pm \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}} \right) - \chi_0'' \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \beta \pm \frac{\zeta(1-\beta)}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}} \pm \frac{\beta\omega}{2c} \frac{r''}{\sqrt{\varepsilon_0}\chi_0''\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}} \right] \right\}. \quad (13)$$

В уравнении (13) $\zeta = \frac{k_{z1}^{(0)} - k_{z2}^{(0)}}{2}$, $\varepsilon'_0 = \text{Re } \varepsilon_0$, $r' = \text{Re } r$, $r'' = \text{Im } r$,

$\chi_0'' = \text{Im } \chi_0$, $\beta = \frac{\gamma_0}{\gamma_1}$ — фактор асимметрии дифракции. Усиление имеет место,

когда хотя бы один корень дисперсионного уравнения содержит мнимую часть (13) с отрицательным знаком.

Более интересная ситуация возникает в геометрии Брэгга, когда волновые векторы прямой и дифрагированной волн имеют разный знак проекции на направление оси z ($\gamma_0\gamma_1 < 0$). В этом случае решение (12) со знаком «+» перед

квадратным корнем относится к типу $k_z^{(+)}(\omega)$, а со знаком «-» – к типу $k_z^{(-)}(\omega)$ (квадратные корни $\sqrt{\quad}$ понимаем в арифметическом смысле). Отсюда следует, что в брэгговской геометрии дифракции при определенных условиях становится возможным развитие абсолютной неустойчивости. Определим значение временного инкремента в области, далекой от вырождения. Производя в уравнении (8) разложение по малым параметрам $\omega\chi_0''/(c\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)})$ и $\omega''/(c\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)})$, получим:

$$\omega'' = \frac{\omega}{4(1-\beta)} \left\{ G_1^{(+)} + G_2^{(+)} + \frac{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}}{\zeta} (G_1^{(+)} - G_2^{(+)}) \right\} - \frac{\omega}{4} \chi_0'' \left\{ 1 + \frac{\beta\omega r''}{c(1-\beta)\zeta\sqrt{\varepsilon_0} |\chi_\tau|} \right\}. \quad (14)$$

Так как выражение (14) справедливо вдали от вырождения корней, то в синхронизме с электронным пучком находится только одна из двух волн. При этом на ζ накладывается условие

$$\zeta = \frac{\gamma_0}{2su_z} \left(\beta \frac{\omega^2}{4c^2 \varepsilon'_0} \frac{u_z^2}{\gamma_0^2} r' - s^2 \right), \quad (15)$$

где $s = \omega - \bar{k}_\perp \bar{u}_\perp - k_{z1}^{(0)} u_z$. Если величина параметра

$$f = \frac{\gamma_0}{2su_z} \left(\beta \frac{\omega^2}{4c^2 \varepsilon'_0} \frac{u_z^2}{\gamma_0^2} r' + s^2 \right) \quad (16)$$

больше нуля ($f > 0$), то условию синхронизма удовлетворяет волна с волновым числом k_{z1} и генерация излучения происходит на попутной волне (режим ЛБВ – лампы бегущей волны). В противоположном случае ($f < 0$) черенковскому синхронизму отвечает волна с волновым вектором k_{z2} и генерация осуществляется на встречной волне (режим ЛОВ – лампы обратной волны). Для этих двух физически различных случаев неустойчивость описывается инкрементами: при $f > 0$

$$\omega'' = \frac{\omega}{4(1-\beta)} \left\{ G_1^{(+)} \left(1 + \frac{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}}{\zeta} \right) \right\} - \frac{\omega}{4} \chi_0'' \left\{ 1 + \frac{\beta\omega r''}{c(1-\beta)\zeta\sqrt{\varepsilon_0} |\chi_\tau|} \right\}, \quad (17a)$$

при $f < 0$

$$\omega'' = \frac{\omega}{4(1-\beta)} \left\{ G_2^{(+)} \left(1 - \frac{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r'/(c^2 \varepsilon'_0)}}{\zeta} \right) \right\} - \frac{\omega}{4} \chi_0'' \left\{ 1 + \frac{\beta\omega r''}{c(1-\beta)\zeta\sqrt{\varepsilon_0} |\chi_\tau|} \right\}. \quad (17b)$$

Если параметры пучка и мишени таковы, что $\omega'' < 0$, то абсолютная неустойчивость отсутствует. При этом возможен режим стационарного усиления: для $f > 0$

$$\text{Im } k_{z1} = -\frac{k}{4\sqrt{\varepsilon_0}\gamma_0} \left\{ G_1^{(t)} \left(1 + \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} \right) - \chi_0'' \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \beta + \frac{\zeta(1-\beta)}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} + \frac{\beta\omega}{2c} \frac{r''}{\sqrt{\varepsilon_0}\chi_0'' \sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} \right] \right\}, \quad (18a)$$

для $f < 0$

$$\text{Im } k_{z2} = -\frac{k}{4\sqrt{\varepsilon_0}\gamma_0} \left\{ G_2^{(t)} \left(1 - \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} \right) - \chi_0'' \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \beta - \frac{\zeta(1-\beta)}{\sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} - \frac{\beta\omega}{2c} \frac{r''}{\sqrt{\varepsilon_0}\chi_0'' \sqrt{\zeta^2 + \beta\omega^2 r' / (c^2 \varepsilon'_0)}} \right] \right\}. \quad (18b)$$

При $f > 0$ и $\text{Im } k_{z1} < 0$ усиление происходит на попутной волне в положительном направлении оси z . При $f < 0$ и $\text{Im } k_{z2} > 0$ имеет место усиление на встречной волне в отрицательном направлении оси z . Если $\text{Im } k_{z1} > 0$ и $\text{Im } k_{z2} < 0$, то развития неустойчивости не происходит.

Исследуем теперь вопрос о характере неустойчивости в точке вырождения корней дифракционного вырождения ($f = 0$). Этой области отвечает режим генерации, являющийся промежуточным между усилением на попутной и встречной волнах (режим ЛОВ–ЛБВ). В области вырождения корней параметр, описывающий отстройку от условий дифракции, равен $\zeta = \omega\sqrt{-\beta r' / (2c\sqrt{\varepsilon_0})}$. В области вырождения из уравнения (6) получается значение инкремента:

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta)} \left(G^{(t)} - \chi_0''(1-\beta) \pm \sqrt{-\frac{\beta}{r'} r''} \right). \quad (19)$$

Если абсолютная неустойчивость не развивается ($\omega'' < 0$), для проверки возможности возникновения конвективной неустойчивости выпишем значения мнимых частей корней дисперсионного уравнения в точке вырождения дифракционных корней:

$$\text{Im } k_{z1,2} = \frac{k}{4\sqrt{\varepsilon_0}\gamma_0} \left\{ \chi_0''(1+\beta) - G^{(t)} \pm \sqrt{\sqrt{-\beta r'} \left(\chi_0''(1-\beta) \mp \sqrt{-\frac{\beta}{r'} r''} - G^{(t)} \right)} \right\}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что в случае, когда параметры таковы, что система находится в подпороговой области вблизи выполнения пороговых условий, функ-

циональная зависимость инкремента от плотности электронов имеет вид, аналогичный функциональной зависимости от плотности пучка в области, далекой от вырождения. Если же система находится в области, далекой от порога, то знак мнимой части определяется знаком квадратного корня в выражении (20), при этом $\text{Im}k_{z1} > 0$ и $\text{Im}k_{z2} < 0$. Таким образом, конвективная неустойчивость в данном случае отсутствует и в этой области параметров реализуется режим непропускания.

При вырождении корней излучение сильнее задерживается в области взаимодействия и, как будет показано ниже, при определенных условиях это положительно сказывается на условиях генерации. Одной из причин сильной задержки излучения при вырождении корней в геометрии Брэгга является возможность существенного уменьшения групповой скорости волны:

$$v_{grz} \cong \frac{2\gamma_0 c}{\sqrt{\varepsilon_0} \left(1 + \beta \pm (1 - \beta) \zeta / \sqrt{\zeta^2 + \beta \omega^2 r' / (4c^2 \varepsilon_0)} \right)}. \quad (21)$$

Из (21) следует, что в точках вырождения групповая скорость стремится к нулю $v_{grz} \xrightarrow{\zeta \rightarrow \pm \sqrt{-\beta r' / (2\sqrt{\varepsilon_0})}} 0$. Выше анализ характера неустойчивости был проведен на основании исследования асимптотического поведения корней $k_z(\omega)$ в комплексной области частот. В литературе, посвященной исследованию различных типов неустойчивости, часто используется менее строгий, но более физически наглядный способ анализа, основанный на определении направления групповой скорости волны относительно оси z . В рассмотренном выше случае брэгговской геометрии волна с волновым числом k_{z1} имеет групповую скорость $v_{grz} > 0$, соответственно эта волна распространяется в положительном направлении оси z . Волна с волновым числом k_{z2} распространяется в положительном направлении ($v_{grz} > 0$) при геометрии дифракции типа Лауэ и в отрицательном направлении ($v_{grz} < 0$) при геометрии дифракции типа Брэгга. В этих терминах критерий существования конвективной неустойчивости выглядит следующим образом:

$$v_{grz} \text{Im}k_z(\omega) < 0. \quad (22)$$

Очевидно, что в случае, рассмотренном выше, две процедуры исследования приводят к одинаковому результату. Именно поэтому режим с $f > 0$ можно назвать генерацией на попутной волне ($v_{grz} > 0$), а при $f < 0$ – генерацией на встречной волне.

Для «холодного» электронного пучка анализ развития неустойчивости проводится аналогично. Остановимся вкратце на тех особенностях «холодного» режима генерации, которые отсутствуют для «горячего» пучка. Для этого перепишем уравнение (4) для случая, когда электроны находятся в резонансе с прямой волной:

$$\begin{aligned} & \left[(\omega - \bar{k}\bar{u})^2 - \frac{\hbar^2 (k^2 c^2 - \omega^2)^2}{4m^2 c^4 \gamma^2} \right] \{ (k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0)(k_\tau^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) - \omega^4 r \} = \\ & = -\frac{\omega_l^2}{\gamma} \left(\frac{\bar{u}\bar{e}}{c} \right)^2 (k^2 c^2 - \omega^2)(k_\tau^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0). \end{aligned} \quad (23)$$

Существенным отличием «холодного» режима является беспороговый характер генерации, заключающийся в том, что при любом, даже очень большом, значении коэффициента поглощения, неустойчивость будет развиваться. При этом для большого поглощения излучения значение инкремента в классическом случае, когда квантовая отдача электрона незначительна, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{Im } k_z = -k \times \\ \times \sqrt{\frac{\omega_l^2 u^2 \left(r' + \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} \chi_0' \right) \left(\chi_0' + \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} - \gamma^{-2} \right) \left(\frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} - \gamma^{-2} \right)}{\gamma \omega^2 u_z^2 \chi_0'' (-\alpha - r'' / \chi_0'')} }. \end{aligned} \quad (24a)$$

В квантовом режиме излучения

$$\text{Im } k_z = -k \frac{\omega_l^2 u^2 r' \left(r' + \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} \chi_0' \right) \left(\chi_0' + \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} - \gamma^{-2} \right)}{u_z \omega^3 \frac{\hbar}{mc} (-\alpha - r'' / \chi_0'') \chi_0''}. \quad (24b)$$

Все полученные выражения для инкрементов квазичеренковской неустойчивости справедливы в области параметров отклонения Брэгга α таких, что

$$\theta^2 = \chi_0' + \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r'}}{2} - \beta^{-2} \gamma^{-2} > 0. \quad (25)$$

В области рентгеновских длин волн, вдали от линии поглощения, величина $\chi_0' < 0$ и условию (25) удовлетворяет только одна ветвь со знаком «+». В принципе даже для нерелятивистских или слабoreлятивистских скоростей электронов условие (25) может выполняться. Для этого требуется большое отклонение от условий дифракции Брэгга. В результате вместо динамической дифракции развивается кинематическая со слабой дифрагированной волной. Амплитуды остальных волн будут иметь порядок малости $\sim |\chi_n|/|\alpha|$. В частности, такая ситуация имеет место при смит-парселловском механизме излучения.

Влияние конечности области взаимодействия на процесс развития неустойчивости в пространственно периодических средах

В предыдущем параграфе были получены дисперсионные уравнения и исследован характер неустойчивости электронного пучка в бесконечной среде. Учет ограниченности области взаимодействия приводит к ряду новых особенно-

стей в процессе протекания генерации. С одной стороны, излучение может уходить из области взаимодействия, тем самым срывая процесс генерации. С другой стороны, эффект отражения волн на границах области взаимодействия может возвращать волну в область генерации, задерживая электромагнитную волну и обеспечивая переход от конвективной к абсолютной неустойчивости. Режим взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной зависит от длины системы. Так, если однопроходной коэффициент усиления Γ удовлетворяет условию $\Gamma \gg 1$, то процесс взаимодействия протекает как в бесконечной среде (режим сильного усиления) и возмущение экспоненциально возрастает с ростом длины области взаимодействия. При выполнении обратного неравенства реализуется режим слабого усиления. В этом случае зависимость однопроходного коэффициента усиления от размера носит осциллирующий характер (электроны в зависимости от фазовых условий либо излучают, либо поглощают излучение). Как результат, развитие неустойчивости происходит не так, как в бесконечной среде. В случае малых размеров области взаимодействия для обеспечения режима генерации необходимо принятие дополнительных мер для удержания излучения. Стандартными системами, выполняющими эти функции, являются резонаторы Фабри – Перо, образованные системой зеркал.

Объемная распределенная дифракционная система является эффективным объемным резонатором, причем такая система выполняет сразу несколько функций: во-первых, дифракционная структура играет роль эффективного распределенного зеркала, удерживающего излучение в области взаимодействия с электронным пучком; во-вторых, ОРОС изменяет дисперсионные характеристики среды, в частности модифицируется показатель преломления – изменяется фазовая скорость и изменяется групповая скорость, – т. е. изменяется скорость движения волнового пакета в такой среде.

Итак, пусть электронный пучок, обладающий средней скоростью \vec{u} , падает на плоскопараллельную пластинку толщиной L . На рис. 1 изображены две схемы взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем в геометриях дифракции Лауэ и Брэгга.

Начнем рассмотрение со случая «горячего» пучка. Выпишем поле в системе

$$a\vec{e} \exp(i\vec{k}\vec{r}) + b\vec{e}_\tau \exp(i\vec{k}_\tau\vec{r}), \quad (\text{I})$$

$$\sum_i c_i \exp(i\vec{k}_i\vec{r})(\vec{e} + s_i\vec{e}_\tau \exp(i\vec{\tau}\vec{r})), \quad (\text{II})$$

$$f\vec{e} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \exp(-ik_z L) + g\vec{e}_\tau \exp(i\vec{k}_\tau\vec{r}) \exp(-ik_z L), \quad (\text{III}) \quad (26a)$$

$$a\vec{e} \exp(i\vec{k}\vec{r}) + g\vec{e}_\tau \exp(i\vec{k}_\tau^{(-)}\vec{r}), \quad (\text{I})$$

$$\sum_i c_i \exp(i\vec{k}_i\vec{r})(\vec{e} + s_i\vec{e}_\tau \exp(i\vec{\tau}\vec{r})), \quad (\text{II})$$

$$f\vec{e} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \exp(-ik_z L) + b\vec{e}_\tau \exp(i\vec{k}_\tau^{(-)}\vec{r}) \exp(ik_z L). \quad (\text{III}) \quad (26б)$$

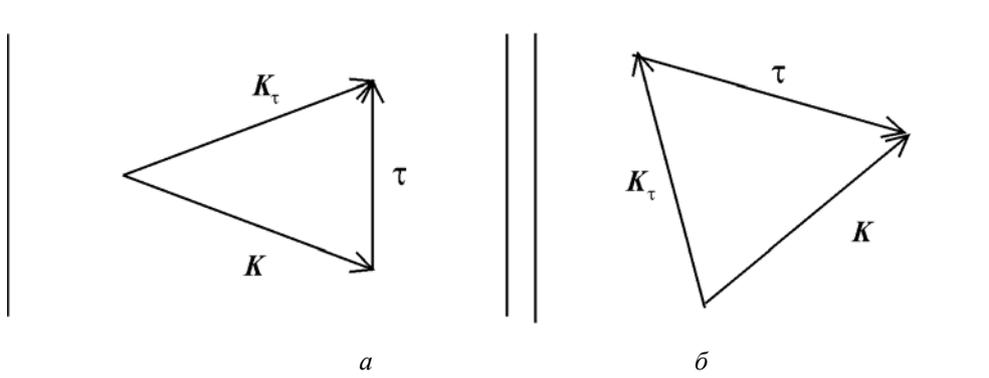


Рис. 1. Геометрия двухволновой дифракции Лауэ (а), \vec{k}, \vec{k}_τ – волновые векторы прямой и дифрагированной волн, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки периодической структуры, проекции обоих волновых векторов на направление нормали к поверхности имеют одинаковый знак, и геометрия двухволновой дифракции Брэгга (б), \vec{k}, \vec{k}_τ – волновые векторы прямой и дифрагированной волн, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки периодической структуры. Проекция волновых векторов на направление нормали к поверхности имеют разный знак

Поле в (26а) записано для геометрии дифракции Лауэ, в (26б) – для геометрии дифракции Брэгга. Римскими цифрами (I) и (III) обозначены области до и после объема взаимодействия. Цифрой (II) обозначена область взаимодействия. В этих уравнениях введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \vec{k} &= (k_z, \vec{k}_\perp), \quad k_z = \sqrt{\omega^2 / c^2 - k_\perp^2}, \quad \vec{k}_\tau = (k_\tau, \vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp), \\ k_\tau &= \sqrt{\omega^2 / c^2 - (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp)^2}, \\ \vec{k}_\tau^{(-)} &= (-k_\tau, \vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp), \\ k_{z1,2} &= k_{0z} + \frac{\omega}{4c\gamma_0} \left\{ (l + iG^{(t)} \pm \sqrt{(l + iG^{(t)} - \beta l_1)^2 + 4\beta r}) \right\} - \end{aligned}$$

два решения дисперсионного уравнения, описывающего неустойчивость пучка в «горячем» режиме; \vec{e} и \vec{e}_τ – единичные векторы поляризации излучения для прямой и дифрагированной волн двухволновой дифракции. При записи полей (26а) и (26б) считаем, что на систему «электронный пучок + периодическая среда» извне падают волны с частотой ω вдоль направлений волновых векторов \vec{k} и \vec{k}_τ с амплитудами полей a и b соответственно. В случае геометрии Лауэ эти волны падают с одной стороны, а в случае геометрии Брэгга – с противоположных сторон. Для полного задания полей (26а) и (26б) необходимо определить неизвестные коэффициенты c_i , f и g . С этой целью произведем сшивку на границах области взаимодействия:

$$\begin{aligned}
a &= c_1 + c_2, \\
b &= s_1 c_1 + s_2 c_2, \\
c_1 \exp(ik_{1z}L) + c_2 \exp(ik_{2z}L) &= f, \\
s_1 c_1 \exp(ik_{1z}L) + s_2 c_2 \exp(ik_{2z}L) &= g.
\end{aligned} \tag{27a}$$

$$\begin{aligned}
a &= c_1 + c_2, \\
b &= s_1 c_1 \exp(ik_{1z}L) + s_2 c_2 \exp(ik_{2z}L), \\
c_1 \exp(ik_{1z}L) + c_2 \exp(ik_{2z}L) &= f, \\
s_1 c_1 + s_2 c_2 &= g.
\end{aligned} \tag{27б}$$

$s_i = \frac{\omega^2 \chi_{-\tau}}{[(\bar{k}_i + \bar{\tau})^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0]}$ – коэффициенты связи дифрагированной и прямой волн

в i -й моде. В (27а) первое и второе уравнения отвечают непрерывности прямой и дифрагированной волн на границе $z = 0$, а третье и четвертое – на границе $z = L$. В (27б) первое и третье уравнения получаются из условия непрерывности прямой волны на границах $z = 0$ и $z = L$, а второе и четвертое – из непрерывности дифрагированной волны при $z = L$ и $z = 0$ соответственно. В результате получаются следующие выражения для амплитуд полей в области взаимодействия:

$$c_1 = \frac{s_2 a - b}{s_2 - s_1}, \quad c_2 = \frac{b - s_1 a}{s_2 - s_1}, \tag{28a}$$

$$c_1 = \frac{s_2 \exp(ik_{2z}L)a - b}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)}, \quad c_2 = \frac{b - s_1 \exp(ik_{1z}L)a}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)} \tag{28б}$$

и для амплитуд выходящих полей вне области взаимодействия:

$$\begin{aligned}
f &= \frac{s_2 \exp(ik_{1z}L) - s_1 \exp(ik_{2z}L)}{s_2 - s_1} a + \frac{\exp(ik_{2z}L) - \exp(ik_{1z}L)}{s_2 - s_1} b, \\
g &= s_1 s_2 \frac{\exp(ik_{2z}L) - \exp(ik_{1z}L)}{s_2 - s_1} a + \frac{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)}{s_2 - s_1} b.
\end{aligned} \tag{29a}$$

$$\begin{aligned}
f &= \frac{s_2 - s_1}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)} \exp(ik_{1z}L) \exp(ik_{2z}L) a - \\
&\quad - \frac{\exp(ik_{2z}L) - \exp(ik_{1z}L)}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)} b, \\
g &= s_1 s_2 \frac{\exp(ik_{2z}L) - \exp(ik_{1z}L)}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)} a - \frac{s_2 - s_1}{s_2 \exp(ik_{2z}L) - s_1 \exp(ik_{1z}L)} b.
\end{aligned} \tag{29б}$$

В результате анализа полученных выражений (28а)–(29б) можно сделать следующие выводы: в геометрии Лауэ в режиме слабого усиления, исходя из (29а), величина, характеризующая поток излучения, выходящего из области взаимодействия, имеет вид

$$I = \gamma_0 |f|^2 + \gamma_1 |g|^2 = \gamma_0 |a|^2 + \gamma_1 |b|^2 - 2\gamma_0 L (A_1 k_{1z}'' + A_2 k_{2z}''), \quad (30)$$

где

$$A_1 = \left\{ (s_2^2 + \beta) |a|^2 + (s_1^2 / \beta + 1) |b|^2 - (s_2 - s_1)(ab^* + a^*b) \right\} / (s_2 - s_1)^2,$$

$$A_2 = A_1(s_2 \rightarrow s_1; s_1 \rightarrow s_2).$$

Таким образом, в геометрии Лауэ в этом режиме усиления добавка к энергии излучения, обусловленная взаимодействием с электронным пучком, мала ($\sim |k_z'' L| \ll 1$). В противоположном пределе сильного усиления для геометрии Лауэ усиление падающих извне сигналов происходит согласно асимптотическому закону $\sim \exp\{-\text{Im} k_{iz} L\}$, где

$$\text{Im} k_{iz} = \frac{\omega}{4c\gamma_0} \left\{ -G^{(r)} \left(1 \mp \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + 4\beta r}} \right) + \right.$$

$$\left. + \chi_0'' \left(1 + \beta \mp \frac{\Delta(1-\beta)}{\sqrt{\Delta^2 + 4\beta r}} \pm \frac{2\beta r''}{\chi_0'' \sqrt{\Delta^2 + 4\beta r}} \right) \right\}. \quad (31)$$

В (31) $\Delta = l - \beta l_1'$.

В случае геометрии дифракции Брэгга, как было показано выше, возможен другой тип генерации – абсолютная неустойчивость. В полученных выражениях (29б) этому режиму соответствует обращение в ноль знаменателей для амплитуд выходящих из системы полей при не равном нулю числителе:

$$s_2 \exp(ik_{2z} L) - s_1 \exp(ik_{1z} L) = 0. \quad (32)$$

Временной инкремент, описывающий развитие абсолютной неустойчивости, получается в результате решения (32) относительно частоты:

$$\omega'' = \left\{ \frac{\omega}{2(1-\beta)} \frac{G_1^{(t)}}{2} \left(1 + \frac{\kappa}{\Delta} \right) + \frac{G_2^{(t)}}{2} \left(1 - \frac{\kappa}{\Delta} \right) - \chi_0'' (1-\beta) + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta r''}{\Delta} - \frac{2\gamma_0 c^2}{\omega u_z L_*} \frac{\kappa}{\Delta} \ln \left| \frac{\kappa + \Delta}{\kappa - \Delta} \right| \right\}, \quad (33)$$

где $\Delta = l - \beta l_1'$, $\kappa = \sqrt{\Delta^2 + 4\beta r}$, $L_* = Lu / u_z$. Для параметров системы, соответствующих области, далекой от точек вырождения, если в синхронизме с электронным пучком находится только одна мода излучения, при $\eta = l + \beta l_1' > 0$ инкремент абсолютной неустойчивости равен

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta)} \left\{ \frac{G_1^{(t)}}{2} \left(1 + \frac{\kappa}{\Delta} \right) - \chi_0'' (1-\beta) + \frac{\beta r''}{\Delta} - \frac{2\gamma_0 c^2}{\omega u_z L_*} \frac{\kappa}{\Delta} \ln \left| \frac{\kappa + \Delta}{\kappa - \Delta} \right| \right\}.$$

В этих условиях при $\Delta < 0$ генерация происходит на попутной волне, а при $\Delta > 0$ – на встречной. Если $\eta < 0$, то

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta)} \left\{ \frac{G_2^{(t)}}{2} \left(1 - \frac{\kappa}{\Delta}\right) - \chi_0''(1-\beta) + \frac{\beta r''}{\Delta} - \frac{2\gamma_0 c^2}{\omega u_z L_*} \frac{\kappa}{\Delta} \ln \left| \frac{\kappa + \Delta}{\kappa - \Delta} \right| \right\},$$

и при $\Delta > 0$ генерация идет на попутной волне, а при $\Delta < 0$ – на встречной. Если плотность тока электронного пучка такова, что $\omega'' < 0$, то абсолютная неустойчивость не развивается. В этих условиях возможна ситуация, когда реализуется стационарное усиление. Тогда для параметров $\eta\Delta < 0$ будет усиливаться попутная волна, падающая со стороны границы $z = 0$. Как следует из (29б), асимптотический вид амплитуды усиливаемой в этом случае прямой волны в пределе сильного усиления при $z = L$ имеет вид

$$|f| \sim \left| a \frac{s_2 - s_1}{s_{2(1)}} \right| \exp \left\{ \frac{kL}{4\gamma_0} \left[-G_{1(2)}^{(t)} \left(1 \mp \frac{\Delta}{\kappa}\right) + \chi_0'' \left(1 + \beta \mp \frac{\Delta(1-\beta)}{\kappa} \pm \frac{2\beta r''}{\kappa}\right) \right] \right\}.$$

В выражении используется верхний знак при $\eta > 0$ и нижний знак при $\eta < 0$. В области параметров, удовлетворяющих условию $\eta\Delta > 0$, соответствующему генерации на встречной волне, усиливается дифрагированная волна, посланная с границы $z = L$. Асимптотический вид ее амплитуды при $z = 0$:

$$|g| \sim \left| b \frac{s_2 - s_1}{s_{2(1)}} \right| \exp \left\{ \frac{kL}{4\gamma_0} \left[-G_{1(2)}^{(t)} \left(1 \mp \frac{\Delta}{\kappa}\right) + \chi_0'' \left(1 + \beta \mp \frac{\Delta(1-\beta)}{\kappa} \pm \frac{2\beta r''}{\kappa}\right) \right] \right\}.$$

При вырождении корней дифракционного уравнения возникает переходная ситуация. Особенность данного случая заключается в том, что одновременно работают оба механизма генерации (и на попутной, и на встречной волне). В данной области решение генерационного уравнения (32) принимает вид

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta)} \left\{ G^{(t)} - \chi_0'' \left(1 - \beta \mp \frac{\sqrt{-\beta r''}}{|\chi_\tau| \chi_0''}\right) - \left(\frac{\gamma_0 c}{\bar{n} \bar{u}}\right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta(k\chi_\tau L_*)^2 kL_*} \right\}. \quad (34)$$

Формулы (33), (34) имеют прозрачный физический смысл. Слагаемые, пропорциональные $G^{(t)}$, описывают процесс наработки излучения электронным пучком в области взаимодействия, слагаемые $\sim \chi_0''$ описывают потери излучения на фотопоглощение, а слагаемые, в которые входит длина, описывают потери за счет выхода излучения через границы из области взаимодействия. Полученные выражения носят довольно общий характер, при этом в зависимости от механизма излучения изменяется только слагаемое $G^{(t)}$, связанное с наработкой излучения, остальные слагаемые вообще не меняются. Так, из (34) следует выражение для добротности объемной дифракционной системы в двухволновом случае

$$Q = \frac{2(1-\beta)}{\chi_0'' \left(1 - \beta \mp \frac{\sqrt{-\beta r''}}{|\chi_\tau| \chi_0''}\right) + \left(\frac{\gamma_0 c}{\bar{n} \bar{u}}\right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta(k\chi_\tau L_*)^2 kL_*}}. \quad (35)$$

Из (35) следует, что, изменяя фактор асимметрии дифракции, можно регулировать добротность объемного резонатора. В частности, в зависимости от па-

раметров системы (длины области взаимодействия, величины поглощения, частоты) существует оптимальное значение β , при котором потери в объемном резонаторе будут минимальны. На рис. 2 изображены зависимости добротности от фактора асимметрии для $\lambda = 4$ мм при длине генератора $L = 10$ см (рис. 2, а) и $L = 20$ см (рис. 2, б). Из этих графиков видно, что добротность увеличивается при отходе от одномерной геометрии распределенной обратной связи ($\beta = -1$) к объемной геометрии с большой величиной $|\beta|$. При этом для большей величины L добротность выходит на насыщение при меньшей абсолютной величине фактора асимметрии. Поэтому применение объемной РОС (ОРОС) особенно важно для систем с малыми размерами. На рис. 3 изображена зависимость отношения потерь в резонаторе при неоднородной геометрии дифракции к потерям при одномерной РОС. Из этого графика следует, что существует оптимальная величина фактора асимметрии, для которого потери минимальны.

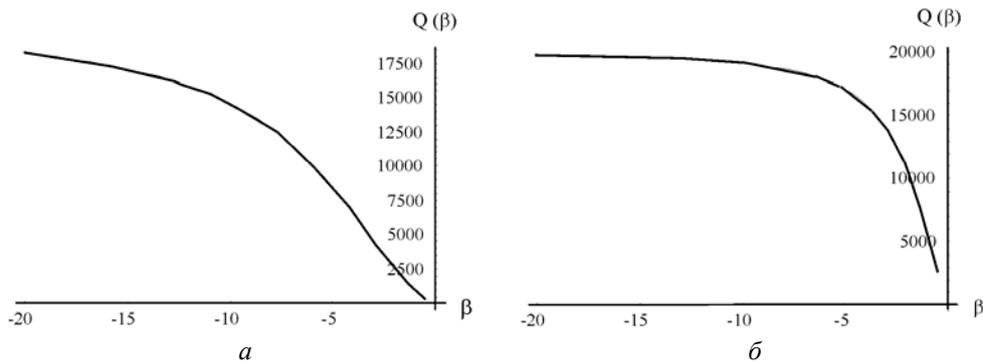


Рис. 2. Зависимость величины добротности Q объемного резонатора от фактора асимметрии β при длине $L = 10$ см (а) и зависимости величины добротности Q объемного резонатора от фактора асимметрии β при длине $L = 20$ см (б)

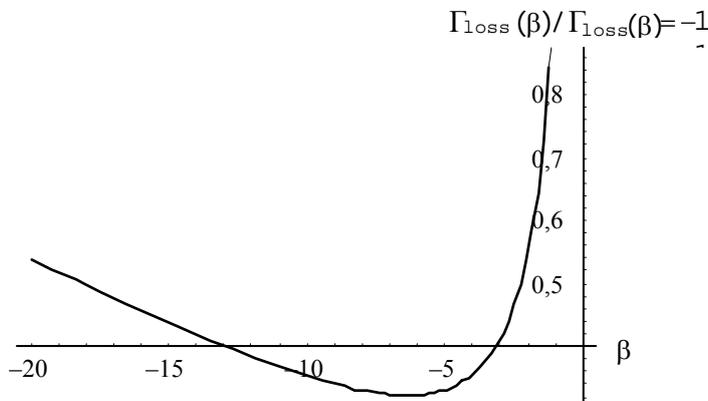


Рис. 3. Зависимость отношения $\Gamma_{loss}(\beta) / \Gamma_{loss}(\beta = -1)$ от фактора асимметрии дифракции для $\lambda \sim 4$ мм и $L = 10$ см

В случае «холодного» электронного пучка исследование неустойчивости, вывод пороговых условий генерации и нахождение полей в системе представляют более сложную задачу. Изложим вкратце теорию неустойчивости в этом случае. В пренебрежении зеркально отраженными от границ волнами дисперсионное уравнение (3), описывающее неустойчивость электронного пучка в двухволновом случае, является уравнением четвертого порядка. Тогда поле в области взаимодействия записывается в виде

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_\tau = \sum_{i=1}^4 c_i \exp\{ik_i \vec{r}\} (\vec{e} + s_i \vec{e}_\tau \exp\{i \vec{r} \tau\}). \quad (36)$$

Для определения неизвестных коэффициентов используем условия непрерывности электрических полей, плотности тока и заряда электронного потока на границах области взаимодействия. В результате для двух геометрий получается система уравнений, из которой определяется структура полей:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^4 c_i = a, \\ \sum_{i=1}^4 \frac{c_i}{\delta_i} = 0, \\ \sum_{i=1}^4 \frac{c_i}{\delta_i^2} = 0, \\ 1) \sum_{i=1}^4 s_i c_i = b \quad \text{или} \quad 2) \sum_{i=1}^4 s_i c_i \exp\{ik_{iz} L\} = b. \end{cases} \quad (37)$$

Первое уравнение в (37) выражает непрерывность прямой волны на границе $z = 0$, второе и третье уравнения отвечают непрерывности плотности тока и заряда электронного пучка на границе $z = 0$. Четвертое условие выражает непрерывность дифрагированной волны: 1) на границе $z = 0$ в геометрии Лауэ; 2) на границе $z = L$ в геометрии Брэгга. В результате решения этой системы линейных уравнений можно полностью определить поля в системе.

Все основные выводы, которые были сделаны для «горячего» пучка, справедливы и в данном случае. Проведем лишь дополнительно исследование пороговых условий в геометрии Брэгга в «холодном» пределе. Уравнение на порог генерации получается приравниванием определителя линейной системы (37) к нулю:

$$\begin{aligned} & s_1 \exp\{ik_{1z} L\} \delta_1^2 (\delta_2 - \delta_3)(\delta_2 - \delta_4)(\delta_3 - \delta_4) - \\ & - s_2 \exp\{ik_{2z} L\} \delta_2^2 (\delta_1 - \delta_3)(\delta_1 - \delta_4)(\delta_3 - \delta_4) + \\ & + s_3 \exp\{ik_{3z} L\} \delta_3^2 (\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_4)(\delta_2 - \delta_4) - \\ & - s_4 \exp\{ik_{4z} L\} \delta_4^2 (\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)(\delta_2 - \delta_3) = 0 \end{aligned} \quad (38)$$

Решение (38) относительно частоты имеет следующий вид:

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta)} \left\{ G^{(cold)} - \chi_0'' \left(1 - \beta \mp \frac{\sqrt{-\beta r''}}{|\chi_\tau| \chi_0''} \right) - \left(\frac{\gamma_0 c}{\bar{n} \bar{u}} \right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta (k\chi_\tau L_*)^2 kL_*} \right\}. \quad (39)$$

В (39) $G^{(cold)} = \frac{\pi^2 n^2}{4\gamma} J \left(\frac{\omega_l}{\omega} \right)^2 k^2 L_*^2 f(y)$ – слагаемое, описывающее наработку

излучения «холодным» пучком; J – коэффициент связи электронного пучка с электромагнитной волной, его вид зависит от механизма генерации;

$$f(y) = \sin y \frac{(2y + \pi) \sin y - y(y + \pi) \cos y}{y^3 (y + \pi)^3} - \quad (40)$$

профильная функция, зависящая от отстройки от условий синхронизма $\frac{\delta\omega}{2u_z} L_*$.

График профильной функции отстроек приведен на рис. 4.

Как следует из (40) и рис. 4, одной из особенностей генерации в области вырождения корней дифракционного уравнения является неравенство нулю стимулированного излучения при точном выполнении условия синхронизма. Возникновение этой особенности связано с интерференцией вкладов от двух ветвей дифракционного уравнения в процесс неустойчивости. В стандартном классическом ЛСЭ генерации при нулевой отстройке от условия синхронизма не происходит. Это связано с тем, что коэффициент усиления пропорционален разности между линиями спонтанного излучения и спонтанного поглощения. В классическом случае, когда из-за конечной ширины линий они перекрываются, это приводит к пропорциональности коэффициента усиления производной от функции спектра спонтанного излучения, а при нулевой отстройке от условий синхронизма спектральная интенсивность спонтанного излучения максимальна.

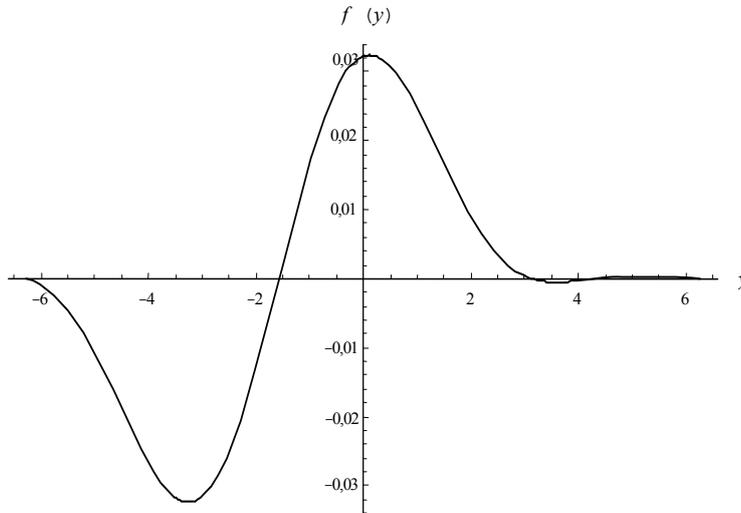


Рис. 4. Зависимость профильной функции генерации в области вырождения корней от величины отстройки от условий синхронизма y . График приведен для первой гармоники $n = 1$

Если квантовая отдача существенно влияет на процесс излучения (в режиме слабого усиления при выполнении неравенства $\Omega \frac{\hbar\omega}{mc^2\gamma} \frac{\omega L}{2u_z} \geq 1$, где параметр Ω определяется механизмом генерации: для параметрического механизма $\Omega = \chi_0 + \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r}}{2}$; для ондуляторного дифракционного механизма $\Omega = \frac{\omega_p}{\omega} + \chi_0 + \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + 4r}}{2}$ и т. д.), то величина, отвечающая за наработку излучения в объеме взаимодействия в (39), принимает вид

$$G^{(cold)} = \frac{\pi^2 n^2 J}{2} \left(\frac{\omega_l}{\omega} \right)^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega} kL_* \frac{\sin^2 x}{x^2 (x + \pi)^2}.$$

Профильная функция зависимости генерации от рассинхронизации в этом случае имеет вид

$$f_Q(x) = \frac{\sin^2 x}{x^2 (x + \pi)^2}. \quad (41)$$

Заметим, что в этом режиме при нулевой отстройке от условий синхронизма с одним из дифракционных корней наработка излучения отлична от нуля. Это связано с тем, что спонтанные линии излучения и поглощения разделены и не вычитаются друг из друга. Максимум величины генерации соответствует отстройке (см. рис. 5), при которой частота излучения лежит посередине между двумя дифракционными корнями.

В случае, когда система не достигает пороговых условий, но находится вблизи них, при слабом однократном усилении в области вырождения корней

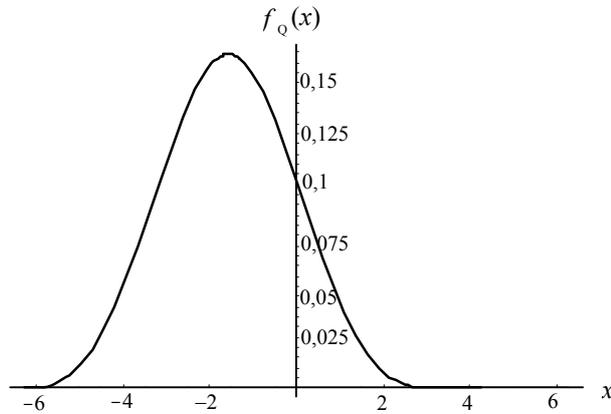


Рис. 5. Зависимость профильной функции стимулированного излучения от отстройки от синхронизма в точке вырождения корней, когда квантовая отдача при излучении становится существенной. График приведен для первой гармоники $n = 1$

возможен эффективный обмен энергией между электронной и электромагнитной подсистемами. Так, используя выражения (29б), (36), (37), нетрудно получить

$$I = \gamma_0 |E_0(z=L)|^2 + |\gamma_1|^2 |E_r(z=0)|^2 =$$

$$= (\gamma_0 |a|^2 + |\gamma_1|^2 |b|^2) \left(\frac{\gamma_0 c}{u_z} \right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta (k\chi_\tau L_*)^2 kL_* (\Gamma^{(thr)} - G^{(b)})}, \quad (42)$$

где $\Gamma^{(thr)} = \left(\frac{\gamma_0 c}{\bar{n}u} \right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta (k\chi_\tau L_*)^2 kL_*} + \chi_0 \left(1 - \beta \mp \frac{\sqrt{-\beta r''}}{|\chi_\tau| \chi_0} \right)$ – пороговое значение

темпа однопроходного усиления. $G^{(b)}$ – темп наработки излучения электронным пучком, вид этого слагаемого для пределов «горячего», «холодного» классического и квантового случаев был приведен выше ($G^{(t)}$, $G^{(cold)}$). Таким образом, усиление вблизи порога может достигать существенной величины – реализуется режим так называемого регенеративного усилителя, устройства с положительной обратной связью, в котором режим абсолютной неустойчивости не достигается. Вдали от пороговых условий, когда усиление мало, раскладывая (42) по малому параметру $G^{(b)}$ (и пренебрегая поглощением), получим:

$$I = (\gamma_0 |a|^2 + |\gamma_1|^2 |b|^2) \left(\frac{\gamma_0 c}{u_z} \right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta (k\chi_\tau L_*)^2 kL_* (\Gamma^{(thr)} - G^{(b)})} =$$

$$= (\gamma_0 |a|^2 + |\gamma_1|^2 |b|^2) \left\{ 1 - \beta \left(\frac{u_z}{\gamma_0 c} \right) kG^{(b)} L_* \left(\frac{k\chi_\tau L_*}{4\pi} \right)^2 \right\}. \quad (43)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках формулы (43) описывает результат взаимодействия электронного пучка с волной. В зависимости от отстройки это слагаемое может давать как положительный, так и отрицательный вклад (тем самым увеличивая или уменьшая энергию в электромагнитной волне). Заметим, что в области вырождения корней функциональная зависимость наработки излучения от длины области взаимодействия изменяется. Так, если в обычной ситуации (в области, далекой от вырождения) усиление $\sim kG^{(b)} L_*$, то, как следует из формулы (43), при двукратном вырождении корней усиление волны $\sim kG^{(b)} L_* \left(\frac{k\chi_\tau L_*}{4\pi} \right)^2$. При развитой динамической дифракции этот коэффициент существенно больше, поэтому наработка излучения при вырождении происходит более эффективно.

Обсудим теперь, какие изменения наблюдаются при переходе к многоволновой дифракции: во-первых, происходит количественное изменение коэффициента поглощения. Во-вторых, в пороговых условиях слагаемое в $\Gamma^{(thr)}$, связанное с выходом излучения через границы в области n -кратного вырождения корней, пропорционально

$$\sim \frac{1}{-\beta k L_*} \left(\frac{4\pi n}{k \chi_\tau L_*} \right)^{2(n-1)}. \quad (43')$$

Это изменение функциональной зависимости приводит к понижению порогового тока генерации или при одном и том же токе – к уменьшению размера генератора.

В условиях n -кратного вырождения дифракционных корней вклад стимулированного излучения в (43) будет пропорционален $\sim k G^{(b)} L_* \left(\frac{k \chi_\tau L_*}{4\pi} \right)^{2(n-1)}$ (напомним, что в условиях динамической дифракции $\frac{k \chi_\tau L_*}{4\pi} \gg 1$). Аналог выражения для добротности резонатора (35) при многоволновой дифракции

$$Q \sim \frac{Q_0}{a \chi_0'' + \frac{b}{k L_*} \left(\frac{4\pi n}{k \chi_\tau L_*} \right)^{2(n-1)}}, \quad (35')$$

где a и b – константы, зависящие от геометрии дифракции.

Главный вывод из полученных выше результатов заключается в том, что процесс генерации существенным образом зависит от геометрии объемной распределенной связи. В частности, в выражения для коэффициентов усиления, инкрементов абсолютной неустойчивости (33), (34), (39), (43) входит фактор асимметрии дифракции β . Из этих выражений следует, что для каждого конкретного набора параметров системы (диапазона длин волн, степени модуляции, величины поглощения, длины области генерации) существует оптимальное значение этого параметра. Таким образом, переход к неоднородной геометрии генерации приводит к улучшению свойств системы.

Многоволновая дифракция обеспечивает генерацию в условиях, когда параметры системы таковы, что без дифракции неустойчивость не развивается. Ярким примером является квазичеренковская неустойчивость электронного пучка с излучением в жестком рентгеновском диапазоне. Хорошо известно, что в этом диапазоне длин волн диэлектрическая восприимчивость имеет отрицательное значение вдали от линий поглощения $\chi_0 < 0$, поэтому при отсутствии дифракции показатель преломления $n \sim 1 + \chi_0/2 < 1$, электромагнитная волна опережает электронный пучок, черенковская неустойчивость отсутствует. Однако, как было показано в [3], в области динамической дифракции показатель преломления может стать больше единицы и черенковское условие $1 - \beta n \cos \theta$ может быть удовлетворено. Тем не менее, если электронный пучок является нерелятивистским или слаборелятивистским, а диэлектрическая восприимчивость мала $\chi \ll 1$, квазичеренковский синхронизм в двухволновом случае обеспечивается только при больших отклонениях от условий дифракции Брэгга. Однако при большом отклонении от брэгговских условий амплитуда одной из волн становится значительно меньше амплитуды другой волны в отношении $\sim \chi/\alpha$.

При этом эффективность распределенной связи уменьшается. Одним из способов использования преимуществ развитой динамической дифракции и одновременного выполнения условий синхронизма в этом случае является применение многоволновой схемы дифракции. В такой схеме объемная распределенная связь может осуществляться несколькими сильносвязанными брэгговскими волнами, а синхронизм с электронным пучком обеспечивается слабосвязанной с остальными волнами компонентой. Проиллюстрируем сказанное на примере трехволновой неустойчивости с двумя сильносвязанными и одной слабосвязанной волной. В случае трехволновой компланарной дифракции дисперсионное уравнение (1), описывающее неустойчивость электронного пучка, запишется в виде

$$F_{\sigma}^{(3)}(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2) = -\Gamma_1 F_{\sigma}^{(2)}(\vec{k}, \vec{k}_2), \quad (44)$$

$$F_{\sigma}^{(3)}(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2) = (k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0)(k_1^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0)(k_2^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) - \omega^4 (k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) \chi_{1-2} \chi_{2-1} - \\ - \omega^4 (k_1^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) \chi_2 \chi_{-2} - \omega^4 (k_2^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) \chi_1 \chi_{-1} - \omega^6 (\chi_1 \chi_{-2} \chi_{2-1} + \chi_2 \chi_{-1} \chi_{1-2}), \\ F_{\sigma}^{(2)}(\vec{k}, \vec{k}_2) = (k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0)(k_2^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) - \omega^4 \chi_2 \chi_{-2}.$$

Дисперсионное уравнение (44) получено в предположении, что электроны находятся в синхронизме с волной, имеющей волновой вектор \vec{k}_1 . Допустим, параметры системы находятся в области, в которой выполняются условия брэгговской связи для волн с волновыми векторами \vec{k} и \vec{k}_2 . Если $|\chi| \ll 1$, то для нерелятивистских или слаборелятивистских электронов невозможно одновременное выполнение условия сильной брэгговской связи и условия черенковского синхронизма волны с волновым вектором \vec{k}_1 . Поэтому генерация в трехволновом случае будет проходить по следующей схеме:

1) излучение генерируется за счет переходного механизма в периодической среде на плоскостях, соответствующих вектору обратной решетки $\vec{\tau}_1$ ($\omega - (\vec{k} + \vec{\tau}_1)\vec{u} \approx 0$);

2) объемная распределенная связь обеспечивается за счет динамической дифракции на плоскостях, отвечающих вектору обратной решетки $\vec{\tau}_2$ ($|\vec{k}| \approx |\vec{k} + \vec{\tau}_2|$).

Сделав в уравнении (44) подстановку $\vec{k} = \vec{k}_0 + \frac{\omega}{c} \vec{n} \delta$, где вектор \vec{k}_0 удовлетворяет точному условию синхронизма $\omega - (\vec{k}_0 + \vec{\tau}_1)\vec{u} = 0$, а $\delta \ll 1$, и раскладывая (44) по малому параметру δ , получим:

$$\delta^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{l_1}{\gamma_0} + \frac{l_2}{\gamma_2} \right) \delta + l_2 - \chi_2 \chi_{-2} = \\ = -\frac{1}{4\gamma_0 \gamma_1 \gamma} \Gamma_1 \frac{l \chi_{1-2} \chi_{2-1} + l_2 \chi_1 \chi_{-1} + \chi_1 \chi_{-2} \chi_{2-1} + \chi_2 \chi_{-1} \chi_{1-2}}{l_1^2}. \quad (45)$$

Производя процедуру шивки полей на границах области взаимодействия, выписывая уравнение генерации, а затем решая его относительно частоты по аналогии с тем, как делалось выше, получим временной инкремент неустойчивости для рассматриваемой системы:

$$\omega'' = \frac{\omega}{2(1-\beta_2)} \left\{ G^{(b)} \frac{l\chi_{1-2}\chi_{2-1} + l_2\chi_1\chi_{-1} + \chi_1\chi_{-2}\chi_{2-1} + \chi_2\chi_{-1}\chi_{1-2}}{l_1^2 l} f(y) - \chi_0'' \left(1 - \beta \mp \frac{\sqrt{-\beta_2} r''}{|\chi_\tau| \chi_0''} \right) - \left(\frac{\gamma_0 c}{\vec{n}\vec{u}} \right)^3 \frac{16\pi^2 n^2}{-\beta_2 (k\chi_\tau L_*)^2 kL_*} \right\}, \quad (46)$$

где $l = \frac{k_0^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0}{\omega^2}$, $l_i = \frac{(\vec{k}_0 + \vec{\tau}_i)^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0}{\omega^2}$.

На рис. 6, 7 изображены графики зависимости пороговых токов (соответствующие $\omega'' = 0$) от фактора асимметрии при разных длинах области взаимодействия ($L = 5$ см на рис. 4 и $L = 10$ см на рис. 5). Как и в двухволновом случае, здесь также существует оптимальное значение фактора асимметрии, при котором пороговый ток имеет минимальное значение.

Замечательной особенностью такой геометрии является ее универсальность, она может применяться для генерации в широком диапазоне длин волн – от СВЧ до жесткого рентгеновского излучения. Более того, в рентгеновском диапазоне схема неустойчивости с двумя сильносвязанными и одной слабосвязанной волной имеет следующее преимущество: при обычной двухволновой дифракции синхронизм электронного пучка с волной обеспечивается при большой величине фактора асимметрии $|\beta| > (\theta^2 + (|\chi_0| + \lambda^{-2} c^2 / u^2) / \chi_\tau)^2$. При таком

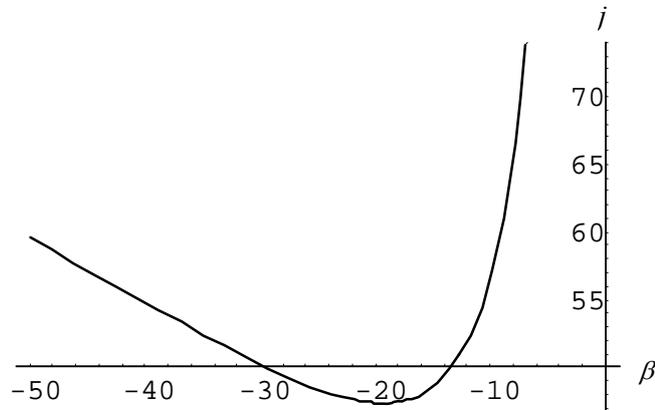


Рис. 6. Зависимость порогового тока генерации от фактора асимметрии дифракции β при длине области взаимодействия $L = 5$ см (длина волны излучения $\lambda = 3$ мм)

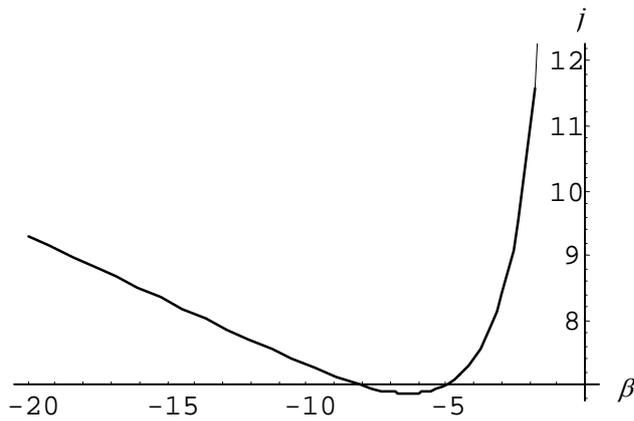


Рис. 7. Зависимость порогового тока генерации от фактора асимметрии дифракции β при длине области взаимодействия $L = 10$ см (длина волны излучения $\lambda = 3$ мм)

факторе асимметрии потери на поглощение велики, что является критическим фактором в этой области частот для протекания генерации. В предложенной же схеме не возникает ограничения на фактор асимметрии β_2 . В том числе его можно сделать равным -1 , реализовав так называемую симметричную дифракцию Брэгга. Как известно, в этих условиях реализуется режим аномально малого поглощения, или по другому – эффект Бормана [17]. Как результат, пороговый ток генерации будет существенно ниже.

Неустойчивость электронного пучка при пролете над поверхностью среды

При пролете электронного пучка в периодической структуре в результате взаимодействий с атомами среды электроны пучка рассеиваются и выводятся из условий синхронизма с электромагнитной волной, что препятствует процессу генерации. Уже при небольшой длине пролета в мишени первоначально моноскоростной пучок становится «горячим». В результате рассеяния возникают два фактора, которые влияют на процесс генерации:

1) процессы рассеяния сдвигают частоту излучения, что сводится к эффективной добавке мнимой части γ_{col} к частоте излучения. Поэтому одним из критериев является малость частоты столкновений по сравнению с шириной линии излучения $\gamma_{col} / \delta\omega \ll 1$;

2) более серьезное требование связано с многократным рассеянием. Простейшим критерием, учитывающим этот процесс, является неравенство $(|\omega\theta_{mult}c/\gamma| + |\omega\theta_{mult}^2|) / \delta\omega \ll 1$. Это требование является значительно более жестким, по сравнению с первым, уже при чрезвычайно малой длине пролета электронного пучка (напомним, что квадрат угла многократного рассеяния $\theta_{mult}^2 \sim L$).

Для того чтобы избежать разрушительного действия многократного рассеяния, электронный пучок проводится в вакуумном зазоре или вблизи поверхности замедляющей среды резонатора. В работе [19] было показано, что параметрический механизм излучения в этом случае также реализуется. При этом возникает требование на точность проводки пучка: пучок должен пролетать вблизи поверхности на расстоянии, не большем, чем $h \leq \lambda u / (4\pi\gamma)$. Эффективно участвует в процессе взаимодействия с волной только часть пучка на глубине $\sim \lambda u / (4\pi\gamma)$. Это связано с тем, что при пролете в вакуумном промежутке в синхронизме с электронным пучком может находиться только поверхностная, экспоненциально затухающая волна, причем степень экспоненциального затухания как раз определяется параметром $\lambda u / (4\pi\gamma)$.

Для проводки электронного пучка используется ведущее магнитное поле. В зависимости от его величины и частоты излучения в процесс генерации вносят вклад различные степени свободы пучка. При большой величине магнитного поля $eH^{(0)} / (m\lambda c \delta\omega) \gg 1$ генерация проходит в замагниченном пучке. При этом вклад в развитие неустойчивости вносит только продольная динамика электронов. Дисперсионное уравнение для электронов, пролетающих в вакууме, в этом случае имеет вид

$$k^2 c^2 - \omega^2 - (k_x^2 c^2 - \omega^2) \sigma, \quad (47)$$

где слагаемое σ связано со взаимодействием электронов с волной:

$$\sigma = \begin{cases} \frac{\omega_i^2}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2} & \text{— для «холодного» электронного пучка,} \\ \frac{\sqrt{\pi} \omega_i^2}{\gamma^3 \delta_0^2} x^{(t)} \exp\{-x^{(t)2}\} & \text{— для «горячего» электронного пучка,} \end{cases}$$

$x^{(t)} = \Delta\omega / \sqrt{2}\delta_0$, $\Delta\omega = \omega - k_x u$ — отстройка от условий синхронизма. Из уравнения (47) следует, что резонансный вклад взаимодействия электронов с излучением содержится непосредственно в дисперсионном уравнении. Иная ситуация возникает при генерации незамагниченным пучком. В этом случае дисперсионное уравнение для электромагнитной волны, взаимодействующей с электронами в вакууме, имеет вид

$$k^2 c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_i^2}{\gamma} = 0, \quad (48)$$

и резонансного слагаемого в (48) не содержится. В результате дисперсионное уравнение для электромагнитной волны не связывается с уравнением для медленной и быстрой плазменных волн:

$$1 - \frac{\omega_i^2}{\gamma^3 (\omega - \vec{k}\vec{u})^2} = 0. \quad (49)$$

Как будет показано ниже, резонансная связь возникает непосредственно за счет взаимодействия электронного пучка со средой при переотражениях поверхностной волны между пучком и средой. В этом случае, при решении граничной задачи, резонансные слагаемые, описывающие неустойчивость, войдут через граничные условия в результате сшивки полей на границах электронного пучка.

Приступим теперь к более подробному изучению неустойчивости для поверхностной геометрии. Пусть пучок электронов распространяется на расстоянии h над поверхностью пространственно-периодической среды и движется параллельно ее поверхности со скоростью \vec{u} . Ось x выбрана вдоль направления движения пучка, а ось z – по направлению нормали к поверхности среды. Динамическая дифракция излучения в периодической среде формирует объемную трехмерную распределенную связь, обеспечивая режим генерации. Система векторов обратной решетки периодической структуры $\vec{\tau}_n = \{2\pi n_1 / d_1, 2\pi n_2 / d_2, 2\pi n_3 / d_3\}$ (d_i – элементарные периоды трансляции периодической среды), определяющая процесс дифракции, может быть направлена под произвольным углом к скорости электронов. Спектр излучения определяется величиной пространственного периода и углом дифракции. Зависимость частоты генерации от угла дает возможность плавной перестройки частоты. Замедленная электромагнитная волна, находящаяся в синхронизме с электронным пучком, модулирует плотность и плотность тока пучка. Эта модуляция ведет к развитию неустойчивости.

Запишем скорость и радиус-вектор i -го электрона в пучке в виде $\vec{v}_\alpha(t) = \vec{u} + \delta\vec{v}_\alpha(t)$, $\vec{r}_\alpha(t) = \vec{r}_{0\alpha} + \vec{u}t + \delta\vec{r}_\alpha(t)$, где $\delta\vec{v}_\alpha(t)$ и $\delta\vec{r}_\alpha(t)$ – возмущения плотности и скорости электрона за счет взаимодействия с замедленной волной. Из уравнений движения для электрона в поле электромагнитной волны в линейном по полю приближении получим:

$$\begin{aligned} \vec{\delta j}(z, k_x, k_y, \omega) = e \sum_{\alpha} \{ \vec{u} [\exp(-ik_x x_{0\alpha} - ik_y y_{0\alpha}) \times \\ \times (\delta(z - z_{0\alpha})(-ik_x \delta x_\alpha(\omega - k_x u) - ik_y \delta y_\alpha(\omega - k_x u)) - \\ - \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - z_{0\alpha}) \delta z_\alpha(\omega - k_x u))] + \\ + \delta\vec{v}_\alpha(\omega - k_x u) \delta(z - z_{0\alpha}) \exp(-ik_x x_{0\alpha} - ik_y y_{0\alpha}), \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь $\{\delta x_\alpha, \delta y_\alpha, \delta z_\alpha, \delta\vec{v}_\alpha\}(\omega) = \int dt \exp(i\omega t) \{\delta x_\alpha, \delta y_\alpha, \delta z_\alpha, \delta\vec{v}_\alpha\}(t)$, $\vec{\delta j}(z, k_x, k_y, \omega) = \int dx dy \exp(-ik_x x - ik_y y) \vec{j}(z, x, y, \omega)$.

Динамика электронов описывается уравнением движения

$$\frac{d\delta\vec{v}_\alpha(t)}{dt} - \frac{e}{m\gamma c} [\delta\vec{v}_\alpha(t), \vec{H}_0] = \frac{e}{m\gamma} \{ \vec{E}(\vec{r}_\alpha(t), t) + \frac{1}{c} [\vec{u}\vec{H}(\vec{r}_\alpha(t), t)] - \frac{\vec{u}}{c^2} (\vec{u}\vec{E}(\vec{r}_\alpha(t), t)) \}. \quad (51)$$

В (51) считается, что электроны движутся в ведущем магнитном поле. Выполняя фурье-преобразование (51), получим

$$\begin{aligned}
\delta v_{x\alpha}(\omega) &= \frac{ie}{m\gamma^3\omega} \int \frac{dk'_x dk'_y}{(2\pi)^2} \exp(ik'_x x_{0\alpha} + ik'_y y_{0\alpha}) E_x(z_{0\alpha}, k'_x, k'_y, \omega + k'_x u), \\
\delta v_{y\alpha}(\omega) &= \frac{1}{\omega^2 - \omega_H^2} \int \frac{dk'_x dk'_y}{(2\pi)^2} \exp(ik'_x x_{0\alpha} + ik'_y y_{0\alpha}) - \\
&\quad - \left\{ \omega_H^2 \left(\frac{\omega}{\omega + k'_x u} E_z - \frac{iu}{\omega + k'_x u} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \frac{ie\omega}{m\gamma} \left(\frac{\omega}{\omega + k'_x u} E_y + \frac{k'_y}{\omega + k'_x u} E_x \right) \right\}, \\
\delta v_{z\alpha}(\omega) &= \frac{1}{\omega^2 - \omega_H^2} \int \frac{dk'_x dk'_y}{(2\pi)^2} \exp(ik'_x x_{0\alpha} + ik'_y y_{0\alpha}) \times \\
&\quad \times \left\{ \frac{ie\omega}{m\gamma} \left(\frac{\omega}{\omega + k'_x u} E_z - \frac{iu}{\omega + k'_x u} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \omega_H^2 \left(\frac{\omega}{\omega + k'_x u} E_y + \frac{k'_y}{\omega + k'_x u} E_x \right) \right\}, \quad (52)
\end{aligned}$$

где $\omega_H = eH/(m\gamma c)$. Пусть распределение плотности электронов в пучке в поперечном направлении описывается профильной функцией $n(z_\alpha) = n_e f(z_\alpha)$, $\int dz f(z) = 1$. Тогда, подставляя (52) в (50) и считая, что начальное распределение электронов в направлениях x и y хаотично, получим для фурье-компоненты плотности следующее выражение:

$$\begin{aligned}
\vec{j}(z, k_x, k_y, \omega) &= \frac{\omega_l^2}{4\pi} f(z) \left\{ \frac{i\omega}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2} E_x \vec{e}_x + \right. \\
&\quad - \omega_H \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_z - \frac{iu}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right\} + i(\omega - k_x u) \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_y + \frac{k_y u}{\omega} E_x \right\} \left. \right\} \\
&\quad + \frac{\vec{u} k_y}{\omega - k_x u} \frac{\omega_l^2}{4\pi} f(z) \frac{-\omega_H \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_z - \frac{iu}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right\} + i(\omega - k_x u) \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_y + \frac{k_y u}{\omega} E_x \right\}}{\gamma \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \vec{e}_y + \\
&\quad - \frac{i\vec{u}}{\omega - k_x u} \frac{\omega_l^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left(f(z) \frac{i(\omega - k_x u) \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_z - \frac{iu}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right\} + \omega_H \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_y + \frac{k_y u}{\omega} E_x \right\}}{\gamma \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \right). \quad (53)
\end{aligned}$$

Выражение для плотности тока (53) содержит слагаемые, соответствующие черенковскому и циклотронному резонансам. Если профильная функция распределения электронов в поперечном направлении имеет ступенчатый вид ($f(z) = 1$ в области расположения пучка и $f(z) = 0$ вне этой области), то дисперсионное уравнение в области пучка получается путем приравнивания детерминанта линейной системы

$$(k^2 c^2 - \omega^2) \vec{E} - c^2 \vec{k} (\vec{k} \vec{E}) = -4\pi i \omega \vec{\delta j}(\vec{k}, \omega) \quad (54)$$

к нулю. В уравнении (54) $\vec{\delta j}(\vec{k}, \omega)$ определяется из выражения (53) ($\vec{\delta j}(z, k_x, k_y, \omega) \sim \vec{\delta j}(\vec{k}, \omega) \exp(ik_z z)$).

Обсудим вкратце некоторые особенности решений дисперсионного уравнения, получаемого в результате этих действий, не интересуясь при этом циклотронным резонансом (считаем, что система находится вдали от него). При амплитуде магнитного поля такой, что циклотронная частота значительно превосходит ширину линии генерации ($\omega - k_x u \ll \omega_H$), решения дисперсионного

уравнения имеют вид $k_{bz} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2}$, если волна поляризована перпендикулярно

к плоскости, образованной векторами \vec{u} и \vec{k} , и

$k_{bz} = \pm \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2\right) \left(1 - \frac{\omega_l^2}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2}\right)}$, если волна поляризована перпендикулярно

к плоскости, образованной векторами \vec{u} и \vec{k} .

Первые два корня отвечают электромагнитным волнам, не взаимодействующим с электронным пучком. Последние два решения являются результатом взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем.

В противоположном предельном случае $\omega - k_x u \gg \omega_H$ корни дисперсионного уравнения для обеих поляризаций имеют вид

$$k_{bz} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - \frac{\omega_l^2}{\gamma}}.$$

При определении структуры полей, возникающих в рассматриваемой системе, кроме дисперсионных уравнений и их решений для каждой из областей нужно использовать граничные условия сшивки полей на границах. Выведем эти условия исходя из самосогласованной системы уравнений движения и уравнений для электромагнитных полей. Если на границе раздела не возбуждаются поверхностные токи и заряды, то используются обычные условия равенства тангенциальных составляющих электрических и магнитных полей на поверхностях раздела. На резкой границе электронного пучка такие поверхностные токи существуют. Для определения этих токов выпишем два уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{\delta j}, \\ \text{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (55)$$

Подставив в (55) выражение для $\vec{\delta j}$ из (53) и интегрируя левую и правую части равенств (55) в узкой области вблизи границы пучка, получим уравнения непрерывности в следующем виде:

$$\left[H_y + \frac{u}{c} \frac{\omega_i^2}{\gamma} f(z) \frac{(\omega - k_x u) \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_z - \frac{i u}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right\} - i \omega_H \left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_y + \frac{k_y u}{\omega} E_x \right\}}{(\omega - k_x u) \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \right]_{z_b} = 0,$$

$$[H_x]_{z_b} = 0,$$

$$[E_t]_{z_b} = 0. \quad (56)$$

Таким образом, тангенциальные компоненты напряженности электрического поля и компонента напряженности магнитного поля, параллельная вектору скорости, сохраняются при переходе через границу пучка. Разрыв испытывает тангенциальная компонента магнитного поля, перпендикулярная вектору скорости электронов \vec{u} . Несохранение этой величины вызвано индуцированными электромагнитной волной поверхностными токами, направленными вдоль вектора скорости электронов.

Из (56) следует, что при большой величине ведущего магнитного поля для черенковского типа взаимодействия компонента H_y также непрерывна на границе электронного пучка. В противоположном предельном случае, когда ведущее магнитное поле мало, при черенковском взаимодействии граничное условие для H_y принимает вид

$$\left[H_y + \frac{u}{c} \frac{\omega_i^2}{\gamma} f(z) \frac{\left\{ \frac{\omega - k_x u}{\omega} E_z - \frac{i u}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right\}}{(\omega - k_x u)^2} \right]_{z_b} = 0. \quad (57)$$

Как было показано выше, в этом предельном случае дисперсионное уравнение (48), описывающее взаимодействие электронного пучка с электромагнитным полем, не содержит резонансных слагаемых. Вместо этого резонансное слагаемое входит в граничные условия (57).

Для нахождения условий генерации запишем выражения полей, возбуждаемых в рассматриваемой системе:

- 1) $\bar{e}_y \{ t \exp\{-ik_z(h + \delta)\} \exp\{ik\vec{r}\} + \sum_i \bar{e}_i m_i \exp\{ik_i \vec{r}\}, \quad z > h + \delta,$
- 2) $\bar{e}_y \{ a \exp\{ik_b \vec{r}\} + b \exp\{ik_b^{(-)} \vec{r}\} + \sum_i \bar{e}_i m_i \exp\{ik_i \vec{r}\}, \quad h < z < h + \delta,$
- 3) $\bar{e}_y \{ c \exp\{ik\vec{r}\} + d \exp\{ik^{(-)} \vec{r}\} + \sum_i \bar{e}_i m_i \exp\{ik_i \vec{r}\}, \quad 0 < z < h,$
- 4) $\sum_\alpha f_\alpha \exp\{ik^{(\alpha)} \vec{r}\} \bar{u}_\alpha(\vec{r}), \quad -D < z < 0,$
- 5) $\sum_\alpha g_\alpha \exp\{ik_i^{(-)} \vec{r}\}, \quad z < -D. \quad (58)$

В (58) используются следующие обозначения: $\vec{k} = (\vec{k}_\perp, k_z)$; $k_z = \sqrt{\omega^2 / c^2 - k_\perp^2}$; $\vec{k}_i = (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp, k_{iz})$; $\vec{k}_i^{(-)} = (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_{i\perp}, -k_{iz})$; $k_{iz} = \sqrt{\omega^2 / c^2 - (\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp)^2}$. Набор волновых векторов $\{\vec{k}_i\}$ и $\{\vec{k}_i^{(-)}\}$ отвечает волнам, уходящим от системы (в случае, если k_{iz} действительно), для $z > h + \delta$ и $z < -D$ соответственно, или затухающим при удалении от системы (в случае, если k_{iz} мнимое).

$\{\vec{F}_\alpha = \exp\{i\vec{k}^{(\alpha)}\vec{r}\}\vec{u}_\alpha(\vec{r}), \alpha = 1, \dots, n\}$ – набор блоховских волн, возбуждаемых в пространственно-периодической среде, $\vec{k}_b = (\vec{k}_\perp, k_{bz})$, $\vec{k}_b^{(-)} = (\vec{k}_\perp, -k_{bz})$ – волновые векторы, соответствующие модам, взаимодействующим с электронным пучком,

$$k_{bz} = k_z \sqrt{1 + \frac{\omega_i^2 \omega_H^2}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2 \{(\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2\}}}. \quad (59)$$

Как было показано выше, с электронным пучком взаимодействуют волны с определенной поляризацией, эти волны в (58) выделены отдельно. Остальные волны, которые не взаимодействуют с электронным пучком, записаны в (58) под знаком суммы. Суммирование производится по всем векторам обратной решетки $\vec{\tau}_i$ периодической системы, а также по всем зонам α -состояний фотонов в периодической среде. При написании k_{bz} в (59) считалось, что плотность электронного тока такая, что реализуется комптоновский режим генерации. При этом учитываются лишь слагаемые, отвечающие резонансу второго порядка, как вносящие в этом режиме определяющий вклад по сравнению с другими пучковыми слагаемыми. Для нахождения неизвестных коэффициентов в (58) используем выведенные выше условия непрерывности и произведем сшивку полей на границах электронного пучка, вакуума и периодической среды:

$$\begin{aligned} f &= a \exp\{ik_{bz}H\} + b \exp\{-ik_{bz}H\} + \\ &+ \frac{u \omega_i^2}{c \gamma \omega \{(\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2\}} uk_z \eta \{a \exp\{ik_{bz}H\} + b \exp\{-ik_{bz}H\}\}, \\ f &= s \{a \exp\{ik_{bz}H\} - b \exp\{-ik_{bz}H\}\}, \\ a \exp\{ik_{bz}h\} + b \exp\{-ik_{bz}h\} &+ \frac{u \omega_i^2}{c \gamma \omega \{(\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2\}} \times \\ &\times \{a \exp\{ik_{bz}h\} + b \exp\{-ik_{bz}h\}\} = c \exp\{ik_z h\} + d \exp\{-ik_z h\}, \\ s \{a \exp\{ik_{bz}h\} - b \exp\{-ik_{bz}h\}\} &= c \exp\{ik_z h\} - d \exp\{-ik_z h\}. \quad (60) \end{aligned}$$

.....

В (60) выписаны условия сшивки на двух границах пучка $z = h$ и $z = H = h + \delta$, используются следующие обозначения:

$$s = \frac{k_{bz}}{k_z \left\{ 1 + \frac{\omega_l^2 \omega_H^2}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2 \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \right\}},$$

$$\eta = \frac{k_{bz}}{\omega \left\{ 1 + \frac{\omega_l^2 \omega_H^2}{\gamma^3 (\omega - k_x u)^2 \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \right\}}.$$

Условия шивки на границах замедляющей среды не приведены и заменяются многоточием, эти условия зависят от вида среды.

Разрешая (60) относительно волны, падающей на среду d , получим:

$$d = \exp\{-2\alpha h\} [1 - s^2 + 2\eta_1] \frac{\exp\{\alpha_b \delta\} - \exp\{-\alpha_b \delta\}}{(s+1)^2 \exp\{\alpha_b \delta\} - (s-1)^2 \exp\{-\alpha_b \delta\}} a, \quad (61)$$

где $\eta_1 = \frac{u}{c} \frac{\omega_l^2 u c k_z^2}{\gamma \omega^2 \{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}}$, $\alpha = k_z / i$, $\alpha_b = k_{bz} / i$.

Заметим, что условие равенства амплитуды падающей на среду волны $d = 0$ при отсутствии электронного потока давало бы уравнение, определяющее собственные моды «холодного» резонатора. Поэтому, исходя из вида системы (60), связи между амплитудами (61), уравнение генерации для системы «электронный пучок + замедляющая система» может быть записано в виде

$$\frac{\exp\{-2\alpha h\}}{\gamma^3} \left\{ \frac{\omega_l^2}{(\omega - k_x u)^2} + \frac{\omega_l^2}{\{ (\omega - k_x u)^2 - \omega_H^2 \}} \right\} \frac{\exp\{\alpha_b \delta\} - \exp\{-\alpha_b \delta\}}{(s+1)^2 \exp\{\alpha_b \delta\} - (s-1)^2 \exp\{-\alpha_b \delta\}} = N(\vec{k}, \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n, \omega). \quad (62)$$

В (62) функция $N(\vec{k}, \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n, \omega)$ определяется замедляющей структурой и равенство ее нулю дает собственные моды этой структуры. При этом в случае замагниченного пучка уравнение генерации принимает вид

$$\frac{\exp\{-2\alpha h\}}{\gamma^3} \frac{\omega_l^2}{(\omega - k_x u)^2} \frac{\exp\{\alpha_b \delta\} - \exp\{-\alpha_b \delta\}}{(s+1)^2 \exp\{\alpha_b \delta\} - (s-1)^2 \exp\{-\alpha_b \delta\}} = N(\vec{k}, \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n, \omega),$$

в случае «слабой» замагниченности оно записывается как

$$2 \frac{\exp\{-2\alpha h\}}{\gamma^3} \frac{\omega_l^2}{(\omega - k_x u)^2} \frac{\exp\{\alpha_b \delta\} - \exp\{-\alpha_b \delta\}}{(s+1)^2 \exp\{\alpha_b \delta\} - (s-1)^2 \exp\{-\alpha_b \delta\}} = N(\vec{k}, \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_n, \omega).$$

Из сравнения этих уравнений следует, что слагаемые, связанные с электронным пучком, в этих двух случаях отличаются по величине в два раза. Физическая причина этой разницы заключается в том, что в случае замагниченного пучка вклад в генерацию вносит только продольное движение электронов. В противоположном случае вклад в индуцированное излучение вносит как продольное, так и поперечное движение, причем эти два вклада равны по величине.

Следует особо отметить, что процесс генерации индуцированного излучения при пролете электронного пучка в вакууме существенно отличается от той картины, которая, казалось бы, должна иметь место, если взять усредненные показатели диэлектрической восприимчивости и подставить их в систему из уравнений Максвелла и уравнений движения. Например, слагаемое, связанное с электронным пучком в дисперсионном уравнении, описывающем неустойчивость электронов, пролетающих в бесконечной среде, $\sim \frac{\omega_i^2}{\gamma} \frac{(\vec{u}\vec{e})^2}{c^2} \sim \frac{\omega_i^2}{\gamma} |\chi|$, где χ – восприимчивость. В случае же пролета над поверхностью среды пучковое слагаемое, как следует из (62), пропорционально $\sim \frac{\omega_i^2}{\gamma^3}$. Очевидно – это совершенно разные зависимости. На этом вопросе более подробно мы еще остановимся ниже.

Решение генерационного уравнения (62) находится стандартным образом методом слабосвязанных мод [20]. Для этого проведем разложение (62) в области параметров, при которых система «электронный пучок + волна + периодическая среда» находится одновременно вблизи условий синхронизма, с одной стороны, и, вблизи значений для собственной моды «холодной» системы без электронного пучка, с другой стороны:

$$A \left\{ \frac{1}{v^2} + \frac{1}{v^2 - \omega_H^2} \right\} = N_0 + \frac{\partial N}{\partial v} v + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 N}{\partial v^2} v^2 + \dots, \quad (63)$$

где $A = \exp\{-2\alpha h\} (1 - \exp\{-2\alpha_b \delta\}) \frac{\omega_i^2}{4\gamma^3 \omega^2}$, $\omega - k_x u = v$. Слагаемое N_0 пропор-

ционально поглощению фотонов ($\sim \chi_0''$), $\frac{\partial N}{\partial v}$ равно нулю в точке вырождения,

$\frac{\partial^2 N}{\partial v^2}$ равно нулю в точке трехкратного вырождения и т. д. Если поглощение

преобладает ($|N_0| \gg \frac{\partial N}{\partial v} v + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 N}{\partial v^2} v^2 + \dots$), то развивается диссипативная неус-

тойчивость, при которой $v'' \sim j^{1/2}$. Если поглощение несущественно, то вдали

от точки вырождения $v'' \sim j^{1/3}$. В точке пересечения двух корней $v'' \sim j^{1/4}$, а

в точке s-кратного вырождения $v'' \sim j^{1/s+2}$.

Как мы видим из результатов (62), (63), в процессе генерации на поверхностной волне участвуют электроны, находящиеся на расстоянии $\leq \frac{u\lambda\gamma}{4\pi c}$ от перио-

дической структуры. В области коротких длин волн и слаборелятивистских пучков это может привести к серьезным проблемам, так как возрастают требования к прецизионной проводке пучка вблизи поверхности мишени. Такая ситуация имеет общий характер, она находит свое проявление и при развитии неустойчи-

ности электронных пучков в резонаторах и в объемных средах: при пролете электронов на расстояниях $> \frac{u\lambda\gamma}{4\pi c}$ от замедляющих элементов генерация будет экспоненциально подавлена. Покажем это на примере плоского волновода, на пластины которого нанесена небольшая модуляция электродинамических свойств. Чтобы не усложнять рассмотрение, не будем учитывать несущественные в принципиальном плане для описания этих эффектов процессы, связанные с поляризацией. Будем исходить из скалярного полевого уравнения

$$-\Delta\psi(\vec{r}, \omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega)\psi(\vec{r}, \omega). \quad (64)$$

Выписывая (64), мы не учитываем динамики вектора поляризации излучения (считаем поляризацию жестко заданной) и считаем волну поперечной (что справедливо при малой модуляции). В таком виде уравнение (64) является аналогом уравнения Шредингера с заменой потенциала на функцию диэлектрической проницаемости. Считаем, что $\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0(z, \omega) + \chi(\vec{r}, \omega)$, где z – поперечная координата волновода, а $\chi(\vec{r}, \omega)$ – модуляция диэлектрических свойств волновода. Уравнение для функции Грина невозмущенной задачи (64) имеет вид:

$$\left\{ -\Delta - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(z, \omega) \right\} G_0(z, z', \vec{r}_l - \vec{r}_l', \omega) = \delta(\vec{r} - \vec{r}').$$

В результате получаем:

$$\begin{aligned} G_0^{-1}\psi &= \frac{\omega^2}{c^2} \chi\psi, \\ \psi(\vec{r}, \omega) &= \varphi_n(z) \exp\{i\vec{k}_l^{(n)} r_l^{(n)}\} + \frac{\omega^2}{c^2} \int d\vec{r}_l' dz' G_0(z, z', \vec{r}_l - \vec{r}_l', \omega) \chi(\vec{r}', \omega) \psi(\vec{r}', \omega), \\ \psi(z, \vec{q}, \omega) &= (2\pi)^2 \varphi_n(z) \delta(\vec{k}_l^n - \vec{q}) + \\ &+ \frac{\omega^2}{c^2} \int d\vec{r}_l' dz' G_0(z, z', \vec{r}_l - \vec{r}_l', \omega) [\chi(\vec{r}', \omega) \psi(\vec{r}', \omega)]_{\vec{q}}. \end{aligned} \quad (65)$$

Учитывая модуляцию структуры по теории возмущений и воспользовавшись тем, что $[\chi(\vec{r}, \omega) \psi(\vec{r}, \omega)]_{\vec{q}} = (2\pi)^2 \varphi_n(z) \sum \chi_\tau \delta(\vec{k}_l^{(n)} - \vec{q} - \vec{\tau})$ из (65) получим:

$$\begin{aligned} \psi(z, \vec{q}, \omega) &= (2\pi)^2 \varphi_n(z, \vec{k}_l^n, \omega) \delta(\vec{k}_l^n - \vec{q}) + \\ &+ \frac{\omega^2}{c^2} \sum \exp\{\vec{k}_l^{(n)} - \vec{\tau}\} \int d\vec{r}_l' dz' \varphi_n(z', \vec{k}_l^n, \omega) \chi_\tau(z') G_0(z, z', \vec{k}_l^{(n)} - \vec{\tau}, \omega). \end{aligned} \quad (66)$$

Используемая в (66) собственная функция $\varphi_n(z, \vec{k}_l^n, \omega)$ и функция Грина удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(z, \omega) \right) \varphi_n(z, \bar{q}, \omega) &= 0, \\ \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0(z, \omega) \right) G_0(z, z', \bar{q}, \omega) &= \delta(z - z'). \end{aligned} \quad (67)$$

Считая, что металлические пластины расположены в плоскостях $z = 0$ и $z = L$, область $0 < z < d$ заполнена диэлектриком с однородной по занимаемому пространству проницаемостью ε_0 , остальную часть волновода занимает вакуум. В этом случае волновая функция удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \varphi_n(z, \bar{q}, \omega) &= 0, & d < z < L; \\ \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \right) \varphi_n(z, \bar{q}, \omega) &= 0, & 0 < z < d, \end{aligned} \quad (68)$$

а функция Грина – уравнению (заметим, что в функции Грина нас интересует область $z' < d$, так как в (65) интегрирование идет по этой области)

$$\begin{aligned} \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) G_0(z, z', \bar{q}, \omega) &= 0, & d < z < L; \\ \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \right) G_0(z, z', \bar{q}, \omega) &= \delta(z - z'), & 0 < z < d. \end{aligned} \quad (69)$$

Нетрудно найти решения этих уравнений. Чтобы не «затуманивать» сущность возникающих явлений, приведем решения для простейшего случая двух металлических пластин и малого возмущения диэлектрической проницаемости в области пластин. Простое, но более громоздкое рассмотрение диэлектрика с большим χ , занимающего существенный объем волновода, не изменит получаемого вывода. В этом случае (68) и (69) переписутся как

$$\begin{aligned} \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \varphi_n(z, \bar{q}, \omega) &= 0, \\ \varphi_n(z = 0, \bar{q}, \omega) &= \varphi_n(z = L, \bar{q}, \omega) = 0, \\ \left(-\frac{d^2}{dz^2} + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) G_0(z, z', \bar{q}, \omega) &= \delta(z - z'), \\ G_0(z = 0, z', \bar{q}, \omega) &= G_0(z = L, z', \bar{q}, \omega) = 0, \\ G_0(z = 0, z' - 0, \bar{q}, \omega) &= G_0(z = 0, z' + 0, \bar{q}, \omega), \\ \frac{d}{dz} G_0(z = 0, z' - 0, \bar{q}, \omega) - \frac{d}{dz} G_0(z = 0, z' + 0, \bar{q}, \omega) &= 1. \end{aligned} \quad (70)$$

В результате решения имеют следующий вид:

$$q_n^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 n^2}{L^2},$$

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left\{\frac{\pi n}{L} z\right\},$$

$$G_0 = \begin{cases} -\frac{\sinh[s(z'-L)]}{s \sinh(sL)} \sinh(sz), & z < z', \\ -\frac{\sinh(sz')}{s \sinh(sL)} \sinh[s(z-L)], & z > z'. \end{cases} \quad (71)$$

Используя (71), (65), (66), получим окончательное выражение для собственной функции:

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, \omega) = & \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left\{\frac{\pi n}{L} z\right\} \exp\{i\vec{q}_l^{(n)} \vec{r}_l^{(n)}\} - \\ & - \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{\omega^2}{c^2} \sum \exp\{(\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau}) \vec{r}_l\} \sinh\left\{\sqrt{(\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau})^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} (z-L)\right\} \times \\ & \times \int dz' \sin\left\{\frac{\pi n}{L} z'\right\} \chi_\tau(z') \frac{\sinh\left\{\sqrt{(\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau})^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} z'\right\}}{\sqrt{(\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau})^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \sinh\left(\sqrt{(\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau})^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} L\right)}. \end{aligned} \quad (72)$$

Из полученного выражения для поля (72) можно сделать следующий вывод: волна, находящаяся в синхронизме с электронным пучком ($\omega - (\vec{q}_l^{(n)} - \vec{\tau})\vec{u} = 0$),

будет экспоненциально подавлена при $\frac{2\pi z}{\beta\lambda\gamma} > 1$, независимо от формы модуля-

ции среды. Этот вывод носит общий характер: очевидно, что аналогичную задачу по теории возмущений можно решить для любой пространственно-периодической среды, когда восприимчивость мала и условия сильной связи волн не выполнены. В частности, это справедливо, если пучок нерелятивистских или слабoreлятивистских частиц движется в кристалле, а мы интересуемся излучением в рентгеновском диапазоне. Тогда излучение рентгеновских квантов также будет экспоненциально подавлено при выполнении неравенства $\frac{2\pi a}{\beta\lambda\gamma} \gg 1$, где a – характерный размер элементарной ячейки кристалла. При

этом интенсивность и спектр излучения будут существенным образом отличаться от соответствующих величин, вычисленных при заданных восприимчивостях среды, получаемых при квантовом усреднении по ансамблю уравнений электромагнитного поля [17].

В работе рассмотрены некоторые теоретические вопросы, связанные с неустойчивостью электронного пучка в объемных пространственно-

периодических средах. Из полученных результатов следует, что объемная трехмерная распределенная связь (ОРОС) предоставляет богатые возможности для управления динамикой неустойчивости пучка и коллективных процессов излучения. К числу таких возможностей относятся: изменение в точках вырождения функциональной зависимости порогового тока и коэффициента усиления от длины области генерации (43'); изменение и регулирование добротности резонатора с помощью параметров, определяющих геометрию дифракции (35'); возможность генерации излучения в областях параметров, соответствующих меньшим потерям (46); возможность перехода от режима генерации на попутной волне к режиму генерации на встречной волне. Эти свойства неустойчивости пучка в условиях ОРОС могут быть использованы в широком диапазоне спектра: от СВЧ-излучения до рентгеновских частот. Причем для каждой области на первый план выходят разные факторы из набора приведенных преимуществ объемной генерации. Так, для генерации жестких рентгеновских квантов важны возможность резкого уменьшения поглощения излучения и создание объемного зеркала распределенного по всему объему взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной, предоставляемой ОРОС, а также возможность изменения дисперсионных характеристик излучения. В СВЧ-диапазоне важным применением неустойчивости в условиях ОРОС, на наш взгляд, является возможность селекции мод в сверхразмерных волноводах за счет многоволновой дифракции при создании мощных излучателей. Преимуществом в этой области является так и возможность регулирования добротности резонатора. Важным свойством неустойчивости в объемной геометрии является и относительно простая возможность перестройки частоты генерации излучения путем изменения геометрии дифракции. Такая возможность следует из чисто кинематических соотношений – выполнения условия Брэгга $k = |\vec{k} + \vec{\tau}|$, так как частота, определяемая этим условием, будет зависеть от геометрии и плавно изменяться при плавном изменении геометрии.

Литература

1. *Baryshevsky V. G.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. Vol. A445. P. 281.
2. *Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 293.
3. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // Phys. Lett. 1976. Vol. A57. P.183.
4. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // J. Physique. 1983. Vol. 44. № 8. P. 913.
5. *Барышевский В. Г., Феранчук И. Д.* // Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1985. № 2. С. 79.
6. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // Phys. Lett. 1984. Vol. A102. P. 141.
7. *Батраков К. Г., Дубовская И. Я.* // Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1990. № 5. С. 82.
8. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250.
9. *Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Zege A. V.* // Phys. Lett. 1990. Vol. 149. P. 90.
10. *Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Дубовская И. Я.* // Вести АН БССР. Сер. физ.-тех. наук. 1992. № 3. С. 99.
11. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A375. P. 292.
12. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. A358. P. 508.
13. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. A393. P. 71.
14. *Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S.* // J. Electr. 1993. Vol. 4, № 4. P. 301.

15. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 9. С. 23.
16. Песков Н. Ю., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Сергеев А. С. и др. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 8. С. 72.
17. Чжан Ш. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. М., 1987.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. М., 1979.
19. Барышевский В.Г. // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299, № 6. С. 19.
20. Ерохин Н. С., Кузнецов М. В., Мусеев С. С. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. М., 1982.

SOME THEORETICAL QUESTIONS OF BEAM INSTABILITIES IN VOLUME SPATIALLY-PERIODIC STRUCTURES

K. G. Batrakov

The electron beam instability in spatial periodical structures is studied. The dispersion equations to describe such instabilities are derived and discussed. It is shown that the various regimes of generation exist depending on the quantities of the electron beam velocity spread, quantum recoil and linewidth of spontaneous emission. The effect of quantum recoil can influence on instability process in the optical and infrared spectral range even. The generation equation describing the starting currents and increments of an absolute instability are derived. It is shown that in vicinity of diffraction root degeneration the new law of dependence of starting generation current and gain on system parameters arises ((35'), (43), (43')). The advantages of volume distributed feedback (VDVB) are analyzed. The influence of guiding magnetic field on generation process leads to gain doubling in the case when the transverse motion contributes to instability. The generation in the surface scheme and in the case when electron propagate near the slowing elements is studied. It is shown in this work that VDVB is more preferred alternative in comparison with ordinary distributed feedback and creation of new type of FEL, the volume FEL (VFEL) has a good perspectives.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ В МОДЕЛИРОВАНИИ ОБЪЕМНЫХ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

С. Н. Сытова

Настоящая работа посвящена развитию численных методов для решения систем дифференциальных уравнений, возникающих при моделировании объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ), а также обсуждению результатов численных экспериментов.

Интерес к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ), позволяющим получить генерацию излучения большой мощности и высокой спектральной яркости, возник более пятнадцати лет назад. Частотный диапазон, в котором работают или проектируются ЛСЭ, в настоящий момент распространяется от сантиметрового до рентгеновского. Теоретические исследования показали, что наиболее эффективными схемами являются объемные схемы ЛСЭ с распределенной обратной связью (РОС), позволяющие существенно снизить требования к параметрам электронного пучка. Концепция ОЛСЭ, основанная на параметрической пучковой неустойчивости, была впервые предложена в работе [1] как основа создания рентгеновского лазера, а затем развита в [2–8] для других систем и разных спектральных диапазонов.

Линейный режим работы ОЛСЭ изучен достаточно хорошо [1–8], но он быстро сменяется нелинейной стадией. Математические модели, описывающие нелинейную стадию работы ОЛСЭ, представляют собой системы многомерных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка. Граничные условия записываются на различных границах системы и сами могут являться дифференциальными уравнениями в частных производных первого порядка, неразрешенными относительно производных по времени для нескольких неизвестных функций. Понятно, что нелинейная стадия работы ОЛСЭ может быть рассмотрена только с использованием разностных методов, поскольку аналитически получить решения таких систем уравнений невозможно.

При решении многомерных уравнений в частных производных удобны экономичные разностные методы, которые для получения приближенного решения с достаточной точностью требуют числа арифметических действий, прямо пропорционального числу узлов пространственной сетки. Все экономичные методы имеют одну общую алгоритмическую идею: процесс отыскания приближенного решения многомерной задачи разбивается на несколько этапов, на каждом из которых решается простая задача. Таким образом, экономичный алгоритм решения сложных задач состоит из цепочки алгоритмов решения простых задач. Начало разработки таких алгоритмов связано с появлением двух основных методов: метода суммарной аппроксимации (или расщепления) и метода переменных направлений (см. [9–12] и библиографию там).

В работе [13] изложен многокомпонентный метод переменных направлений (ММПН), который близок к предложенной первоначальной трактовке метода переменных направлений, но обладает рядом важных преимуществ. Это – абсо-

лютная устойчивость без стабилизирующих поправок для задач любой размерности, отсутствие требования коммутруемости пространственных операторов для выполнения условий устойчивости, эффективность при решении многомерных задач в областях со сложной геометрией. Суть данного метода состоит в том, что каждое из разностных уравнений аппроксимирует исходную дифференциальную задачу, а вычисления по схеме осуществляются последовательно по каждому пространственному направлению. В каждой точке пространства находятся несколько значений (компонент) приближенного решения исходной дифференциальной задачи. Причем доказано, что каждая из этих компонент сходится к исходному решению. Идеи, высказанные в [13], были в дальнейшем развиты в большом количестве работ, где приводятся экономичные алгоритмы данного метода для всех основных типов уравнений.

Системы уравнений, которые необходимо решить при моделировании ОЛСЭ, являются системами дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка гиперболического или смешанного типа. В последнем случае следует говорить о рассматриваемых уравнениях как обобщенных уравнениях переноса. Подчеркнем, что численные методы для такого типа уравнений не разработаны. Поэтому в [14, 15] было проведено исследование возможных разностных схем для решения этих уравнений и полученные результаты в рамках ММПН были применены в моделировании ОЛСЭ в субмиллиметровом диапазоне.

Первыми работами, использующими принципы ММПН для решения гиперболических систем первого порядка, явились работы [16, 17] и [18–20]. В [16] были построены явные и неявные многокомпонентные разностные схемы для линейных симметричных систем. В [17] предложены разностные схемы бегущего счета для решения гиперболических систем с диссипативными граничными условиями. В [18–20] разработаны оригинальные разностные схемы, учитывающие особенности конкретных систем и не налагающие никаких ограничений на вид матриц. В частности, при построении разностных схем для каждой задачи учитывались ее особенности, например, что граничные условия задаются на разных границах системы, существует определенная жесткость в уравнениях, граничные условия сами являются дифференциальными уравнениями первого порядка в частных производных. Там же было проведено моделирование ОЛСЭ для рентгеновского [18, 21] и оптического диапазонов [20–22].

1. Физические модели ОЛСЭ

Рассмотрим две принципиально разные схемы ОЛСЭ: объемную и поверхностную. На рис. 1 изображена объемная схема ОЛСЭ в геометрии Брэгга. Такая схема была предложена и изучалась в работах [2, 3, 7, 8]. Электронный пучок со скоростью \mathbf{u} «падает» под некоторым углом на полубесконечную трехмерную пространственно-периодическую мишень толщиной L . Параллельно с ним падает плоская электромагнитная волна с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Если эта волна находится в условиях дифракции [23], то в мишени образуется дифрагированная волна с волновым вектором $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – вектор обратной решетки мишени. А при выполнении условия Вавилова – Черенкова $\omega - \mathbf{k}\mathbf{u} = 0$

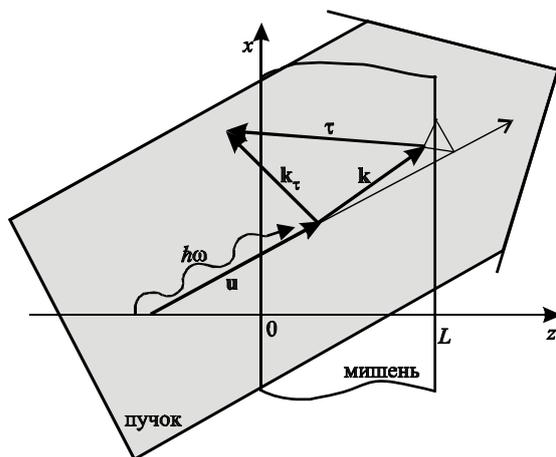


Рис. 1. Объемная схема ОЛСЭ в геометрии Брэгга

частицы пучка будут испускать квазичеренковское излучение. В рентгеновском диапазоне в качестве мишени используются кристаллические пластинки. В этом случае величина пространственного периода определяется периодом кристаллической решетки и испускаемое излучение имеет длину, сравнимую с межатомными расстояниями, т. е. принадлежит рентгеновскому диапазону.

На рис. 2 изображена схема поверхностного ОЛСЭ. Такая схема, где пучок электронов толщиной h (область II) движется над поверхностью периодической структуры (область III), была впервые предложена в [4] и в линейном приближении рассмотрена в [6]. Преимущество поверхностной схемы заключается в том, что излучение формируется вдоль всей траектории электронного пучка в вакууме без разрушающего воздействия многократного рассеяния на процесс генерации. Причем здесь РОС формируется как в поперечном направлении (вдоль оси z), так и продольном (вдоль оси x). На рис. 2 изображены векторы проходящих ($\mathbf{k}^{(+)}$ и \mathbf{k}), дифрагированных ($\mathbf{k}_\tau^{(+)}$ и \mathbf{k}_τ), отраженных ($\mathbf{k}^{(-)}$ и \mathbf{k}^{omp}) и отраженных дифрагированных ($\mathbf{k}_\tau^{(-)}$ и \mathbf{k}_τ^{omp}) волн в вакууме (области I и IV), пучке и мишени.

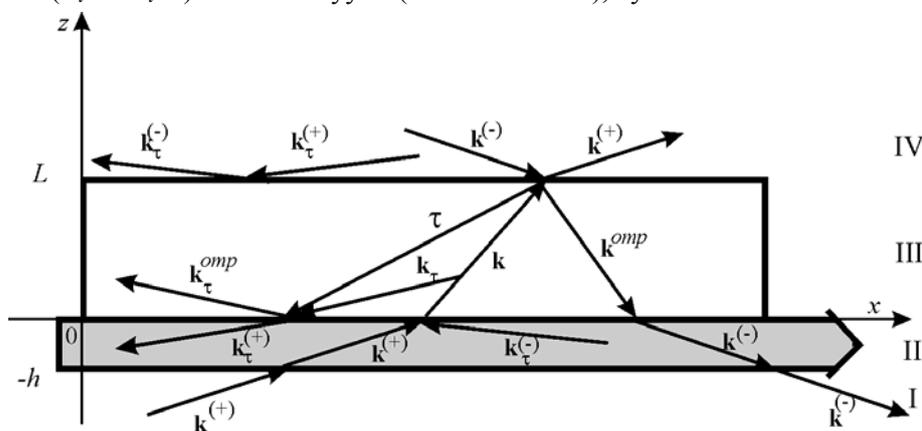


Рис. 2. Схема поверхностного ОЛСЭ

В обеих схемах задача заключается в исследовании усиления электромагнитных волн электронным пучком.

2. Математическая модель ОЛСЭ

Во всех геометриях ОЛСЭ уравнения, описывающие их работу, получаются из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд. Будем рассматривать две пространственные переменные: z и x .

Запишем эти уравнения в обобщенной форме, не уточняя вид волновых векторов и направления векторов напряженности электромагнитного поля:

1) *в вакууме* для волны с амплитудой E и волновым вектором \mathbf{k} в присутствии электронного пучка:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_z c^2}{\omega} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega} \frac{\partial E}{\partial x} = F(j), \quad (1)$$

$$F(j) = -\frac{2\pi i}{\omega} \frac{\partial j}{\partial t} - 2\pi j, \quad (2)$$

где j – плотность тока пучка;

2) *в мишени* для волны с амплитудой E и волновым вектором \mathbf{k} , не находящейся в условиях дифракции и не взаимодействующей с электронным пучком:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_z c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды;

3) *в мишени в условиях двухволновой дифракции* для проходящей волны с амплитудой E и волновым вектором \mathbf{k} и дифрагированной волны с амплитудой E_τ и волновым вектором \mathbf{k}_τ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{k_z c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{i}{2} \frac{(k^2 - \omega^2 / c^2 \varepsilon_0) c^2}{\omega \varepsilon_0} E - \frac{i}{2} \frac{\omega}{\varepsilon_0} \chi_\tau E_\tau = F(j), \\ \frac{\partial E_\tau}{\partial t} + \frac{(k_z + \tau_z) c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E_\tau}{\partial z} + \frac{k_x c^2}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial E_\tau}{\partial x} - \frac{i}{2} \frac{\omega}{\varepsilon_0} \chi_{-\tau} E + \frac{i}{2} \frac{(k_\tau^2 - \omega^2 / c^2 \varepsilon_0) c^2}{\omega \varepsilon_0} E_\tau = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 = 1 + \chi_0$ – диэлектрическая проницаемость среды, $\chi_0, \chi_{\pm\tau}$ – коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки. $F(j)$ равно нулю в случае поверхностной схемы и имеет вид (2) при условии прохождения электронного пучка через мишень.

Граничные условия в геометрии Брэгга имеют вид

$$E|_{z=0} = E_0, \quad E_\tau|_{z=L} = E_{\tau 0}, \quad (5)$$

где $E_0, E_{\tau 0}$ – амплитуды падающих на мишень волн. Чаще считается, что $E_{\tau 0} = 0$.

В поверхностной схеме ОЛСЭ граничные условия выводятся из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей. Они являются дифференциальными уравнениями в частных производных первого порядка для амплитуд E_1 , E_2 и E_3 вида

$$A_l^- \frac{\partial E_l}{\partial t} + B_l^- \frac{\partial E_l}{\partial x} + C_l^- E_l + D_l E_3 + A_k^+ \frac{\partial E_k}{\partial t} + B_k^+ \frac{\partial E_k}{\partial x} + C_k^+ E_k = f_k(x, t, E_k^{(0)}, j), \quad (6)$$

где $l = 1, 2$ и $k = 2, 1$ для двух границ $z = 0$ и $z = L$, $t > 0$, $0 < x < X$; $E_k^{(0)}$ – амплитуда падающей на рассматриваемую k -ю границу волны. Волны с амплитудами E_1 и E_3 находятся в условиях дифракции. Полный вид этих условий для оптического диапазона приведен в [21, 22]. Начальные условия для амплитуд полагаются равными 0 во всех внутренних точках рассматриваемых областей.

Таким образом, поверхностная схема, изображенная на рис. 2, описывается системой (4) с нулевой правой частью, двумя уравнениями типа (3), двумя уравнениями типа (1) с правой частью типа (2) и двумя граничными условиями (6). Математическая модель объемной схемы ОЛСЭ (см. рис.1) состоит из системы (4) с правой частью (2) и граничных условий (5).

Во всех случаях система должна быть дополнена уравнениями, описывающими электронный пучок. Такие уравнения могут быть получены либо в гидродинамическом приближении, либо с помощью функций распределения:

$$f(z, x, \mathbf{v}, t) = f_0 + f^{(0)} + (f^{(1)} \exp(i(\mathbf{kr} - \omega t)) + f^{(2)} \exp(2i(\mathbf{kr} - \omega t)) + \text{к.с.}). \quad (7)$$

Здесь f_0 – невозмущенная функция распределения пучка.

Система уравнений получается из уравнения непрерывности для функций распределения пучка:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m\gamma^3} \left(\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E}^* \frac{\partial f^{(2)}}{\partial \mathbf{v}} \right) - i(\omega - \mathbf{kv})f^{(1)} &= 0, \\ \frac{\partial f^{(0)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m\gamma^3} \left(\mathbf{E} \frac{\partial f^{(1)*}}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{E}^* \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \mathbf{v}} \right) &= 0, \\ \frac{\partial f^{(2)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(2)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m\gamma^3} \mathbf{E} \frac{\partial f^{(2)}}{\partial \mathbf{v}} - 2i(\omega - \mathbf{kv})f^{(2)} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В уравнениях (8) «*» обозначает комплексное сопряжение. Начальные и граничные условия для $f^{(0)}$, $f^{(1)}$ и $f^{(2)}$ полагаются равными 0. Плотность тока пучка для формулы (2) определяется стандартным образом.

3. Разностные методы

Уравнения (1), (3), (4), (6), (8) есть уравнения первого порядка с комплексными неизвестными функциями E и f и действительными или комплексными коэффициентами. Если, например, в уравнении (1) компоненты волнового вектора k_z и k_x являются действительными, перед нами – чисто гиперболическое уравнение, или уравнение переноса. Но при $k_z = k_z' + ik_z''$ мы имеем дело с так

называемыми поверхностными волнами. Именно этот случай наблюдается в вакууме в поверхностной схеме ОЛСЭ (см. рис. 2) для волн с волновыми векторами $\mathbf{k}^{(+)}$ и $\mathbf{k}^{(-)}$. Видно, что в этом случае существуют две характеристики: действительная по x и комплексная по z . Уравнения такого типа являются *обобщенными уравнениями переноса*. Изучим сначала возможные разностные методы для такого типа уравнений.

Рассмотрим следующее модельное уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial z} + b \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Коэффициент a является комплексным, b – действительным. Поставим для него граничное и начальное условия:

$$\begin{aligned} u(0, x, t) &= u_0, \quad t > 0, \\ u(z, x, 0) &= 0, \quad 0 \leq z \leq L. \end{aligned} \quad (10)$$

При рассмотрении корректности задачи (9) – (10), даже если коэффициент a является действительным, становится очевидным, что ее решение является разрывным при $t = 0$ и $z = 0$. То есть в начальный момент времени на границу $z = 0$ приходит ударная волна с амплитудой u_0 . В этом случае следует говорить об обобщенном решении модельной задачи. Более того, хорошо известно [24], что начальная задача для системы Коши – Римана является некорректно поставленной. Таким образом, и в нашем случае надо ожидать, что задача будет некорректной. Но поскольку нас интересует только нулевая гармоника решения (9), которая после установления равна просто u_0 , и мы знаем о существовании решения, то можно попытаться использовать численные методы для решения модельной и полной нелинейной задач.

В [14–15] был проведен анализ возможных разностных схем для задачи (9) – (10). Для простоты рассмотрим сначала уравнение с чисто мнимым коэффициентом:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial z} = 0,$$

где $a = ia''$, $a'' > 0$, $i = \sqrt{-1}$.

В области $\Omega = \{0 \leq z \leq L, 0 \leq t \leq T\}$ введем равномерную сетку:

$$G = \{(z = z_k = kh, k = 0, \dots, N_z, N_z = [L_z / h]), t = t_j = j\tau, j = 0, \dots, N_t, N_t = [T / \tau]\}. \quad (11)$$

Всюду ниже, где это удобно, будем пользоваться обозначениями [12]:

$$y_t = \frac{y^{j+1} - y^j}{\tau}, \quad \hat{y} = y^{j+1}.$$

Видно, что центрированные схемы применяться не могут, поскольку имеется одно граничное условие. Если мы хотим, чтобы амплитуда u_0 переносилась слева направо, нужно использовать соответствующую разностную производную. Рассмотрев простейшие разностные схемы: явную и неявную схемы первого порядка, схему с весами, схему бегущего счета и схему второго порядка по време-

ни и пространству и исследовав их спектральную устойчивость, мы получили следующие результаты. Явная схема, схема бегущего счета и схема второго порядка являются абсолютно неустойчивыми. Для неявной схемы первого порядка

$$\frac{y_k^{j+1} - y_k^j}{\tau} + a \frac{y_k^{j+1} - y_{k-1}^{j+1}}{h} = 0 \quad (12)$$

условие счетной устойчивости выглядит следующим образом: $\frac{\tau |a|}{h} \geq 2$.

Схема с весами

$$\frac{y_k^{j+1} - y_k^j}{\tau} + \sigma a \frac{y_k^{j+1} - y_{k-1}^{j+1}}{h} + (1 - \sigma) a \frac{y_k^j - y_{k-1}^j}{h} = 0$$

устойчива при условии

$$\frac{\tau |a|}{h} \geq \frac{2}{2\sigma - 1} \text{ и } 0,5 < \sigma \leq 1.$$

Если рассмотрим комплексный коэффициент $a = a' + ia''$, $a' > 0$, то для схемы с весами получим условие устойчивости :

$$(2\sigma - 1) \frac{\tau |a|^2}{h} + a' \geq 2a'' \quad (13)$$

В [15] приведено аналогичное условие счетной устойчивости для неявной схемы. Справедливость этой оценки была подтверждена численно. Возвращаясь к уравнению (9), поскольку мы нашли приемлемые разностные схемы для части с комплексной характеристикой, можно попытаться использовать для его решения в целом алгоритмы ММПН. А так как в случае математических моделей ОЛСЭ вид уравнений не меняется, мы можем записывать алгоритмы как для гиперболических, так и для обобщенных уравнений переноса единообразно. Для простоты коэффициенты в уравнениях расписывать не будем.

Введем равномерные сетки по пространству, времени и скоростям (11). В области $\Omega_v = \{u - \Delta v \leq v \leq u + \Delta v\}$, где u – невозмущенная скорость частиц пучка, Δv – разброс по скоростям, введем разностную сетку по v :

$$\omega_v = \{v_m = u - \Delta v + mh_v, m = 0, \dots, N_v, N_v = [2\Delta v / h_v]\};$$

в области $\Omega_x = \{0 \leq x \leq L_x\}$ – сетку

$$\omega_x = \{x_k = nh_x, n = 0, \dots, N_x, N_x = [L_x / h_x]\}.$$

Тогда уравнение (1) аппроксимируем следующими двумя уравнениями :

$$\begin{aligned} E_t^1 + A_1 \hat{E}_z^1 + A_2 E_x^2 &= F(\hat{j}), \\ E_t^2 + A_1 \hat{E}_z^1 + A_2 \hat{E}_x^2 &= F(\hat{j}). \end{aligned} \quad (14)$$

Система (4) аппроксимируется системой четырех разностных уравнений:

$$\begin{aligned}
E_t^1 + A_{11}\hat{E}_z^1 + A_{12}E_x^2 + Q_{11}\hat{E}^1 + Q_{12}\hat{E}_\tau^1 &= F(\hat{j}), \\
E_\sigma^1 + A_{21}\hat{E}_\tau^1 + A_{22}E_\alpha^2 + Q_{21}\hat{E}^1 + Q_{22}\hat{E}_\tau^1 &= 0, \\
E_t^2 + A_{11}\hat{E}_z^1 + A_{12}\hat{E}_x^2 + Q_{11}\hat{E}^1 + Q_{12}\hat{E}_\tau^1 &= F(\hat{j}), \\
E_\sigma^2 + A_{21}\hat{E}_\tau^1 + A_{22}\hat{E}_\alpha^2 + Q_{21}\hat{E}^1 + Q_{22}\hat{E}_\tau^1 &= 0.
\end{aligned} \tag{15}$$

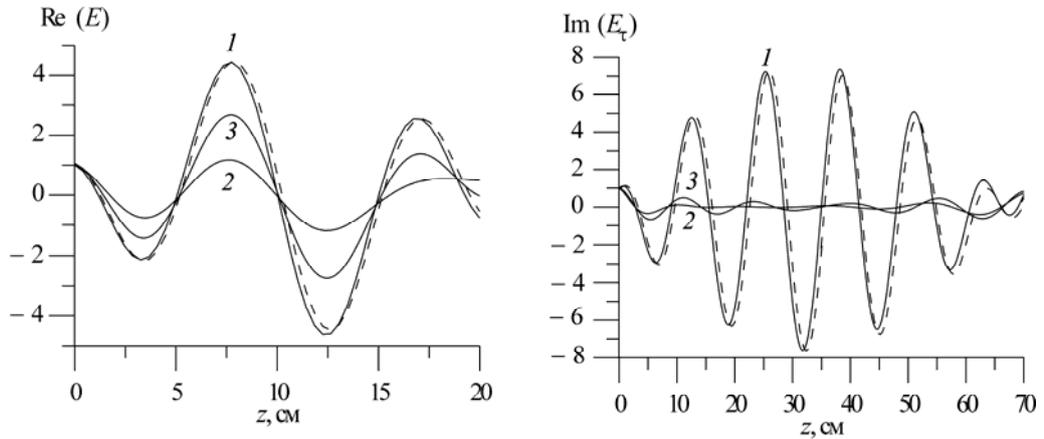
Либо

$$\begin{aligned}
E_t^1 + A_{11}\hat{E}_z^1 + A_{12}E_x^2 + Q_{11}\hat{E}^1 + Q_{12}\hat{E}_\tau^1 &= F(\hat{j}), \\
E_\sigma^1 + A_{21}\hat{E}_\tau^1 + A_{22}E_\alpha^2 + Q_{21}\hat{E}^1 + Q_{22}\hat{E}_\tau^1 &= 0, \\
E_t^2 + A_{11}\hat{E}_z^1 + A_{12}\hat{E}_x^2 + Q_{11}\hat{E}^1 + Q_{12}\hat{E}_\tau^1 &= F(\hat{j}), \\
E_\sigma^2 + A_{21}\hat{E}_\tau^1 + A_{22}\hat{E}_\alpha^2 + Q_{21}\hat{E}^1 + Q_{22}\hat{E}_\tau^1 &= 0,
\end{aligned} \tag{16}$$

где $\bar{E} = 0,5(E_k + E_{k-1})$.

Поскольку чисто неявные схемы для гиперболических уравнений обладают большой аппроксимационной вязкостью, пропорциональной величине расчетной сетки, то оказалось, что, если решение достаточно быстро осциллирует, более эффективна схема (16). Наиболее характерные графики приведены на рис. 3. Здесь изображены точное аналитическое решение задачи дифракции (кривые 1) для геометрии рис. 1 в миллиметровом диапазоне и численное решение по схемам (16) (пунктирные кривые, $N_z = 50$ (а) и $N_z = 200$ (б)). Кривые 2 и 3 ($N_z = 200$ и $N_z = 800$ соответственно) получены с помощью схем (15). При небольшом увеличении размерности сетки получаются идеальные результаты для схем (16) и не получаются даже при очень значительном увеличении для схем (15). Подобные результаты для рентгеновской области приводились в [27].

Рассмотрим теперь, как аппроксимируются граничные условия. Условия (5) аппроксимируются точно.



а

б

Рис. 3. Сравнение эффективности работы схем (15) и (16):

а – зависимость действительной части амплитуды проходящей волны в мишени толщиной 20 см; б – зависимость мнимой части амплитуды дифрагированной волны в мишени толщиной 70 см

Пусть в условиях (6) на границу $l = 1$ приходит волна с амплитудой E_2 , а выходит – с амплитудой E_1 , а для границы $l = 2$ – все наоборот. Тогда разностный алгоритм для (6) запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} A_l^- E_{lt}^1 + B_l^- E_{lx}^2 + C_l^- \hat{E}_l^1 + D_l \hat{E}_3^1 + A_k^+ E_{kt}^1 + B_k^+ E_{kx}^2 + C_k^+ \hat{E}_k^1 &= f(\hat{E}_k^{(0)}, \hat{j}), l=1, 2, k=2, 1; \\ A_l^- E_{lt}^2 + B_l^- \hat{E}_{lx}^2 + C_l^- \hat{E}_l^1 + D_l \hat{E}_3^1 + A_k^+ E_{kt}^1 + B_k^+ E_{kx}^2 + C_k^+ \hat{E}_k^1 &= f(\hat{E}_k^{(0)}, \hat{j}), l=1, k=2; \\ A_l^- E_{lt}^1 + B_l^- E_{lx}^2 + C_l^- \hat{E}_l^1 + D_l \hat{E}_3^1 + A_k^+ E_{kt}^2 + B_k^+ \hat{E}_{kx}^2 + C_k^+ \hat{E}_k^1 &= f(\hat{E}_k^{(0)}, \hat{j}), l=2, k=1. \end{aligned} \quad (17)$$

В схемах (14) – (17) E^1, E^2 – пара приближенных значений (компонент) искомой функции E . В качестве решения в каждой точке области может быть взято одно из значений (первое или второе) или их полусумма. Направления производных по z и x (левая или правая) выбираются в зависимости от направления распространения волн. Благодаря использованию многокомпонентности удалось получить разностный аналог уравнений, который решается последовательно, без итераций. Причем процесс вычисления компоненты E^2 по x осуществляется в соответствии с направлениями распространения волн и является полностью независимым для каждой отдельной волны, что позволяет двигаться по оси x параллельно. Смысл построения схем для граничных условий типа (17) состоит в том, что в каждом разностном уравнении сверху вычисляются те компоненты второго решения, которые соответствуют «выходящим» с данной границы волнам. «Приходящим» на эту границу волнам соответствуют первые решения, вычисленные ранее.

Если переписать систему (8) в обобщенном виде, рассмотрев только одну компоненту скорости $v = v_x$:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial x} + R \frac{\partial F}{\partial v} + PF = D,$$

где $F = (f^{(1)}, f^{(0)}, f^{(2)})^T$, то в рамках ММПН она аппроксимируется так:

$$\begin{cases} F_t^1 + v_m \hat{F}_x^1 + P\hat{F}^1 + RF_v^2 = \hat{D}, \\ \frac{\hat{F}^2 - \tilde{F}^2}{\tau} + v_m \hat{F}_x^1 + P\hat{F}^1 + RF_v^2 = \hat{D}, \end{cases} \quad (18)$$

где $F_v = \frac{F_{m+1} - F_{m-1}}{2h_v}$, $\tilde{F} = 0,5(F_{k+1} - F_{k-1})$. F^1, F^2 – разностные компоненты F . В качестве решения берется полусумма F^1 и F^2 . Для вычисления второй компонен-

ты использована схема Лакса [26]. В данном случае условие устойчивости будет определяться условием устойчивости для схемы Лакса: $\frac{\tau |E|}{h_v} < 1$.

Все приведенные разностные схемы являются экономичными схемами полной аппроксимации. На достаточно гладких решениях они имеют первый порядок аппроксимации по времени и пространству. Можно также использовать

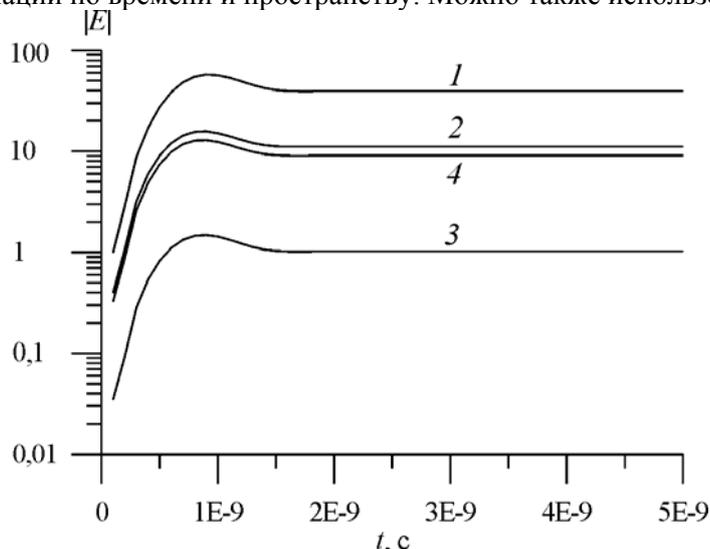


Рис. 4. Усиление электромагнитного поля как функция времени

разностные схемы второго порядка аппроксимации. Такого рода схемы для гиперболических уравнений были предложены в [27]. Однако они не дают существенного улучшения качества разностного решения и привносят в него паразитические осцилляции.

Если математическая модель ОЛСЭ представляет собой систему гиперболических уравнений, то наши схемы являются безусловно устойчивыми. В случае обобщенных уравнений переноса имеют место условия устойчивости [15] и (13). В [19, 21, 27] было проведено доказательство устойчивости по начальным данным и правой части, а также сходимости решения разностной задачи к решению исходной дифференциальной для гиперболических систем вида (4). Пользуясь этой методикой и учитывая условие (13), можно доказать устойчивость и сходимость в случае обобщенных уравнений переноса.

4. Результаты численного моделирования ОЛСЭ

На основе предложенных разностных методов был разработан комплекс программ для численного моделирования нелинейного режима работы ОЛСЭ в рентгеновском, оптическом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные для поверхностного оптического ОЛСЭ (см. схему рис. 2). Расчеты проводились для мишени толщиной

$L_z = 0,1$ см, длиной $L_x = 10$ см, диэлектрическая проницаемость которой $\varepsilon_0 = 2,4334$. Для излучения в оптическом диапазоне периодическая структура мишени с периодом $d \approx 10^{-5}$ см может быть создана, например, с помощью лазера. Предполагалось, что диэлектрическая проницаемость мишени, созданной таким образом, будет следующей: $\chi_{\pm} = 0,01$. Частота излучения принималась равной $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Фактор асимметрии дифракции $\beta = 0,85$. Точность выполнения условия Вавилова – Черенкова (точность черенковского синхронизма) $\varepsilon = |\omega - k_x u| / \omega$ принимала значения порядка 10^{-5} . Параметры электронного пучка были выбраны следующие: $\omega_L^2 = 1,6 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-2}$, $\gamma = 10$, поперечный размер $h = 0,1$ см. Пучок считался холодным.

На рис. 4 представлен график зависимости электромагнитного поля от времени. Кривые 1 и 2 описывают амплитуду проходящей волны на границах $z = 0$ и $z = L$. Кривые 3 и 4 соответствуют дифрагированной волне при $z = L$ и $z = 0$ соответственно. Очень важно, что в рассмотренной схеме ОЛСЭ процесс усиления сильно зависит не только от условия синхронизма, но и от условия Брэгга для излученного фотона. Условие Брэгга определяет эффективность РОС.

Рис. 5 демонстрирует попытку оптимизации процесса усиления черенковской волны по отношению к условию синхронизма ε и условию Брэгга. Мы рассматривали изменение ε между $-2 \cdot 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-5}$ и отклонение от точного выполнения условия Вавилова – Черенкова

$$\alpha_B = \frac{2\mathbf{k}_{\perp} \boldsymbol{\tau}_{\perp} + \boldsymbol{\tau}^2}{\omega^2} c^2 = s \frac{\chi_{\tau}}{\sqrt{\beta}} \quad (19)$$

от $-7 \cdot |\chi_{\tau}| / \beta^{1/2}$ до $7 \cdot |\chi_{\tau}| / \beta^{1/2}$. Из рис. 5 видно, что существует оптимальное соотношение между этими параметрами, когда процесс усиления развивается наиболее эффективно.

Таким образом, моделирование показало, что для видимой области спектра в выбранной геометрии дифракции и параметров пучка электронов насыщение черенковской волны достигается уже на длине мишени, равной 10 см. Это значит,

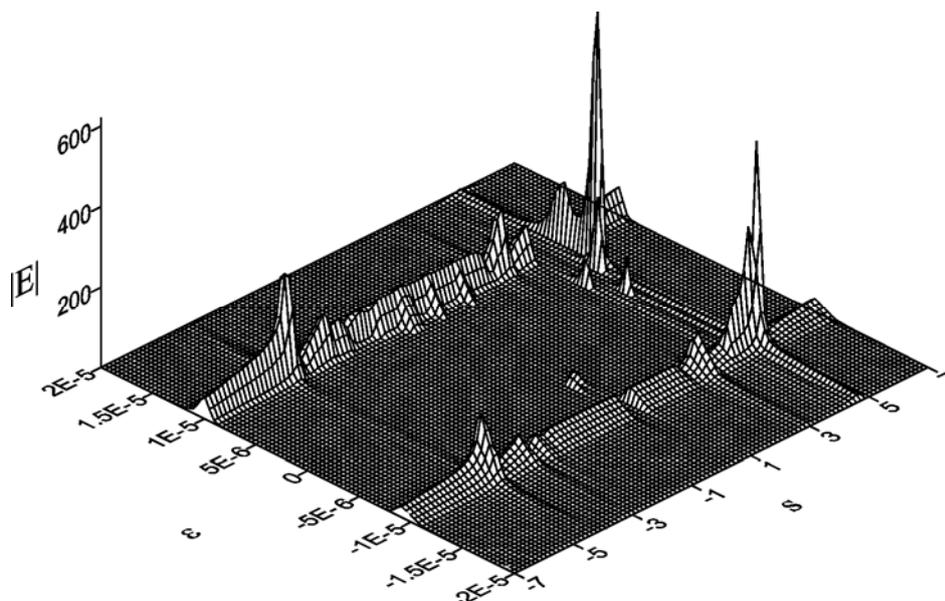


Рис. 5. Зависимость процесса усиления черенковской волны от отклонения от ϵ и θ что рассматриваемая схема ОЛСЭ характеризуется малой рабочей областью генерации и генерируемое излучение имеет узкую спектральную ширину $\Delta\omega/\omega \approx 10^{-5}$. Кроме того, имеются оптимальные значения отклонения от черенковского синхронизма и условий дифракции, при которых усиление электромагнитной волны развивается наиболее эффективно, и зависимость от этих параметров очень сильная.

Разработанные вычислительные алгоритмы могут эффективно применяться при моделировании нелинейных режимов работы ОЛСЭ, что было подтверждено численными экспериментами. Численные результаты согласуются с аналитическими оценками, полученными в линейном приближении. На основании проведенного анализа можно сделать вывод о возможности численно моделировать работу ЛСЭ в будущих экспериментах.

Автор благодарит за всемерную поддержку и постоянное внимание В. Г. Барышевского, К. Г. Батракова, И. Я. Дубовскую, а также В. Н. Абрашина за большую помощь в работе.

Литература

1. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // Phys. Lett. 1984. Vol. A102. P. 141.
2. Барышевский В. Г. // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299, № 6. С. 1363–1366.
3. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250–1257.
4. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A341. P. 274–276.
5. Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya. // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. A358. P. 493–496.

6. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya., Sytova S. N.* // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. A358. P. 508–511.
7. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* Free Electron Lasers 1996. Elsevier Science, 1997.
8. *Baryshevsky V. G.* // LANL e-print archive physics/9806039.
9. *Яненко Н. Н.* Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, 1967.
10. *Марчук Г. И.* Методы расщепления. М., 1988.
11. *Марчук Г. И.* Методы вычислительной математики. М., 1989.
12. *Самарский А. А.* Теория разностных схем. М., 1989.
13. *Абрашин В. Н.* // Дифференц. уравнения. 1991. Т. 26, № 2. С. 314–323.
14. *Сытова С. Н.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. FDS2000. Vilnius, 2000. P. 237–244.
15. *Сытова С. Н.* // Дифференц. уравнения. 2001. Т. 37, №7. С. 976–981.
16. *Абрашин В. Н., Минченков Ю. В.* // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1990. № 3. С. 3–9.
17. *Волков В. М., Жадаева Н. Г.* // Дифференц. уравнения. 1994. Т. 30, № 7. С. 1187–1193.
18. *Абрашин В. Н., Грубич А. О., Сытова С. Н.* // Мат. моделирование. 1991. Т. 3, № 8. С. 21–29.
19. *Сытова С. Н.* // Весці АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1993, № 2. С. 44–50.
20. *Сытова С. Н.* // Дифференциальные уравнения. 1996. Т. 32, №7. С. 986–989.
21. *Сытова С. Н.* Математическое моделирование нелинейных процессов излучения электромагнитных волн в объемных лазерах на свободных электронах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1997.
22. *Dubovskaya I. Ya., Baryshevsky V. G., Batrakov K.G., Sytova S. N.* // The 21th Intern. Free Electron Laser Conf. (FEL99). http://www.desy.de/fel99/contributions/T05/ID_Mo-P-16.html
23. *Пинскер З. Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М., 1982.
24. *Годунов С. К.* Уравнения математической физики. М., 1979.
25. *Сытова С. Н.* // Весці АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1998. № 2. С. 82–85.
26. *Lax P. D.* // Communications Pure Appl. Math. 1954. Vol. 7. P. 159–193.
27. *Sytova S.* // LANL e-print archive physics/9901033.

NUMERICAL METHODS IN MODELING OF VOLUME FREE ELECTRON LASERS

S. N. Sytova

This article is devoted to development of numerical methods for solving of differential equations originated in modeling of volume free electron lasers (VFEL).

The idea of VFEL based on parametric beam instability was proposed in [1] as a base of X-ray laser for X-ray region and developed then in [2–8] for other spectral regions.

Linear regime of VFEL was investigated in [1–8] but it changes rapidly into nonlinear regime. Mathematical model of such regime is a system of multidimensional first-order nonlinear partial differential equations (PDEs). Boundary conditions can be written on different boundaries and are PDEs too. Therefore we use numerical methods for solving such type of differential problem. Equations to be solved are hyperbolic or mixed. Let's call them as *generalized transfer equations*.

In order to solve suggested differential system it is conventional to construct efficient difference schemes. Such schemes can be obtained using different component-wise splitting methods, locally one-dimensional method, proper alternating direction methods and its various versions. All they are well extended and developed. They have one common advantage be-

cause they allow to put solving of complicated problems to solving of the system of simpler ones.

We use the multicomponent modification of the alternating direction method (MMADM) which was devised in [13]. This method is efficient and unconditionally stable for multidimensional problems in domains with complicated geometry. It is effective also when operating with complex arithmetic. In addition it allows to accomplish parallel processing. MMADM was developed for all principal types of problems of mathematical physics (stationary and non-stationary). The case of hyperbolic equations was studied in [16–21].

We consider two different versions of VFEL (see Fig. 1 and Fig. 2). The first one represents a volume scheme when an electron beam passes through space-periodic target. In the second one the surface scheme of VFEL when electrons pass over the surface of the target is realized. In all cases the system of PDEs for modeling of VFEL is derived from Maxwell's equations in the approximation of slowly changing amplitudes (see Eqs.(1)–(6)).

We present analysis of possible difference schemes for numerical solution of generalized transfer equations (9). Good difference algorithm was the implicit scheme of the first-order approximation (12) with proper left or right difference derivatives. In this case we have the stability condition (13).

So, for the full problem of modeling of VFEL difference schemes of MMADM are proposed (see (14) – (18)). They are suitable both for hyperbolic and generalized systems. E^1 , E^2 and F^1 , F^2 are difference components of E and F respectively. One can choose any of these two components or its half-sum as a solution. When PDE solution is oscillating very rapidly one can use schemes (16) rather than (15) because of large approximating viscosity in first-order implicit schemes. Calculating second components of numerical solution one should move along x accordingly to the waves spread directions. We can use parallel processing in this case.

Thanks to using ideas of MMADM we obtained difference schemes which were solved without iterations. It should be emphasized that no conditions were imposed on the form of system matrixes. Given difference schemes are efficient and completely consistent. They are of the first order approximation with respect to time and space on sufficiently smooth solutions. For them one can prove the stability relative to initial data and right-hand sides and also the convergence of difference problem solution to the solution of differential problem. This follows from the properties of MMADM and were proved in [19, 21, 27].

By virtue of numerical experiments carried out one may conclude about efficiency of difference algorithms presented and about possibility of application of obtained numerical results for future planned experiments.

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

К. Г. Батраков, А. С. Лобко

При проведении в НИИ ЯП БГУ работ по созданию объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) [1] возникает необходимость определения электродинамических свойств диэлектрических материалов, используемых в резонаторах и волноводах. В частности, при так называемом «холодном» моделировании процессов излучения в объемных дифракционных генераторах реальный электронный пучок заменяется имитатором в виде диэлектрического волновода с таким расчетом, чтобы фазовая скорость волны в волноводе совпадала со скоростью исследуемого электронного пучка [2]. Для определения геометрических параметров имитатора необходимо знать диэлектрическую проницаемость ϵ материала волновода в рабочем диапазоне частот. Информация об этой величине для различных материалов в широком диапазоне частот необходима также при выполнении работ по созданию излучателей черенковского и квазичеренковского типа. Литературных (например, [3, 4]) и справочных данных из-за обилия всевозможных диэлектрических материалов (многие из которых при идентичном химическом составе могут иметь некоторые отличия в физических параметрах из-за различных технологий синтеза) во многих случаях недостаточно. По этой причине была разработана методика, рассматриваемая в данной работе.

Ввиду важности диэлектрических материалов в технике СВЧ-диапазона применяется большое количество разнообразных методов измерений диэлектрической проницаемости. Среди них наиболее распространен и считается самым точным резонансный метод [5], однако его применение ограничено сантиметровым диапазоном длин волн. При переходе в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны применяются квазиоптические методы. Устройства на основе различных модификаций интерферометров [6–8], как правило, дают высокую точность, но для многих задач они являются избыточно сложными.

Умеренную точность и достаточную простоту имеет метод измерения коэффициентов прохождения и отражения излучения диэлектрической пластиной [9]. При формировании отраженной волны происходит интерференция вкладов от передней и задней границ диэлектрической пластинки. Как результат, кривая отражения зависит кроме угла падения от таких параметров, как частота излучения, толщина пластинки. Причем эта зависимость из-за интерференции является немонотонной. Такая немонотонность имеет место, если толщина пластинки много меньше длины поглощения ($k\chi_0''d \ll 1$). В этих условиях зависимость является тем более резкой, чем больше толщина пластинки. На рис. 1 приведены расчетные зависимости коэффициентов отражения монохроматической волны от диэлектрической проницаемости при толщине пластинок $d = 1,0$ мм и $d = 2,0$ мм на частоте $\nu = 78$ ГГц. Кривые рассчитаны по формуле

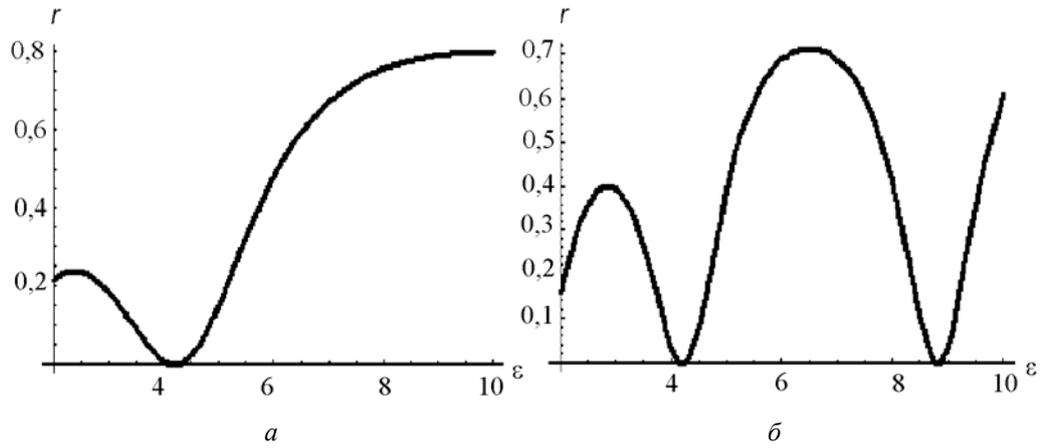


Рис. 1. Зависимости коэффициентов отражения от ε при частоте $\nu = 78$ ГГц:
 a – толщина пластины 1,0 мм, b – толщина пластины 2,0 мм

$$r = \left| \frac{(1 - \eta^2) \{ \exp[-0,2I\pi d \nu \sqrt{\varepsilon - \zeta^2} / 3] - \exp[0,2I\pi d \nu \sqrt{\varepsilon - \zeta^2} / 3] \}}{(1 + \eta)^2 \exp[-0,2I\pi d \nu \sqrt{\varepsilon - \zeta^2} / 3] - (1 - \eta)^2 \exp[0,2I\pi d \nu \sqrt{\varepsilon - \zeta^2} / 3]} \right|^2. \quad (1)$$

Здесь ν – частота излучения (ГГц); ζ – косинус угла падения; $\eta = \frac{\sqrt{\varepsilon - \zeta^2}}{\sqrt{1 - \zeta^2}}$ –

при поляризации вектора электрической напряженности в плоскости падения и $\eta = \frac{\sqrt{\varepsilon - \zeta^2}}{\varepsilon \sqrt{1 - \zeta^2}}$ – при поляризации вектора электрической напряженности в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Из представленных графиков видно, что для материалов с величиной $\varepsilon \sim 7 \div 10$ для первого, «пристрелочного», измерения лучше использовать пластинку меньшей толщины (для больших толщин может возникнуть многозначность при вычислении диэлектрической проницаемости по коэффициенту отражения). Постепенно увеличивая толщину пластинки, можно увеличить точность определения диэлектрической проницаемости (за счет более резкой зависимости коэффициента при больших толщинах). Если дисперсия невелика ($kd \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \Delta \omega \ll 1$), то можно определить величину ε , измерив коэффициенты отражения для разных значений частот при одной и той же толщине пластинки.

Технически квазиоптическая методика определения диэлектрической проницаемости была основана на измерениях относительного коэффициента зеркального отражения под углом 45° линейно поляризованного СВЧ-излучения в тракте на основе лучеводов ПДЛ [10]. В ПДЛ эффективно распространяется мода EH_{11} , которая имеет линейную поляризацию и фазовый фронт, близкий к плоскому, что упрощает интерпретацию результатов. Конструктивно основным узлом измерительного стенда являлся лучеводный уголковогой 90-градусный от-

ражатель, где посеребренное металлическое зеркало заменялось исследуемыми образцами. Благодаря такому решению все отраженное излучение без утечек собиралось на термисторный детектор М5-50 измерителя мощности МЗ-22А. Источником излучения служил генератор Г4-142.

Величина коэффициента отражения измерялась для СВЧ-керамики 22ХС [11]. Использовалась волна с поляризацией электрического вектора, направленного перпендикулярно плоскости падения на диэлектрическую пластинку. Частота падающего излучения изменялась от 76,0 до 78,33 ГГц. Угол падения волны по конструктивным ограничениям составлял 45°. Коэффициент отражения керамического образца определялся относительно коэффициента отражения от посеребренного металлического зеркала, принимаемого за единицу, что позволило измерять мощность только один раз для каждого образца. В таблице представлены результаты измерений коэффициента отражения 22ХС и расчета его величины ϵ по этим данным. Как следует из приведенных значений, разброс значений определяемой диэлектрической проницаемости имеет величину порядка одного процента. Наибольшее отклонение имеет место для первых трех значений, приведенных в таблице. Это объясняется тем, что эти частоты находятся в области минимума коэффициента отражения.

Коэффициенты отражения керамики 22ХС

Частота, ГГц	Коэффициент отражения	Величина ϵ , вычисленная по формуле (1)
76,0	0,003	9,21
76,2	0,003	9,17
76,4	0,003	9,22
76,6	0,014	9,24
76,8	0,028	9,24
77,0	0,041	9,23
77,2	0,063	9,23
77,4	0,090	9,24
77,6	0,117	9,24
77,8	0,147	9,24
78,0	0,175	9,24
78,2	0,213	9,25
78,33	0,228	9,25

Диапазон частот для определения диэлектрической проницаемости, приведенной в таблице, выбирался исходя из необходимости попадания в область наиболее резкой зависимости коэффициента отражения при толщине пластинки 2,0 мм (полная доступная область частот измерения составляла приблизительно 53–78 ГГц). Для иллюстрации на рис. 2, *а* приведена теоретическая зависимость коэффициента отражения от частоты, а на рис. 2, *б* – экспериментальные графики.

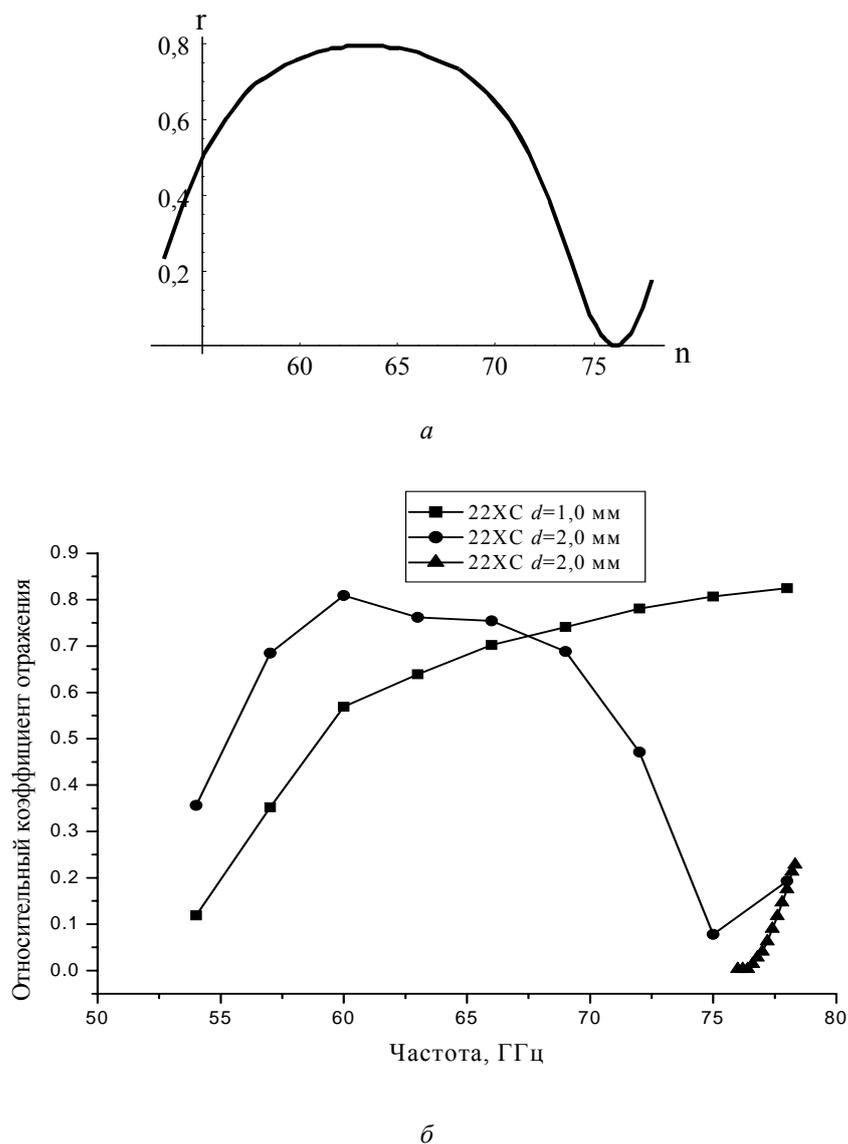


Рис. 2. Теоретическая (для $\epsilon = 9,24$) (*a*) и экспериментальные (*б*) зависимости относительного коэффициента отражения керамики 22ХС от частоты

Таким образом, видно, что способ определения диэлектрической проницаемости квазиоптическим методом с возможностью варьирования точности измерения выбором наиболее крутых участков зависимости дает результаты, достаточно приемлемые для многих применений. Кроме того, частотные зависимости коэффициента отражения пластин различной толщины могут служить основой методики измерения несущей частоты одиночного импульсного сигнала излучения прототипа ОЛСЭ.

Литература

1. *Baryshevsky V. G.* // Nucl. Instrum. Meth. 2000. Vol. A445. P. 281.
2. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В. П. Шестопалова. Киев, 1991.
3. *Meriakri V. V.* // Proc. 3rd Intern. symp. «Physics and engineering of millimeter and submillimeter waves MSMW'98». 1998. V. 1. P. 121–123.
4. *Мериакри В. В., Никитин И. П., Чигряй Е. Е.* // Радиотехника. 1995. № 6. С. 88–95.
5. ГОСТ 8.544-86. Относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла потерь твердых диэлектриков. М., 1986.
6. *Юндев Д. Н., Лаш А. А., Грине В. М.* и др. // ПТЭ. 1989. № 1. С. 223–225.
7. Субмиллиметровая диэлектрическая спектроскопия твердого тела // Тр. ИОФАН. 1990. Т. 25.
8. *Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Markov V. N. et al.* // Proc. 3rd Intern. symp. «Physics and engineering of millimeter and submillimeter waves MSMW'98». 1998. Vol. 1. P. 115–120.
9. *Брандт А. А.* Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963.
10. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Киев, 1986.
11. Ситаллы, керамика: Проспект изделий. М., 1970.

QUASI-OPTICAL METHOD OF DIELECTRIC CONSTANT MEASUREMENT IN A MILLIMETER WAVEBAND

K. G. Batrakov, A. S. Lobko

Performing research on creation of the volume free electron laser, necessity of precise knowledge of electrodynamic properties of dielectric materials used in resonators and wave-guides was recognized. In many cases published data are poor, therefore described technique was developed.

Quasi-optical methods are mainly applied during dielectric measurements in millimeter and sub-millimeter bands. The devices based on the different modifications of interferometers have high accuracy, but for many objectives they are too much complicated.

Moderate accuracy together with comparative simplicity one can obtain using measurements of reflection and transmission coefficients of a dielectric wafer. Interference of the waves from front and back surfaces of a dielectric wafer exists during formation of total reflected wave. As the result, reflection function depends on besides the incidence angle also on such parameters as radiation frequency and wafer thickness. This dependence is non-monotonous, if the wafer thickness is much less than absorption length of a dielectric material. In these conditions the dependence is as more curved as thickness is larger. In Fig. 1 calculated dependencies of reflection factors of monochromatic wave as function of dielectric constant (permittivity) are shown for wafer thicknesses $d=1.0$ mm and 2.0 mm at 78 GHz.

From these curves is obvious that for materials with the value of $\varepsilon \sim 7-10$ for first, 'approximate', measurement one should better use a wafer of smaller thickness. For larger thicknesses multi-valued results can originate from dielectric constant calculations out of reflection factor measurement. Scaling up the wafer thickness is possible to increase accuracy of dielectric constant determination due to more steep dependence of the reflection factor at larger thicknesses. If dispersion is insignificant, it is possible to determine the ε value measuring reflection factors for various frequencies at the same wafer thickness.

Technically quasi-optical method of dielectric constant definition was based on measurements of relative specular reflection factor for 45° incidence angle. Linearly polarized microwave radiation propagated in a tract on the base of PDL beam-guides, where EH_{11} mode is effectively spread. This mode has linear polarization and phase front, close to plane, that simplifies data interpretation. Structurally main component of the measuring set-up was beam-guide 90-degree reflection unit, where the silver-plated metal mirror was substituted by studied

samples. Due to such solution, total reflected radiation gathered without any leakage on the M5-50 thermistor detector of M3-22A power meter.

The value of reflection factor was measured for 22XC ceramics. The wave with perpendicular polarization was used. Reflection factor of a ceramic sample was determined relative to reflection factor of silver-plated mirror, which was taken as a unity. That has allowed measuring microwave power only once for each sample. Observed data of 22XC reflection factor and calculations of its ϵ value represented in the Table. As follows from displayed values, the accuracy of dielectric constant has the deviation about one percent.

The frequency range was selected on the assumption to use the most steep dependence of reflection factor of 2.0 mm wafer (available frequencies were approximately of 53-78 GHz range). For demonstration, the theoretical dependence of reflection factor on frequency and experimental graphics are showed in Fig. 2a and 2b.

Evidently, the proposed quasi-optical method for dielectric constant determination, due to its possibility of accuracy variation by choice of the steepest parts of frequency dependence, gives results acceptable enough for many applications.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ ФОТОНОВ

И. Я. Дубовская

Экспериментальное наблюдение многоволнового параметрического рентгеновского излучения (ПРИ)

В 1989 г. экспериментальной группой НИИ ЯП на синхротроне в г. Томске были проведены измерения угловых распределений ПРИ, генерируемого релятивистскими электронами с энергией 500–900 МэВ в кристалле AsGa [1, 2]. В эксперименте наблюдались аномалии, не объяснимые с точки зрения 2-волновой теории ПРИ [3, 4]. Анализ геометрии эксперимента показал, что для излучаемых фотонов возможно выполнение условий многоволновой дифракции. На рис. 1 приведены волновые схемы двух экспериментов.

Кристаллическая мишень AsGa толщиной $L = 400$ мкм вырезалась параллельно плоскости (100) и помещалась в гониометр таким образом, что электронный пучок влетал в кристалл вблизи направления, соответствующего 4-волновой дифракции (000), (220), $(\bar{1}\bar{5}3)$, $(\bar{1}\bar{5}\bar{3})$ для рентгеновских фотонов с энергией 18,4 кэВ [1], а также вблизи направления, соответствующего 8-волновой дифракции (000), (400), (022), $(02\bar{2})$, (202), $(20\bar{2})$, (404), (440) для фотонов с энергией 6,2 кэВ. Излучение детектировалось линейным позиционно-чувствительным детектором (PSD).

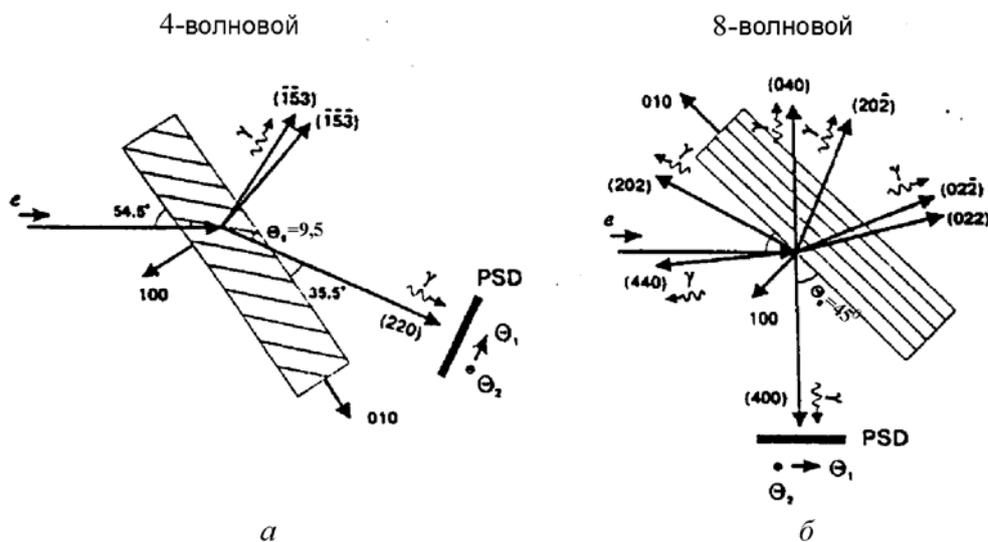


Рис. 1. Схема 4-волнового (а) и 8-волнового (б) ПРИ экспериментов: e обозначает направление падения электронного пучка; γ обозначает возможные в этой геометрии направления вылета γ -квантов из кристалла в брэгговских направлениях; PSD – положение позиционно чувствительного детектора, регистрирующего γ -кванты в один из брэгговских рефлексов. Углы θ_1 и θ_2 изменяются вдоль детектора в плоскости рисунка и перпендикулярно ей соответственно; θ_B – угол Брэгга для детектируемого рефлекса

Измерялись сечения угловых распределений относительно угла θ_1 при различных значениях угла θ_2 (θ_1 и θ_2 – углы между волновым вектором фотона \vec{k} и направлением точного выполнения условий дифракции соответственно в плоскости дифракции и перпендикулярно ей (см. рис. 1)).

На рис. 2 представлены сечения угловых распределений ПРИ, наблюдаемые в эксперименте.

Из рис. 2 видно, что в случае 4-волновой геометрии эксперимента наблюдалась асимметрия правого и левого пиков в угловом распределении ПРИ, которая исчезала при отклонении детектора относительно угла θ_2 .

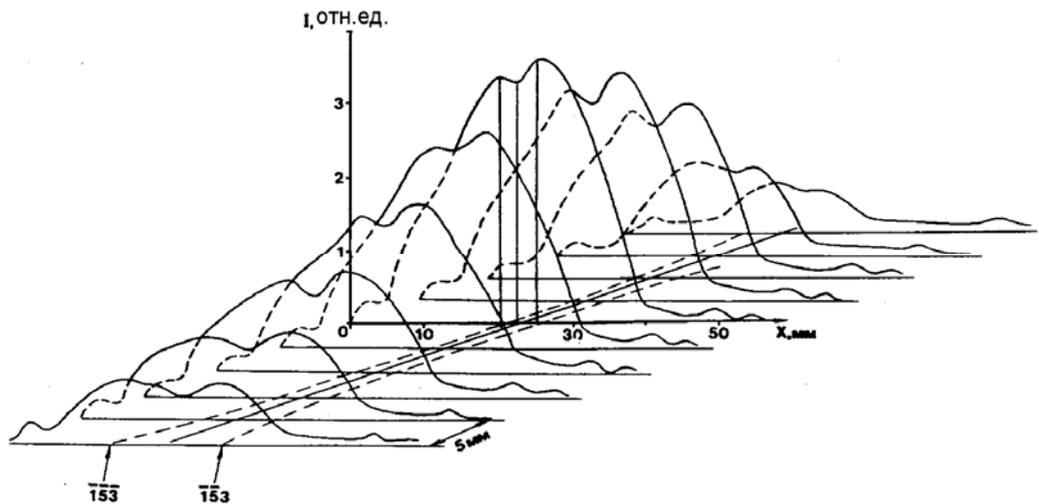


Рис. 2. Экспериментальные угловые сечения ПРИ в случае 4-волновой дифракции

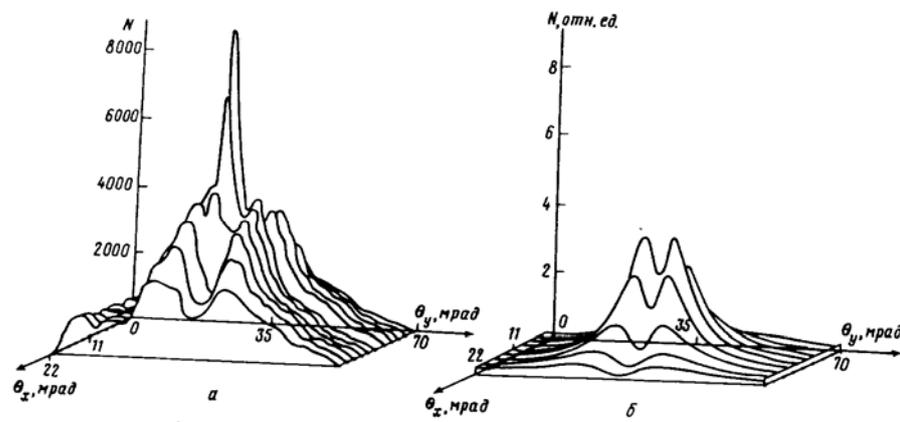


Рис. 3. Экспериментальное угловое распределение для 8-волновой генерации ПРИ (а) и 2-волновое угловое распределение (б), рассчитанное для основного рефлекса (400)

Теория ПРИ, разработанная для случая возбуждения двух сильных волн при дифракции [3, 4], предсказывает симметричное угловое распределение, поэтому экспериментаторы предположили, что наблюдаемая асимметрия может быть проявлением многоволновых эффектов. Выполнение условий многоволновой дифракции накладывает сильные ограничения на направление падения γ -кванта. При отклонении фотона относительно угла θ_2 в любую сторону на угол $\theta_2 \geq |\chi_r| \approx 10^{-5}$ рад 4-волновая дифракция распадается на две независимые 2-волновые и асимметрия исчезает.

В случае падения пучка вблизи направления 8-волновой дифракции (рис.1, б) наблюдается также резкая асимметрия правого и левого пиков, причем на фоне 2-волнового правого пика наблюдается узкий дополнительный пик излучения (см. рис. 3). Интенсивность излучения в дополнительном пике в 2,5 раза больше и угловая ширина пика в 4 раза меньше, чем соответствующие характеристики основного (400) рефлекса ПРИ для 2-волновой генерации. Для сравнения на рис. 3 приведено угловое распределение, соответствующее возбуждению двух сильных волн при дифракции.

Генерация ПРИ в случае многоволновой дифракции (теоретическое рассмотрение)

Наблюдаемые аномалии в угловом распределении дали толчок к проведению теоретических исследований многоволновой генерации ПРИ в НИИ ЯП. В работах [5, 6] было получено общее выражение для спектрально-углового распределения ПРИ в дифракционный пик в произвольном случае возбуждения N сильных волн с помощью матричного метода. Дан анализ дисперсионного уравнения, получено угловое распределение в толстом кристалле и рассмотрено несколько простых случаев возможного проявления многоволновых эффектов в ПРИ. В частности, подробно проанализирована геометрия 3-волновой компланарной дифракции Лауэ – Лауэ и Брэгг – Брэгг. Показана возможность наблюдения эффекта окольного возбуждения рефлекса, запрещенного для 2-волновой генерации ПРИ, а также возможность уменьшения линейного коэффициента поглощения [5–7]. Генерацию ПРИ в более сложных и некомпланарных случаях дифракции фотонов можно рассчитать только численными методами. Для этого был разработан соответствующий алгоритм. Анализ показал, что примененный в [6, 7] метод больше подходит для аналитического рассмотрения проблемы и неудобен для численных расчетов, так как требует проведения операций с экспонентами от комплексных матриц. Поэтому для численных расчетов был разработан алгоритм на основе методов, традиционно используемых для расчетов в рентгеновской многоволновой дифракции фотонов. Это стало возможным в рамках теории, использующей стационарные решения однородных уравнений Максвелла для решения проблемы излучения частицами, движущимися в веществе [4].

$$d N_{n,\omega}^s = \left(\frac{e\omega}{2\pi} \right)^2 \left| \int_{t_0}^{t_1} (\vec{E}_{-k}^{(+s)}(\vec{r}(t), \omega) \vec{v}(t)) \exp(i\omega t) dt \right|^2 \frac{d\omega}{\omega} d\Omega, \quad (1)$$

где \vec{v} и $\vec{r} = \vec{v} \cdot t$ – соответственно скорость и координатный вектор частицы; $\omega = |\vec{k}|$, $\vec{k} = -(\omega\vec{v} + \vec{h})$ – волновой вектор фотона, падающего на кристалл из точки наблюдения фотона, излученного частицей в направлении брэгговского рефлекса, соответствующего вектору обратной решетки кристалла \vec{h} ; $\vec{E}_{-k}^{(+s)}$ – электромагнитное поле фотона в кристалле, s обозначает π - и σ -поляризации, $\vec{n} = \vec{k} / |\vec{k}|$. Интегрирование выполняется по временному интервалу (t_0, t_1) движения частицы в кристалле.

Метод численного расчета амплитуд электромагнитного поля $\vec{E}_{-k}^{(+s)}(\vec{r}, \omega)$ на основе методов многоволновой динамической теории дифракции [8, 9] и метод расчета интеграла разработаны и описаны в [10].

В результате преобразования спектрально-углового распределения многоволнового ПРИ, полученного в [5, 6], исходное для численного расчета выражение, определяющее число фотонов в спектральный интервал $d\omega$, можно представить в виде

$$d N_{k,\omega}^s = \left(\frac{e\omega}{2\pi} \right) \left| \sum_{s'=\sigma}^{\pi} \sum_{j=1}^{2N} (\vec{v} \cdot \vec{e}_h^{s'}) \lambda_{s'}^{(j)}(\omega) \frac{D_h^{s'(j)}}{Q^{(j)}(\omega)} \right|^2 \frac{d\omega}{\omega}, \quad (2)$$

где $D_h^{s'(j)}(\omega)$ – амплитуда блоховской волны для дифракционного отражения h для j -й дисперсионной ветви; $\lambda_{s'}^{(j)}(\omega)$ – коэффициент возбуждения j -й дисперсионной ветви.

$$Q^{(j)}(\omega) = \omega(\gamma^{-2} + \theta_1^2 + \theta_2^2 + \theta_v^2 + \theta_s^2) / 2 + \omega\gamma_h(\varepsilon^{(j)} - \alpha_h), \quad (3)$$

где $\varepsilon^{(j)}$ определяет коэффициент отражения блоховской волны на j -й дисперсионной ветви как функцию параметра отклонения от точного условия дифракции Брэгга для h -го рефлекса; $\alpha_h = \left[\left(\vec{k}_0 + \vec{h} \right)^2 - \omega^2 \right] / 2\omega^2\gamma_h$; γ_h – косинус угла

между вектором $\vec{k}_h = \vec{k} + \vec{h}$ и внутренней нормалью к поверхности кристаллической мишени; $\gamma = E/m$ – фактор Лоренца; θ_v – угол отклонения скорости частицы от точного выполнения условий многоволновой дифракции; θ_s – среднеквадратичный угол многократного рассеяния частицы в кристалле.

Обратим внимание, что в формуле (2) содержится два вида резонансных функций. Дифракционная амплитуда $D_h^{s'(j)}$ имеет максимум при $\alpha_h = 0$ и характеризуется спектральной шириной на полувысоте $d\omega/\omega \cong |\chi_h|$ (χ_h – коэффициент разложения Фурье по векторам обратной решетки диэлектрической восприимчивости кристалла). С увеличением $|\chi_h|$ амплитуда уменьшается как $1/|\alpha_h|$. Второй резонанс определяется условием $\text{Re } Q^{(j)}(\omega) = 0$ и соответствует черенковскому условию, т. е. синхронизму между фазовой скоростью волны и скоростью частицы. Черенковский пик более узкий, чем дифракционный, и его шири-

на задается мнимой частью диэлектрической восприимчивости кристалла для j -й ветви ($d\omega/\omega \cong \text{Im}(\varepsilon^{(j)}) \cong \text{Im}|\chi_h| \approx 10^{-2}|\chi_h|$), но спектральная его интенсивность может быть в $10^2 \div 10^3$ раз больше. Число черенковских пиков определяется из решения дисперсионного уравнения и может достигать $2(N-1)$ в случае N -волновой дифракции.

Угловое распределение, измеряемое на эксперименте, может быть получено из выражения (2) интегрированием по частоте и суммированием по поляризациям излучаемых фотонов:

$$dN_k = \sum_{s=\sigma,\pi} dN_{k,\omega}^s \frac{d\omega}{\omega}.$$

Анализ 4-волнового эксперимента

При сравнении теоретических и экспериментальных угловых распределений необходимо учесть следующие обстоятельства. Характер многоволновой дифракции сильно зависит от направления падения излучающего пучка электронов на кристалл, так как релятивистская частица излучает фотон в узкий угловой конус относительно направления скорости частицы. Многоволновой эффект исчезает, если электрон отклоняется на угол $|\theta_v| \gg \max(\gamma^{-2}, \theta_s^2)$ от направления точного выполнения условия многоволновой дифракции.

С другой стороны, многоволновые эффекты не проявляются, если угол падения релятивистской частицы совпадает с направлением многоволновой дифракции, так как кванты ПРИ не излучаются непосредственно вдоль направления движения частицы.

К сожалению, экспериментаторы не учли это обстоятельство и при проведении эксперимента не фиксировали угол падения пучка электронов относительно направления точного выполнения условий многоволновой дифракции (угол θ_v). Чтобы оценить возможный вклад многоволновой дифракции в угловое распределение ПРИ, был рассмотрен случай, когда многоволновые эффекты могут проявляться максимально. Это имеет место, если электронный пучок отклонен от направления точного выполнения многоволновой дифракции на угол $\theta_v \approx (2,0; 0,5)$ мрад вдоль направлений θ_1 и θ_2 , что соответствует максимуму в угловом распределении 2-волнового ПРИ.

Анализ угловых распределений 4-волнового ПРИ как функции угла θ_1 для различных значений угла θ_2 в интервале $\theta_2 = (-1,0 \div +1,0)$ мрад показал, что угловая ширина многоволновых пиков на два-три порядка меньше ширины углового распределения 2-волнового ПРИ. Учитывая, что угловое усреднение детектора в 4-волновом эксперименте много больше углового размера многоволновых пиков, можно сделать вывод, что многоволновая дифракция не может в данном случае внести существенный вклад в наблюдаемое угловое распределение.

Рассмотрение экспериментальной геометрии позволяет предположить, что асимметрия углового распределения, наблюдаемая в эксперименте, может быть

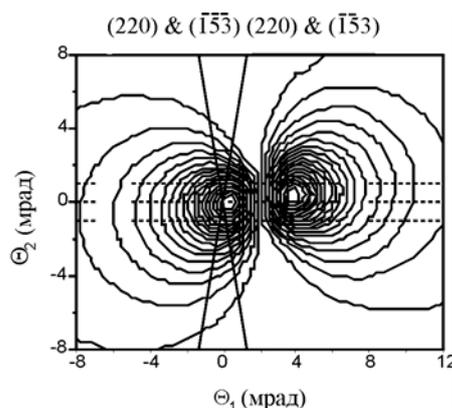


Рис. 4. Угловая диаграмма 4-волнового ПРИ

обусловлена отклонением экспериментальной плоскости сечения измерений от плоскости симметрии углового распределения 2-волнового ПРИ. Это приводит к тому, что при различных положениях детектора относительно угла θ_2 может наблюдаться асимметрия между пиками в угловом распределении 2-волнового ПРИ (см. рис. 4).

Анализ 8-волнового эксперимента

Анализ геометрии 8-волнового эксперимента показал, что, кроме восьми наиболее сильно возбуждаемых волн, в этом эксперименте условия Брэгга выполняются для отражений еще на четырех плоскостях: (422) , $(4\bar{2}\bar{2})$, (242) , $(2\bar{4}\bar{2})$. Однако амплитуды этих волн малы, поэтому при расчете они не учитывались. При анализе 8-волнового эксперимента, аналогично 4-волновому, предполагалось, что электронный пучок отклонен от направления точного выполнения условия 8-волновой дифракции и совпадает с одним из максимумов в 2-волновом угловом распределении ПРИ.

На рис. 5 соответствующие плоскости дифракции показаны линиями, точка их пересечения $\theta_1 = \theta_2 = 0$ соответствует точному выполнению условий 8-волновой дифракции. Вдали от указанной точки угловое распределение ПРИ формируется только 2-волновой дифракцией (400) . Таким образом, вклад 8-волновой дифракции можно ожидать только в окрестности точки пересечения.

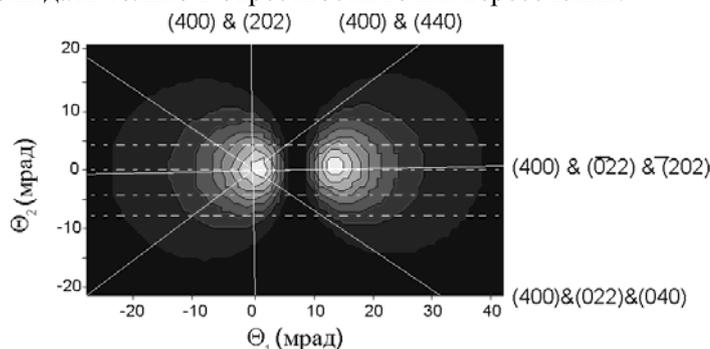


Рис. 5. Угловая диаграмма 8-волнового ПРИ

(8-волновое ПРИ)

$\Theta_v = (4, -6)$ мрад

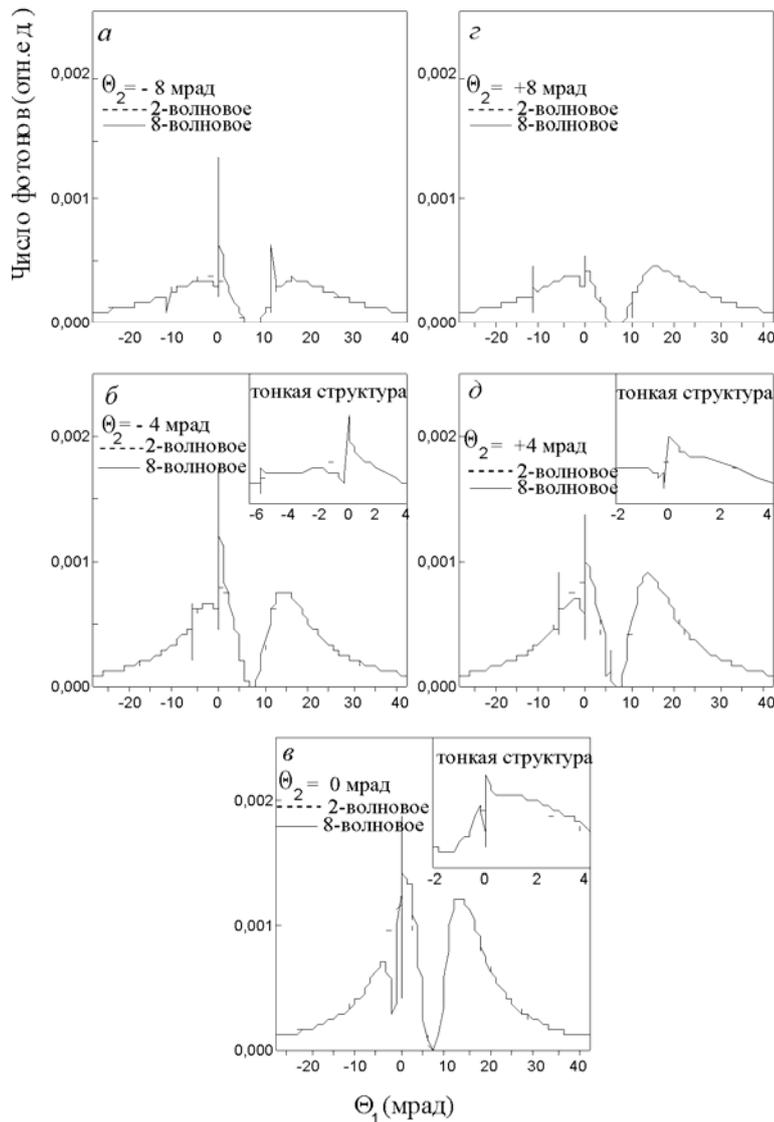


Рис. 6. Поперечные сечения углового распределения 8-волновой ПРИ для нескольких значений угла

На рис. 6 представлены сечения углового распределения ПРИ вдоль пунктирных линий, указанных на рис. 5. Очевидно, что многоволновые эффекты в этом случае проявляются значительно сильнее, чем в рассмотренном выше 4-волновом эксперименте. В частности, угловая ширина многоволновых пиков в данной геометрии на порядок больше. Кроме того, пики имеют широкие крылья, угловые размеры которых сравнимы с угловым размером 2-волнового распределения. В результате интегральный вклад многоволновых эффектов в 8-волновом

случае много больше, чем в 4-волновом, и хорошо может наблюдаться в условиях эксперимента. Увеличение угловых размеров многоволновых пиков является следствием уменьшения брэгговской частоты. Хорошо известно из динамической теории дифракции, что полуширина брэгговского пика пропорциональна диэлектрической восприимчивости кристалла, которая, в свою очередь, уменьшается как квадрат частоты. Следовательно, так как частота в 8-волновом эксперименте в три раза меньше брэгговской частоты для 4-волнового эксперимента, параметр χ_h возрастает почти на порядок. Более того, появление широких крыльев, связанных с асимметричной геометрией дифракции на плоскостях (202) и $(20\bar{2})$, формирует асимметрию наблюдаемого распределения. Анализ распределения (рис. 6) позволяет сделать вывод, что увеличение спектральной плотности излучения в центре углового распределения обусловлено в первую очередь вкладом 3-волновой дифракции на плоскостях (400) и (202) при $\theta_1 = 0$.

Вклад остальных линий менее выражен, и после усреднения по угловому размеру детектора они достаточно слабо изменяют угловое распределение ПРИ.

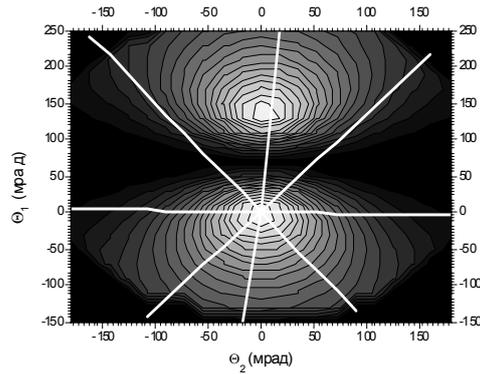
Интересно отметить, что многоволновая область имеет, в свою очередь, тонкую структуру, которая показана на рис. 6. Видно, что область 8-волновой дифракции имеет узкий провал в центре кривой. Это обстоятельство может быть причиной наблюдаемого на эксперименте расщепления в угловом распределении. Таким образом, угловое распределение ПРИ в условиях 8-волновой дифракции обладает сложной структурой.

Как указывалось выше, угловая область многоволновых эффектов много меньше, чем угловой размер 2-волнового ПРИ. Это приводит к сильной зависимости многоволновых вкладов от положения точки точного выполнения условия многоволновой дифракции относительно максимума в 2-волновом распределении ПРИ и, следовательно, относительно направления падения релятивистского излучающего пучка. В результате многоволновые эффекты могут вносить вклад только в один из двух максимумов в 2-волновом распределении ПРИ. Второй максимум будет всегда формироваться только 2-волновой дифракцией. Это приводит к асимметрии углового распределения ПРИ в соответствии с экспериментальными результатами. Очевидно, такая асимметрия не будет наблюдаться, если центр электронного пучка будет совпадать с точным условием многоволновой дифракции.

Нет сомнения в том, что аномалии в угловом распределении, наблюдаемые на эксперименте, в случае 8-волновой дифракции являются следствием вкладов многоволновой дифракции. Таким образом, качественное сравнение численно рассчитанных кривых с экспериментальными результатами показывает хорошее согласие. Более того, полученные результаты подтверждают возможность увеличения спектральной плотности ПРИ в узком угловом интервале благодаря многоволновой дифракции.

ПРИ для низкоэнергетичных электронов

В отличие от обычного черенковского излучения, которое имеет четко выраженный пороговый характер, генерация ПРИ возможна электронами невысоких



энергий вследствие плавной пороговой зависимости. Проявление в этом случае многоволновых эффектов в низкоэнергетической области было проанализировано для ПРИ, генерируемого электронами с энергией 7 МэВ в условиях 8-волновой дифракции, описанной выше. В этом случае угловая ширина ПРИ сильно возрастает и максимумы 2-волнового ПРИ наблюдаются на углах $\theta_v = (38,5, -55,5)$ мрад, а эффективный угол излучения, определяющий угловую ширину 2-волновых пиков, становится равным $\theta_{ef} = (\gamma^{-2} + |\chi_h| + \theta_s^2) = 1,28 \cdot 10^{-2}$ рад при среднеквадратичном угле многократного рассеяния $\theta_s^2 = 7,8$ мрад² ($\theta_s = 88$ мрад) (см. рис. 7).

Очевидно, что теперь угловая ширина 2-волнового ПРИ значительно превышает угловую область многоволновой дифракции, следовательно, существенно уменьшается зависимость многоволновых эффектов от ориентации пучка электронов относительно направления точного выполнения условий многоволновой дифракции. Так как черенковское условие при низких энергиях выполняется при больших отклонениях от условий даже 2-волновой дифракции, это существенно уменьшает интенсивность черенковского пика и, следовательно, его вклад в интенсивность ПРИ. С другой стороны, повышается вклад резонансной функции, соответствующей дифракционной амплитуде и имеющей максимум при $\alpha = 0$ (см. выражение (2)).

При низких энергиях существенное влияние на проявление многоволновых эффектов может оказать многократное рассеяние электронов в кристаллической мишени, так как угол многократного рассеяния $\theta_s = \sqrt{\overline{\theta_s^2}}$ при этих энергиях много больше размера угловой области проявления многоволновых эффектов $\theta_s > |\chi_\tau|$.

Так как результатом рассеяния электронов является отклонение их от первоначального направления и уширение начального пучка, то для оценки влияния многократного рассеяния на многоволновые эффекты строгий учет процесса рассеяния можно заменить усреднением выражения (2) по двумерному распределению скоростей электрона. Распределение выбиралось в виде гауссовской кривой с центром, лежащим на одном из максимумов 2-волнового ПРИ (см. рис. 7), т. е. при $\theta_1 = \theta_2 = 0$, которое соответствует направлению точного выполнения условий 8-волновой дифракции.

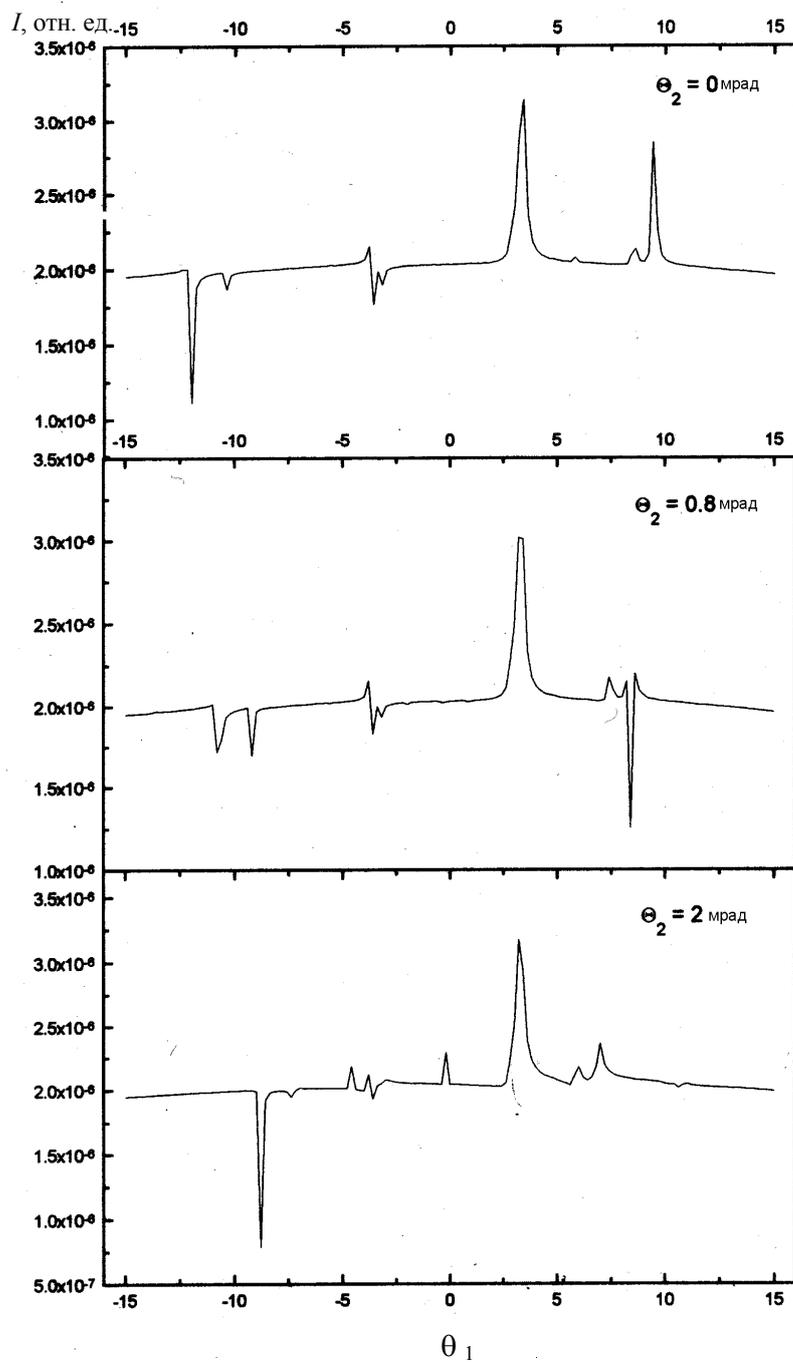


Рис. 8. Сечение углового распределения ПРИ для различных углов θ_2 в центре 2-волнового излучения, т. е. $\Psi_x = \mathcal{G}_{ix}$, $\Psi_y = \mathcal{G}_{iy}$

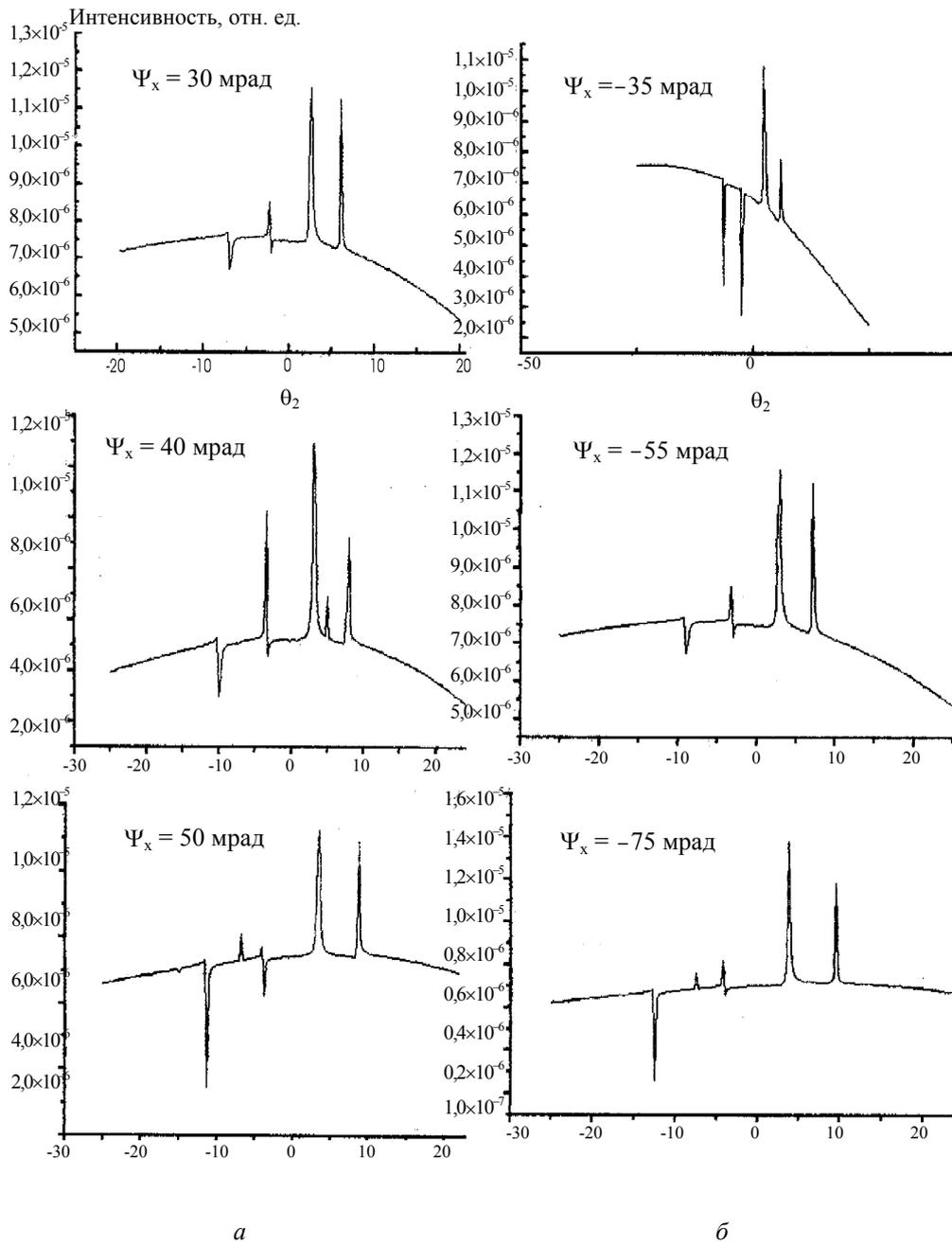


Рис. 9. Сечение углового распределения 8-волнового ПРИ при $\theta_2 = 0,8$ мрад для различных углов падения излучающей частицы:
a – при фиксированном угле $\Psi_x = 30$ мрад изменяется угол Ψ_y ;
б – при фиксированном угле $\Psi_y = -55$ мрад меняется значение угла Ψ_x

$$f(\Psi_x, \Psi_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\theta_s^2}} \exp\left(-\frac{(\Psi_x - \mathcal{G}_x)^2}{\theta_{sx}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\Psi_y - \mathcal{G}_y)^2}{\theta_{sy}^2}\right).$$

Усреднение углового распределения ПРИ по двумерному распределению скоростей электрона требует слишком много машинного времени, поэтому, оценивая влияния многократного рассеяния, были выполнены расчеты для выборочных значений углов отклонения Ψ_x, Ψ_y . Результаты расчетов сечений угловых распределений, аналогичных рассчитанным для электронов с энергией 900 МэВ, для двух линий вдухмерной сетки показаны на рис. 8.

Из рис. 8 видно, что на фоне широкого 2-волнового ПРИ в условиях многоволновой дифракции появляется ряд узких максимумов и минимумов, ширина которых 0,2–0,8 мрад, а высота в 1,5–2 раза превышает 2-волновое распределение.

На рис. 9 показаны сечения углового распределения при $\theta_1 = 0,8$ мрад, но различных значениях угла падения излучающей частицы Ψ_x и Ψ_y .

Сравнение положения резонансов для различных углов отклонения электрона показывает, что положение резонансов вдоль направления θ_1 и θ_2 меняется при изменении углов Ψ_x и Ψ_y и только центральный пик сохраняет свое положение. В результате проведенных оценок можно сделать вывод, что даже если боковые резонансы, меняющие свое положение, могут исчезнуть при сложении угловых распределений для различных углов Ψ_x и Ψ_y , то, по крайней мере, центральный пик должен суммироваться. Таким образом, можно полагать, что и при низких энергиях электронов в условиях сильного многократного рассеяния, возможно наблюдение многоволновых вкладов в ПРИ.

Итак, сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными угловыми распределениями позволяет сделать вывод, что аномалии в угловом распределении 8-волнового ПРИ действительно вызваны многоволновыми вкладами. В то время как в случае 4-волнового ПРИ асимметрия углового распределения может быть результатом отклонения экспериментальной плоскости измерения. Расчет также показал, что, несмотря на сильное многократное рассеяние электронов при невысоких энергиях, многоволновые эффекты могут проявляться в угловом распределении ПРИ и при низких энергиях электронов и приводить к формированию узкого пика в центре 2-волнового распределения. Формирование узкого пика за счет многоволновой дифракции может быть важным для повышения спектрально-угловой плотности излучения. Следует отметить, что многоволновые вклады в угловое распределение ПРИ растут с уменьшением частоты излучения.

Литература

1. *Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G. et al.* // Phys. Lett. 1989. Vol. 141A. P. 311–313.
2. *Афанасенко В. П., Барышевский В. Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.15. С. 33–35.
3. *Барышевский В. Г.* Каналирование, излучение и реакции при высоких энергиях в кристаллах. Мн., 1981.
4. *Feranchuk I. D., Ivashin A. V.* // J. Phys. 1985. Vol. 46. P. 1981–1986.
5. *Truong Ba Ha, Dubovskaya I. Ya.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1981. Vol. 155. P. 685–695.

6. Dubovskaya I. Ya., Truong Ba Ha, Le Tien Hai // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. Vol. 165. P. 575–582.
7. Dubovskaya I. Ya. and Savchuk G. K. // Phys. Stat. Sol. (b). Vol. 156. P. 687–695.
8. Kohn // Phys. Stat. Sol. (a) 1979. Vol. 54. P. 375.
9. Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М., 1982.
10. Dubovskaya I. Ya., Stepanov S. A., Silenko A. Ya., Ulyanenkoff A. P. // J. Phys.: Condens. Matter. 1993. Vol. 5. P. 7771–7784.
11. Stepanov S. A., Silenko A. Ya., Ulyanenkoff A. P., Dubovskaya I. Ya. // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. B974. P. 1–16.
12. Степанов С. А., Силенко А. Я., Ульяненок А. П., Дубовская И. Я. // Поверхность. 1997. Т. 8. С. 61–64.

PARAMETRIC X-RAY RADIATION UNDER THE CONDITION OF MULTI-WAVE DIFFRACTION

I. Ya. Dubovskaya

Due to crystal symmetry the diffraction conditions can be fulfilled for several waves consequently, the multi-wave diffraction can manifest themselves in parametric X-ray radiation (PXR). Indeed, some anomalies in PXR angular distributions were observed in conducting the experiments on PXR generated by relativistic electrons in GaAs [1, 2]. The analysis has shown that 4- and 8-wave Bragg diffraction conditions, correspondingly, were fulfilled in these experiments. The specific features observed were supposed to be the manifestation of multi-wave generation of PXR. It gave impetus to theoretical research concerning multi-wave effects in PXR.

The angular distribution of parametric X-ray radiation produced by relativistic particles in crystal under the conditions of 4- and 8-wave Bragg diffraction were computed in [11] with the help of the method developed in [10]. The comparison of computations, where the multi-wave Bragg diffraction effects were taken into account and the experimental angular distributions observed, allowed to draw the following conclusions.

The asymmetry in the PXR angular distribution observed in the experiment cannot be explained by the influence of 4-wave diffraction. In this case the widths of the multi-wave peaks are so small that their contributions to the formation of the PXR angular distribution can be neglected. The asymmetry of the two peaks in the observed two-wave distribution can be attributed to the deflection of the symmetry plane of two-wave angular distribution from planes of experimental measurements.

There is no doubt that anomalies in the angular distribution observed in the 8-wave experiment could be caused by multiple Bragg diffraction effects. The comparison between experimental and calculated results shows their good qualitative agreement.

The angular distributions were not averaged over the angular spread of the electrons on the ground that this would have taken too much time for these calculations but the multiple scattering of electrons by atoms was not so strong at high relativistic energies.

The situation changes in the case of PXR generation by low energy electrons. With the contrary to relativistic energy the low energy electrons are affected by strong multiple scattering by crystal atoms. That is why the average of PXR angular distribution for such electrons over the angular spread becomes very important. The 8-wave PXR generation by 7-MeV electron beam has been analyzed. The comparison of the positions of fine-structure resonance's in PXR angular distribution for different directions of particle movement has shown that the central peak, at least, maintains its position and should be summarized under the average over the electron angular spread. So, the multi-wave diffraction manifestation can be observed in PXR generation by low-energy electrons as well.

It means, that there is the possibility of increasing the PXR spectral-angular density within the narrow angular interval using multiple diffraction in both cases. The contributions from the multi-wave effects increase with decreasing Bragg frequencies due to the corresponding broadening of multi-wave diffraction peaks in the PXR angular distribution.

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

И. Я. Дубовская, О. М. Луговская

При движении заряженной частицы в кристаллической мишени упорядоченное расположение атомов может существенно изменить как характер движения частицы, так и собственное состояние излучаемого фотона. Известно, что заряженные частицы, падающие на кристалл под малым углом относительно кристаллографических осей (плоскостей), попадают в режим каналирования, при котором движение частицы определяется усредненным вдоль направления движения частицы двумерным (одномерным) потенциалом [1]. Ограниченный характер движения частицы в поперечной плоскости приводит к формированию зонной структуры их поперечной энергии. Переход между двумерными (одномерными) зонами поперечной энергии инициирует излучение фотона, частота которого определяется законами сохранения энергии и импульса:

$$\omega = \frac{\Omega_{ij}}{1 - \beta n(\omega) \cos \vartheta},$$

где ϑ – угол излучения; $\beta = v/c$, v – продольная скорость частицы, c – скорость света; $n(\omega)$ – показатель преломления для фотона с частотой ω в среде; Ω_{ij} – частота перехода между двумерными (одномерными) зонами поперечной энергии ε_i и ε_j , в лабораторной системе координат $\Omega_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j$. Таким образом, каналированную в кристалле частицу можно рассматривать как некоторый релятивистский двумерный (одномерный) осциллятор с частотой, определяемой зонной структурой ее поперечной энергии [2]. Необходимо отметить, что релятивистский осциллятор может быть сформирован не только действием усредненного потенциала кристаллографических плоскостей (осей), но и в результате воздействия внешних электромагнитных (ультразвуковых, лазерных) полей.

Частота излучения, вследствие эффекта Доплера, сдвигается в рентгеновскую и даже γ -частотную область. В общем случае, когда не выполняется условие дифракции, для излучаемого фотона $n(\omega) = 1 - \omega_L^2 / 2\omega^2$. Как следствие сложного эффекта Доплера [3] под фиксированным углом ϑ наблюдаются две частоты излучения для данного перехода Ω_{ij}

$$\omega_{i,j}^{(1,2)} = \frac{\Omega_{ij} \pm \sqrt{\Omega_{ij}^2 - 2\omega_L^2(1 - \beta \cos \vartheta)}}{2(1 - \beta \cos \vartheta)}. \quad (1)$$

Очевидно, что для не равного нулю значения угла ϑ разность частот $\omega_{ij}^{(1)}$ и $\omega_{ij}^{(2)}$ с ростом энергии частицы уменьшается.

В области частот излучения, когда длина волны излучаемого фотона сравнима с межатомным расстоянием в кристалле, дифракция фотонов может существенно изменить собственное состояние излучения. При выполнении условий

дифракции Брэгга собственные состояния электромагнитного поля в кристалле описываются функциями Блоха и излучение характеризуется в общем случае несколькими показателями преломления, зависящими от направления импульса фотона. В результате становится возможным излучение осциллятора не только под малым, но и под большим (дифракционным) углом относительно его скорости. Излучение формирует характерную для кристалла дифракционную картину. Можно говорить, что возникает новый вид излучения заряженной частицы, движущейся в кристалле, – дифракционное излучение осциллятора (ДИО), – который не может быть сведен к простому сложению процессов излучения осциллятора (излучения при каналировании) и дифракции излучаемых фотонов. Анализ механизма формирования ДИО показывает, что когерентная длина формирования фотона, как правило, превышает длину экстинкции, т. е. длину формирования дифракции. Следовательно, процессы излучения фотона и его дифракции происходят одновременно, приводя к образованию излучения с новыми характерными свойствами (ДИО), обусловленными в первую очередь изменением дисперсионных свойств кристалла вблизи условий дифракции. Например, в отсутствие дифракции в рентгеновском диапазоне частот спектр излучения осциллятора определяется сложным нормальным эффектом Доплера и излучение всегда сопровождается уменьшением внутренней энергии осциллятора. В условиях дифракции, когда кристалл характеризуется несколькими показателями преломления в зависимости от числа возбуждаемых сильных волн, хотя бы для одного из них выполняется неравенство $n(\omega) \geq 1$, и, как следствие, становится возможным излучение, сопровождаемое возбуждением самого осциллятора (аномальный эффект Доплера).

1. Спектрально-угловое распределение ДИО

Детальный анализ ДИО был проведен в работах [4–10]. Основные свойства ДИО рассмотрим, анализируя спектрально-угловое распределение излучения для каналированных частиц. В [4–6] были получены явные выражения для спектрально-углового распределения при различных геометриях дифракции фотонов, при этом использовалось описание движения каналированной частицы с помощью двумерных (одномерных) волн Блоха и уравнений Максвелла для динамической дифракции фотонов. Например, в случае возбуждения двух сильных волн, т. е. двухволновой дифракции в геометрии Лауэ, спектрально-угловое распределение ДИО в дифракционный пик запишется в следующем виде:

$$\frac{d^2 N_s^\tau}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_1^2 \omega}{\pi^2 \hbar c^3} \sum_{i,j} W_{ij} \left| \vec{e}_{0s}^\tau \vec{g}_{ij} \right|^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \xi_{\mu s}^\tau \frac{1 - \exp(-iq_{zij}^{\mu s} L)}{q_{zij}^{\mu s}} \right|^2, \quad (2)$$

где

$$q_{zij}^{\mu s} = \omega(1 - \beta_z \cos \vartheta) - \Omega_{ij} - \frac{\omega}{\gamma} \varepsilon_{\mu s} - \frac{\alpha_B}{2}, \quad \gamma - \text{лоренц-фактор частицы,}$$

$$\varepsilon_{\mu s} = 1 - \frac{1}{4} \left\{ \chi_0(1 + \beta_1) - \alpha_B \beta_1 \pm \sqrt{[\chi_0(1 - \beta_1) + \alpha_B \beta_1]^2 + 4\beta_1 \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s} \right\},$$

$\alpha_B = \frac{2\vec{k}\vec{\tau} + \tau^2}{k^2}$, α_B – параметр, характеризующий отклонение от точного выполнения условия Брэгга ($\alpha_B = 0$ в случае точного выполнения условия Брэгга),

ϑ – угол между волновым вектором фотона \vec{k}_τ , распространяющегося под малым углом относительно средней скорости частицы и осью z . В дипольном приближении, которое хорошо выполняется для излучения в рентгеновском диапазоне, для случая излучения в кристалле одномерным осциллятором (частицей в режиме плоскостного каналирования)

$$\vec{g}_{ij} = -i[\beta_z \vec{n}_z(k_x x_{ij}) + \Omega_{ij} \vec{n}_x x_{ij}],$$

$$x_{ij} = \int_0^d \Psi_i(x, \vec{k}) x \Psi_j^*(x, \vec{k}) d^2 x,$$

$\Psi_i(x, \vec{k})$ и $\Psi_j(x, \vec{k})$ – одномерные функции Блоха, удовлетворяющие уравнению типа Шредингера, W_{ij} – вероятность заселенности состояния поперечной энергии, L – толщина кристаллической мишени, $\vec{k}_\tau = \vec{k} + \vec{\tau}$, $\beta_1 = \gamma_0 / \gamma_\tau$,

$\gamma_0 = \frac{k_z}{|\vec{k}|}$, $\gamma_\tau = \frac{k_{z\tau}}{|\vec{k}|}$, χ_0, χ_τ – фурье-компоненты диэлектрической восприимчивости кристалла по векторам обратной решетки, $\xi_{\mu s}^\tau$ – амплитуда дифрагированной волны (см., например, [8]).

2. Анализ дисперсионных кривых

Согласно (2), максимальная интенсивность излучения будет наблюдаться при углах и частотах, удовлетворяющих условию $q_{zij}^{\mu s} = 0$, которое является дисперсионным уравнением для ДИО. Анализ соответствующей области частот и углов (дисперсионных кривых ДИО) удобно провести, подставив в выражение для $q_{zij}^{\mu s}$ явный вид $\varepsilon_{\mu s}$ в двухволновом приближении. В этом случае уравнение $q_{zij}^{\mu s} = 0$ можно переписать в виде

$$\alpha_B = D - \chi'_0(\beta_1 - 1) - \beta_1 r'_s / D, \quad (3)$$

в котором $D = \vartheta^2 + \gamma^{-2} + \gamma_{tr}^{-2} - \frac{2n\Omega_{ij}}{\omega} \neq 0$; $\gamma_{tr} = \frac{\omega}{\omega_L}$; $r'_s + ir''_s = \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s$. При получении уравнения (3) ради простоты мы пренебрегли мнимыми частями χ''_0, r''_s , так как $\chi''_0, r''_s \ll \chi'_0$ и r'_s вдали от резонанса.

Уравнение (3) справедливо для любого случая геометрии дифракции по Лауэ ($\beta_1 > 0$) или Брэггу ($\beta_1 < 0$). Анализ показывает, что (3) удовлетворяет условию $q_{zij}^{\mu s} = 0$ только на одной из дисперсионных ветвей $\mu = 1(2)$ (см. выше

выражение для $\varepsilon_{\mu s}$) в зависимости от знака величины $P = D + \frac{\beta_1 r'_s}{D}$: ДИО испускается на первой ветви, $\mu = 1$, если $P > 0$, и на второй ветви, $\mu = 2$, если $P < 0$. Например, в случае дифракции по Лауэ величина $\beta_1 = \gamma_0 / \gamma_1 > 0$ и, следовательно, номер ветви, на которой испускается ДИО, определяется только знаком величины D .

Отметим, что уравнение $D = 0$ определяет зависимость между углом испускания фотона ϑ и его частотой ω в случае сложного эффекта Доплера [2, 3]. Согласно (3), для ДИО дисперсионная зависимость $D = 0$, или то же самое (в дальнейшем будем обозначать Ω_{ij} просто Ω)

$$\omega = \frac{2n\Omega}{\gamma^{-2} + \gamma_{tr}^{-2} + \vartheta^2} \quad (4)$$

будет иметь место в кинематическом пределе ($r'_s \rightarrow 0$). В этом случае спектрально-угловое распределение ДИО можно приближенно представить как распределение фотонов, испущенных в случае сложного эффекта Доплера вдоль направления скорости частицы и отраженных затем на атомных плоскостях в направлении дифракционного максимума.

Напомним основные параметры сложного эффекта Доплера, следующие из (4). Частота $\omega_D = \frac{\omega_L^2}{n\Omega}$ и лоренц-фактор $\gamma_D = \frac{\omega_L}{n\Omega}$ (здесь $n = 1, 2 \dots$) определяют точку рождения сложного эффекта Доплера – при $\gamma < \gamma_D$ осциллятор с частотой Ω не излучает в преломляющей среде на n -й гармонике: в отличие от излучения в вакууме осциллятор излучает, начиная с $\gamma = \gamma_D$; при $\gamma = \gamma_D$ частота излучения $\omega = \omega_D$, угол излучения $\vartheta = 0$; с увеличением γ из точки ω_D расходятся верхняя и нижняя ветви сложного эффекта Доплера.

В случае $\gamma \gg \gamma_D$ минимальная частота излучения, принадлежащая нижней ветви, $\omega_{\min} = \omega_D / 2$. Максимальная частота излучения, принадлежащая верхней ветви, $\omega_{\max} = 2\Omega n \gamma^2$.

В режиме динамической дифракции ($r'_s \neq 0$) углы и частоты, соответствующие (4), уже не удовлетворяют условию $q_z^{\text{ис}} = 0$. Дисперсионные кривые описываются в этом случае уравнением (3).

Анализировать дисперсионные кривые дифракционного максимума ДИО удобно на плоскости (ϑ, ω) , фиксируя азимутальный угол φ (для определенности полагаем далее $\varphi = 0$).

Рассмотрим два случая.

1. $D|_{\substack{\omega=\omega_B \\ \vartheta=0}} < 0$.

Это условие выполняется для гармоник $n > 0$ и брэгговских частот, удовлетворяющих двойному неравенству $\omega_{\min} < \omega_B < \omega_{\max}$, т. е. в случае, когда ДИО по-

падает в «коридор частот» сложного эффекта Доплера. При этом ДИО испускается на двух ветвях (в геометрии Лауэ $\beta_1 > 0$). Одна из них, отвечающая условию $D < 0$ ($\mu = 2$), находится в замкнутой области на плоскости (ϑ, ω), ограниченной кривой $D = 0$ и осью ординат (осью ω). Другая, для которой $D > 0$ ($\mu = 1$), расположена вне этой области. Обе ветви асимптотически приближаются к кривой $D = 0$, что соответствует в уравнении (3) стремлению α_B к плюс и минус единице.

Описанную ситуацию иллюстрирует рис. 1, на котором изображены дисперсионные кривые ДИО в случае дифракции фотонов на плоскостях (220) монокристалла GaAs (угол Брэгга $\theta_B = 9,5^\circ$, симметричная дифракция $\beta_1 = 1$ по Лауэ).

Энергия осциллятора (заряженной частицы) 900 МэВ, частота $\Omega = 6,44 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Величина Ω примерно соответствует частотам в случае движения частиц вдоль плоскостей (100) монокристалла GaAs (плоскостное каналирование). В данном примере значение полярного угла, на котором угловое распределение ПРИ достигает максимума, равно $\vartheta_{ph} \approx \frac{1}{\gamma_{tr}} = 2,75 \cdot 10^{-3}$ рад, а угол, на котором выполняется

условие $D|_{\omega=\omega_B} = 0$, равен $\vartheta_D = 6,16 \cdot 10^{-3}$ рад. В области углов $\vartheta \geq \vartheta_D$ дифракционные кривые ДИО ($q_z^{1,2} = 0$) асимптотически стремятся слева ($\mu = 2$) и справа ($\mu = 1$) к кривой $D = 0$.

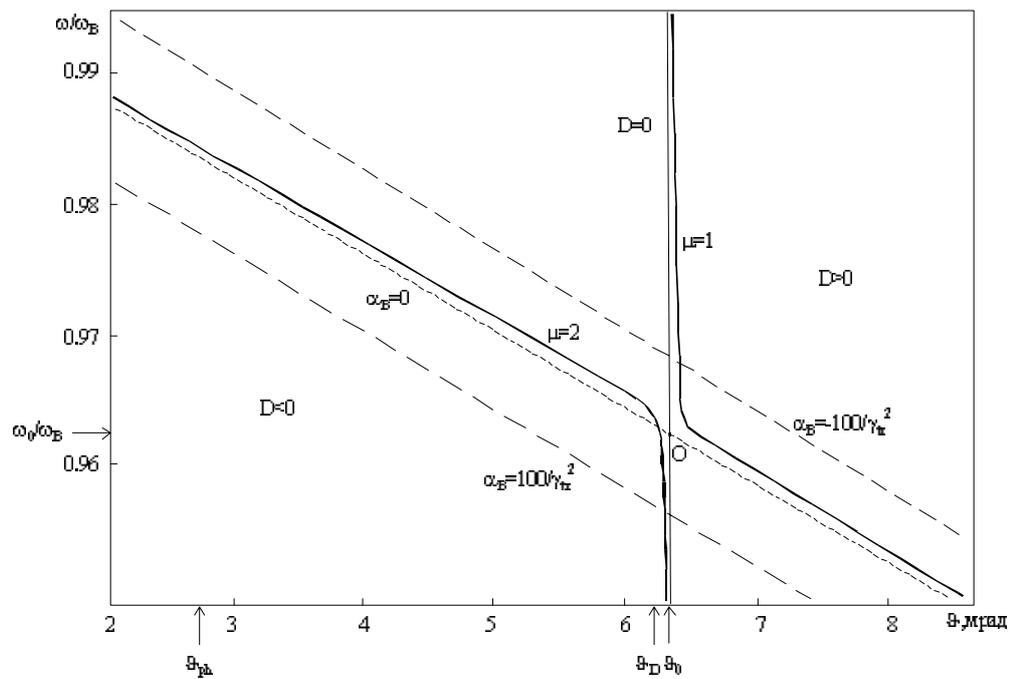


Рис. 1. Дисперсионные кривые ДИО для первой ($\mu = 1$) и второй ($\mu = 2$) дисперсионных ветвей

Отметим, что в работах [5, 9] был проведен анализ дисперсионных кривых ДИО в случае дифракционного максимума излучения вперед – вдоль направления движения заряженной частицы.

$$2. D \Big|_{\substack{\omega=\omega_B \\ \vartheta=0}} > 0.$$

Указанное неравенство выполняется для всех гармоник $n < 0$ (т. е. для спектра аномального эффекта Доплера). Для гармоник $n > 0$ указанное условие выполняется в двух случаях.

Во-первых, когда лоренц-фактор частицы $\gamma < \gamma_D$. Напомним, что при отсутствии дифракции испускаемых фотонов осциллятор в этом случае не излучает. Однако, вследствие изменения зависимости показателя преломления дифрагирующих фотонов от частоты фотонов по сравнению с обычным законом дисперсии для рентгеновского диапазона $n(\omega) = 1 - \frac{\omega_L^2}{2\omega^2}$, ДИО становится возможным при $\gamma < \gamma_D$. Во-вторых, когда ω_B не попадает в коридор частот сложного эффекта Доплера ($\omega_B \notin [\omega_{\min}, \omega_{\max}]$). В указанных случаях практически всегда можно считать, что частотная зависимость в (3) определяется зависимостью от ω параметра α_B , и, как следствие, дисперсионные кривые ДИО изображаются на плоскости (ϑ, ω) линией, задаваемой уравнением

$$\alpha_B = \vartheta^2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\beta_1}{\gamma_{tr}^2}. \quad (5)$$

3. Угловое распределение ДИО

В качестве примера на рис. 2 изображено угловое распределение ДИО для σ -поляризации, соответствующее случаю гармонического осциллятора с амплитудой осцилляций \vec{a}_1^\perp и частотой Ω , $\theta_0(\theta_{01}, \theta_{02})$ – угол влета частицы в кристалл относительно оси, заданной вектором \vec{e}_z , $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_z$ (угол $\varphi = 0$, толщина кристаллической пластинки $L = 1,0 \cdot 10^{-2}$ см, предполагаются выполненными условия дипольного приближения $\vec{a}_1^\perp = \frac{1}{2} \theta_{01} \vec{e}_1$, $\theta_{01} = 4,23 \cdot 10^{-4}$ рад, $\theta_{02} = 0$).

Как видим, дифракционный максимум ДИО представляет собой два узких кольца (учитывая все возможные значения азимутального угла φ), первое из которых соответствует $\mu = 2$, а второе $\mu = 1$. Без учета зависимости L_{abs}^{ms} от полярного угла максимумы в угловом распределении ДИО достигаются на углах

$$\vartheta_{1,2} = \sqrt{\vartheta_D^2 \pm \sqrt{\beta_1 r'_s} / \sqrt[4]{\frac{2 \sin^2 \theta_B}{\Omega/\omega_B}}} \approx \vartheta_D, \quad (6)$$

которые в данном примере равны $\vartheta_2 = 6,11 \cdot 10^{-3}$ рад и $\vartheta_1 = 6,21 \cdot 10^{-3}$ рад. Отношение угловых ширин максимумов к величине ϑ_D приблизительно равно

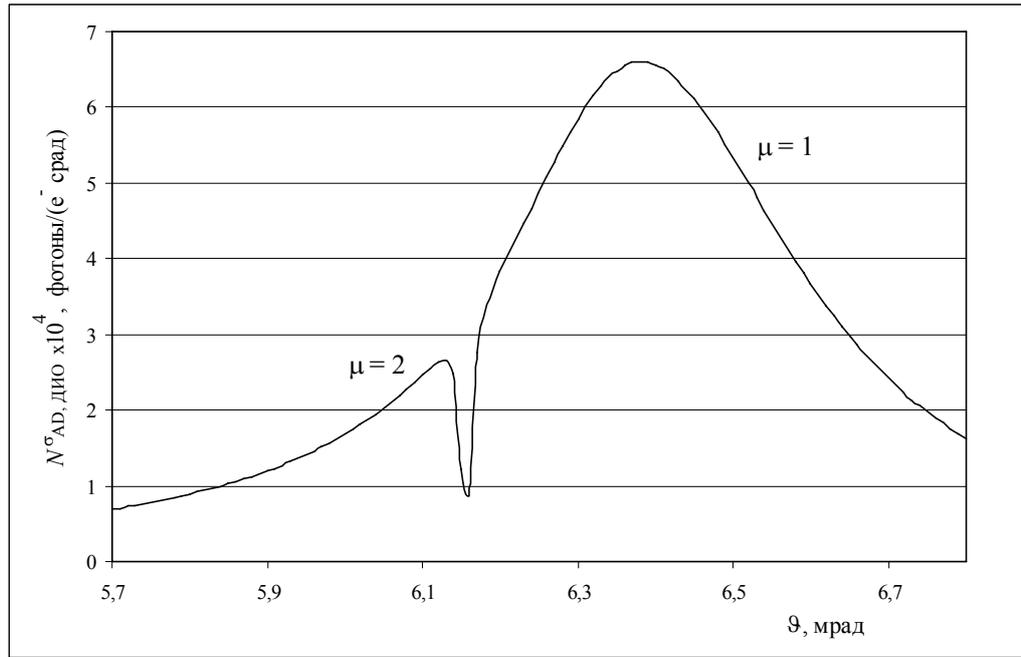


Рис. 2. Срез углового распределения ДИО в монокристалле GaAs для $\varphi = 0$.

$$\frac{\Delta\vartheta}{\vartheta_D} \cong \frac{4\sqrt{\beta_1 r'_s}}{\vartheta_D} \sim \frac{1}{\gamma_{tr} \vartheta_D} \sim 0,1. \quad (7)$$

Характерной чертой указанного распределения является то, что максимум, соответствующий первой дисперсионной ветви, значительно выше максимума, соответствующего $\mu = 2$. Этот факт объясняется аномально большим значением глубины поглощения L_{abs}^{1s} при $\mu = 1$ по сравнению с $\mu = 2$. Действительно, для первой ветви $D > 0$, для второй $D < 0$, и возможен случай, когда $L_{abs}^{1s} > L_{abs}^{2s}$.

Проследим за изменением плотности углового распределения ДИО по мере увеличения энергии излучающей частицы.

1. Лоренц-фактор $\gamma < \gamma_R = \sqrt{\frac{\omega_B}{2\Omega}}$: частота ω_B больше максимальной частоты

излучения $\omega_{max} = 2\Omega\gamma^2$, величина $D_0 = \gamma^{-2} + \gamma_{tr}^{-2} - 2\Omega/\omega_B > 0$. В силу последнего обстоятельства излучение происходит только на первой дисперсионной ветви с индексом $\mu = 1$ и угловое распределение представляет собой одиночный максимум, направленный строго вдоль вектора $\vec{k}_{B\tau}$.

2. При стремлении γ к величине γ_R максимум углового распределения ДИО, расположенный на угле $\vartheta = 0$, быстро возрастает, а его угловая ширина резко падает. В этом смысле можно сказать, что угловое распределение ДИО описы-

вается резонансной кривой, которая становится наиболее крутой при приближении γ к величине γ_R .

3. В области $\gamma > \gamma_R$ ($\omega_B < \omega_{\max}$) вид плотности углового распределения ДИО существенно меняется: одиночный максимум, сформировавшийся по мере приближения γ к величине γ_R , при дальнейшем увеличении γ расщепляется на два узких максимума (азимутальный угол излучения φ считаем фиксированным), которые с ростом γ смещаются в область все больших значений ϑ . Приблизительно положение указанных максимумов в угловом распределении соответствует углу ϑ_D , определяемому из уравнения сложного эффекта Доплера (4). Один максимум в плотности углового распределения ДИО расположен на угле $\vartheta < \vartheta_D$, другой на угле $\vartheta > \vartheta_D$, значения углов ϑ_1 и ϑ_2 определены выражением (6).

С увеличением γ значение угла ϑ_D возрастает до величины $\vartheta_D \cong 1/\gamma_R$ при $\gamma \geq \gamma_{tr}$, оставаясь далее ($\gamma \gg \gamma_{tr}$) постоянным.

4. Влияние параметров пучка заряженных частиц на плотность углового распределения ДИО

Угловая ширина резонансов в спектрально-угловом распределении (2) и их высота зависят от угла влета заряженной частицы в кристалл и ее энергии. Это означает, что разброс пучка заряженных частиц по углам и энергиям существенно влияет на угловую интенсивность ДИО. Все сказанное ранее справедливо только при идеальных условиях, при которых разброс частиц по энергии $\Delta\gamma/\gamma$ и эффективная угловая расходимость

$$\theta_{eff} = \sqrt{\theta_A^2 + 2|\vec{n}_z \vec{e}_2| \theta_{02} \vartheta} \quad (8)$$

удовлетворяют неравенству

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{2(\theta_{eff}\gamma)^2}{3} \ll \frac{2\gamma^2 \sqrt{\beta_1 r'_s}}{3}. \quad (9)$$

Для экспериментов на большинстве ускорителей $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} > \frac{2(\theta_{eff}\gamma)^2}{3}$ (для γ порядка 100), следовательно, чтобы рассчитать угловое распределение в случае, когда условие (9) не выполняется, необходимо усреднять угловое распределение ДИО по энергетическому разбросу пучка.

На рис. 3 в качестве иллюстрации изображена зависимость максимума функции плотности углового распределения от величины энергетического разброса пучка ($\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \gg \frac{2(\theta_{eff}\gamma)^2}{3}$). Очевидно, что зависимость плотности углового распределения от $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}$ весьма существенная, и при энергетическом разбросе порядка 5 %

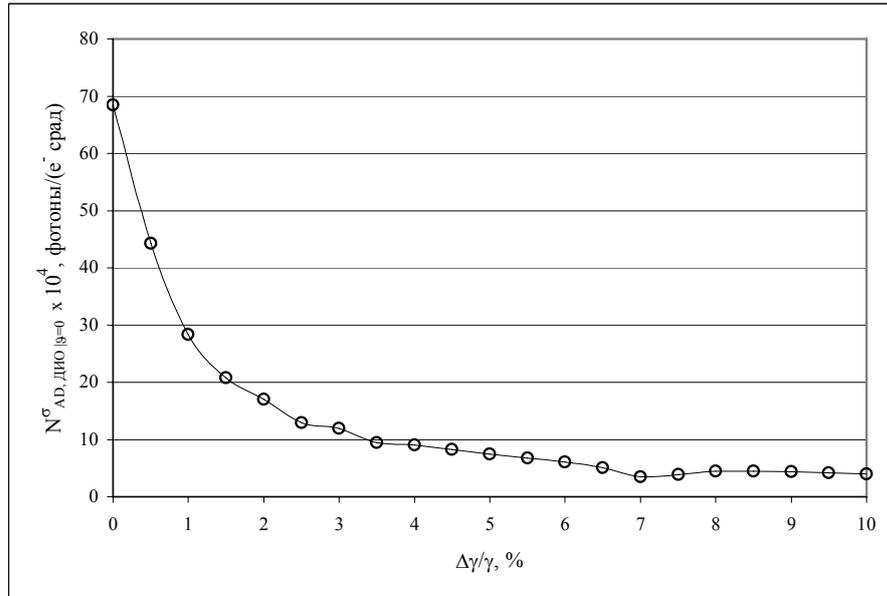


Рис. 3. Зависимость плотности углового распределения ДИО при $\vartheta = 0$ от энергетического разброса пучка ($\gamma \sim \gamma_R$)

интенсивность излучения почти на порядок ниже интенсивности излучения от идеального пучка.

5. Предложения по экспериментальному наблюдению ДИО

Рассмотрим ДИО, испускаемое e^- (e^+), движущимися в кристалле под малыми углами к выбранному семейству атомных плоскостей. В этом случае частота колебаний релятивистского осциллятора $\Omega \sim \frac{2c\theta_L}{d}$ (d – межплоскостное расстояние, $\theta_L = (\gamma\tilde{\gamma})^{-1/2}$ – угол Линдхарда, $\tilde{\gamma} = \frac{mc^2}{2U_0}$, U_0 – высота межплоскостного потенциала). Анализ показывает, что плотность углового распределения фотонов ДИО сначала возрастает как γ^3 ($\vartheta = 0$) с увеличением γ , затем достигает своего наибольшего значения при $\gamma \approx \gamma_R$ и уменьшается при дальнейшем увеличении γ как γ^{-1} . Таким образом, оптимальное значение γ для наблюдения ДИО данной частоты равно γ_R (во всяком случае, с точки зрения максимальной интенсивности ДИО).

Оценим теперь возможность наблюдения максимума ДИО при $\gamma \approx \gamma_R$ (или $\omega_B \geq \omega_{\max}$). В область углов вблизи $\vartheta = 0$ в дифракционный максимум испускаются также и фотоны тормозного излучения, дифрагирующие на атомных плоскостях, как и фотоны ДИО. Поскольку угловая ширина максимума тормозного излучения $\sim 1/\gamma$, то на фоне подложки тормозного излучения необходимо

обнаружить относительно узкий максимум ДИО с угловой шириной порядка $1/\gamma_{tr}$ (в случае идеального пучка). В области $\gamma \geq \gamma_R$ (или $\omega_B < \omega_{\max}$) сравнение плотности углового распределения ДИО необходимо проводить уже не с тормозным излучением, а с ПРИ, поскольку в этом случае узкие максимумы ДИО расположены на углах $\vartheta_{1(2)}$ (см. выражение (6)), максимум же ПРИ достигается на угле $\vartheta_{ph} \cong \sqrt{\gamma^{-2} + \gamma_{tr}^{-2}}$.

Типичное значение величины $\gamma_R < 100$, поэтому для того, чтобы получить максимальную интенсивность ДИО, необходимо проводить эксперименты при энергии пучка заряженных частиц в диапазоне 1–100 МэВ. В этом случае частица, движущаяся в кристалле, является квантовым осциллятором [2, 4]. Вот почему при оценке интенсивности ДИО необходимо ввести коэффициент заселенности n -го энергетического уровня W_{ii} с энергией поперечного движения ε_i , определяющей выбранную частоту перехода $\hbar\Omega = \varepsilon_i - \varepsilon_j$ между уровнями i и j [8]. В дальнейшем будем рассматривать ДИО, испускаемое вследствие радиационного перехода между уровнями $1 \rightarrow 0$, тогда интенсивность ДИО пропорциональна $\int_0^{L_0} W_1(z) dz$, где W_1 – заселенность первого энергетического уровня.

Расчеты угловой интенсивности ДИО проводились для ускорителя, основные параметры которого приведены в статье [11]: энергия электронного пучка 50 МэВ ($\gamma = 97,85$), угловой разброс пучка $1,0 \times 10^{-4}$ рад, энергетический разброс пучка для 50 МэВ $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 0,5$ %.

В результате для обнаружения ДИО можно предложить следующую экспериментальную схему: электронный пучок движется в условиях плоскостного каналирования между плоскостями (100), излучение детектируется под углом, равным двум углам Брэгга относительно направления, определяемого продольной скоростью осциллятора. Рентгеновское излучение дифрагирует на семействе плоскостей (110), т. е. имеет место симметричная дифракция по схеме Лауэ. Угол Брэгга изменяется поворотом кристалла в плоскости дифракции. Одно измерение проводится при частоте Брэгга, равной $\omega_B \approx 2\Omega\gamma^2$, другие – на частоте $\omega_B < 2\Omega\gamma^2$. В рассматриваемой экспериментальной геометрии испускаемое ДИО фактически является σ -поляризованным, а тормозное излучение имеет смешанную поляризацию. Расчеты угловых распределений были проведены для фиксированного азимутального угла $\varphi = 0$, в этой ситуации ПРИ имеет только σ -поляризацию. Коэффициенты заселенности получены для электронного пучка, каналирующего в монокристалле кремния между плоскостями (100). Начальная заселенность первого энергетического уровня при угле влета пучка в кристалл, равном $2,3 \times 10^{-4}$ рад, и угловом разбросе пучка $1,0 \times 10^{-4}$ рад составила 20,5 %. Процедура расчета коэффициентов заселенности и кинетика осциллятора под-

робно описаны в статье [10], там же приведен график зависимостей W_i от глубины проникновения частицы в кристалл.

Толщину кристалла следует выбирать таким образом, чтобы, с одной стороны, отношение интенсивностей ДИО и тормозного излучения, а также ДИО и ПРИ, было максимальным, с другой стороны, чтобы толщина кристалла была больше длины экстинкции, чтобы обеспечить режим динамической дифракции. Однако с увеличением толщины кристалла интенсивность ДИО возрастает слабее интенсивностей ПРИ и тормозного излучения, поскольку $W_1(x)$ – убывающая функция. На основании вышесказанного толщина кристалла была выбрана равной $1,0 \times 10^{-3}$ см.

Приведенные результаты расчетов угловых распределений ДИО получены для ускорителей с энергетическим разбросом пучка, равным $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, ДИО обладает очень высокой спектральной и угловой плотностью, имея очень узкую спектральную ширину и угловую направленность. Причем ширина частотного и углового максимума ДИО значительно уже резонанса ПРИ, поэтому ДИО является очень чувствительным к параметрам пучка заряженных частиц (см. рис. 3) – малое отклонение от условия резонанса приводит к резкому падению интенсивности излучения.

Для обнаружения ДИО на фоне других конкурирующих механизмов излучений (ПРИ и тормозного излучения) в экспериментах по измерению угловых распределений необходимо, чтобы детектор имел достаточно хорошее энергетическое и угловое разрешения. Так, из рис. 4, *a* видно, что угловая ширина пика ДИО не превышает 2 мрад, на рис. 4, *б* ширина углового максимума почти на порядок уже.

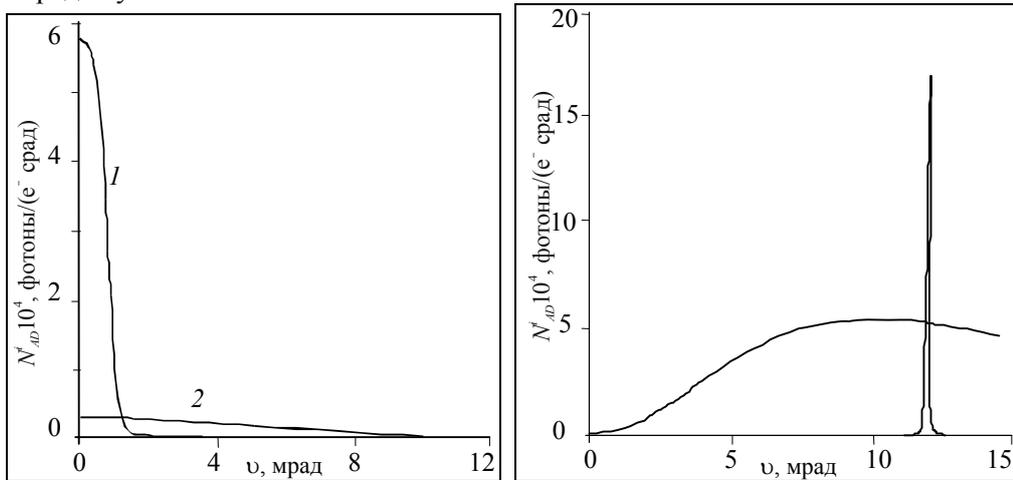


Рис. 4. Расчетные угловые распределения излучения электронов с энергией 50 МэВ, каналирующих в кристалле кремния между плоскостями (100):

a – $\omega_B = 87,51$ кэВ, 1 – ДИО, 2 – тормозное излучение;

б – $\omega_B = 37,05$ кэВ, 1 – ДИО, 2 – ПРИ

Итак, можно сделать выводы о возможности наблюдения ДИО в экспериментах по измерению угловых распределений.

Эксперимент по обнаружению ДИО может быть, в частности, основан на проведении измерений зависимости максимального значения плотности углового распределения от энергии частицы при $\gamma \rightarrow \gamma_R$, поскольку в этом случае относительно небольшие изменения γ , порядка 1 %, приведут к существенному изменению интенсивности ДИО.

Другой вариант эксперимента заключается в том, чтобы при фиксированной энергии частицы ($\gamma \geq \gamma_R$) и неизменном угле θ_B поворотом кристалла менять характер движения частицы в кристалле, от просто прямолинейного к осцилляторному. Затем, поворачивая кристалл в плоскости дифракции, изменять угол Брэгга θ_B таким образом, чтобы произошла полная трансформация углового распределения ДИО от распределения с максимумом на угле $\vartheta = 0$ до распределения с максимумом на угле $\vartheta \sim \vartheta_D$.

Может быть проведен и эксперимент с использованием коллиматора излучения в виде узкой щели, ориентированной вдоль азимутального угла $\varphi = 0 (\pi)$. Для угла $\theta_B \sim \pi/4$ ПРИ является линейно поляризованным ($s = \sigma$) и не испускается на углах $\varphi = 0 (\pi)$, ДИО также линейно поляризовано $s = \sigma$, но испускается при всех значениях азимутального угла φ .

6. Осциллятор в переменном внешнем поле

Обратим внимание, что релятивистский осциллятор в кристалле возникает также при движении каналированной частицы в искривленном переменном внешним полем (ультразвуком, лазерной волной) плоскостном (осевом) канале, т. е. в своеобразном электростатическом ондуляторе с частотой $\Omega' = v_z u - \Omega$, \vec{v} – волновой вектор ультразвуковой волны. В работе [12] рассмотрено ДИО от такого осциллятора, образованного внешней волной, проанализированы его спектральные и угловые характеристики.

Согласно [12], траектория частицы, движущейся в динамическом ультразвуковом ондуляторе, записывается в виде

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_{ch}(t) + \vec{r}^s(t) = \vec{r}_{ch}(t) + \vec{a} \cos(\Omega' t + \delta), \quad (10)$$

где $\vec{r}_{ch}(t)$ – радиус-вектор, описывающий обычное высокочастотное движение каналированной частицы, $\vec{r}^s(t)$ – радиус-вектор, описывающий движение в ультразвуковом ондуляторе.

Предполагая, что частота внешнего поля много меньше частоты колебаний в канале кристалла, можно рассматривать эти движения независимо, \vec{a}, δ – амплитуда и начальная фаза колебания частицы в ультразвуковом канале. Если амплитуда ультразвуковой волны удовлетворяет условию $|\vec{a}| \ll \frac{uv}{Edv^2}$ (E – энергия частицы, d – ширина кристаллографического барьера), то радиус искривле-

ния канала вследствие действия ультразвуковой волны много больше радиуса искривления траектории частицы, движущейся в неискривленном канале при падении на кристалл под углом порядка угла Линдхарда. В этом случае равновесная траектория центра тяжести положительно заряженной частицы соответствует траектории режима стабильного каналирования и искривление кристаллического канала под действием ультразвуковой волны ведет только к смещению равновесной траектории центра тяжести частицы Δ по мере движения ее через кристаллическую мишень. Как следствие, для положительно заряженной частицы, для которой $a_f + \Delta \leq d/2$ (a_f – амплитуда колебаний частицы в неискривленном канале), деканалирование, вызванное искривлением канала, можно учесть, рассматривая среднеквадратичный угол многократного рассеяния в таком канале как в аморфном веществе.

Существенная разница дифракционного излучения осциллятора в ультразвуковом канале от обычного ДИО заключается в том, что ультразвуковая волна воздействует на атомы (ядра) кристалла, что приводит к модуляции диэлектрической проницаемости кристалла, изменяющей процесс дифракции рентгеновского излучения. В результате изменяются волновые функции фотона, которые удовлетворяют уравнению Максвелла. В [12] получено спектрально-угловое распределение, а также полное число фотонов в дифракционный пик. Сравнение интегрального числа фотонов, излучаемых в дифракционный пик в прямом канале и канале, искривленном внешней ультразвуковой волной, показывает, что при выполнении неравенства $(am\Omega')^2 > (a_f\Omega_{21})^2$ интенсивность в ультразвуковом канале может превысить интенсивность ДИО в прямом канале.

7. Коллективное ДИО

Высокая спектрально-угловая плотность излучения осциллятора в кристалле, а также узкая спектральная и угловая ширина рефлекса излучения дали основание для предположения о возможности использования этого механизма спонтанного рентгеновского излучения для создания источника когерентного излучения на основе релятивистских пучков (ЛСЭ). Впервые идея параметрического рентгеновского генератора на основе пучков каналированных электронов была высказана в [12]. Было получено дисперсионное уравнение для собственных мод системы, которая состоит из электромагнитного излучения, пучка релятивистских осцилляторов и кристалла. Показана принципиальная возможность получения когерентного рентгеновского излучения на пучке релятивистских осцилляторов в кристалле. В [13, 14] была рассмотрена излучательная неустойчивость релятивистского пучка электронов, получен соответствующий инкремент нарастания неустойчивости. Фактически был рассмотрен новый вид рентгеновского ЛСЭ – объемный рентгеновский (кристаллический) лазер на свободных электронах (ОРЛСЭ), в основе работы которого лежит дифракционное излучение осцилляторов, формируемых в кристалле, например, в процессе каналирования [13], движения частиц в обычном магнитном ондуляторе или под действием внешней волны [14].

В работе такого кристаллического генератора принципиальным является то, что кристаллическая мишень не только формирует спонтанный механизм излучения, но и одновременно служит объемным резонатором для рентгеновского излучения, обеспечивающим появление объемной (трехмерной) распределенной обратной связи. Это позволяет оптимизировать систему и существенно снизить требования для достижения порога генерации. В этом случае кристаллические плоскости действуют как зеркала в резонаторе Фабри – Перо, но дифрагированная волна может распространяться под произвольным углом к направлению движения пучка. Было показано, что процесс усиления и генерации в кристаллическом объемном ЛСЭ может развиваться существенно эффективней вблизи возможного пересечения дифракционных дисперсионных кривых.

Анализ показал, что граничная задача для рентгеновского усилителя (генератора) при излучении пучка релятивистских частиц в периодической среде сводится к решению граничной задачи дифракции рентгеновской волны на «активной» периодической среде «кристалл + излучающий пучок электронов», что позволило существенно упростить рассмотрение задачи генерации. Было получено выражение для поляризуемости такой «активной» среды. Например, выражение для поляризуемости в случае каналированных «холодных» пучков частиц в усредненном потенциале кристалла имеет вид

$$\tilde{\varepsilon}_0(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_0 - \frac{\tilde{\omega}_0^2}{\gamma\omega^2} - \frac{4\pi e^2 n_0}{\omega^2} (W_2 - W_1) \frac{|\tilde{\alpha}_{21}(\vec{k}) \vec{e}_\sigma|^2}{\omega - \vec{u}\vec{k} - \Omega_{21} + i\Gamma}, \quad (11)$$

где $\tilde{\alpha}_{21}(\vec{k})$ – матричный элемент оператора $\hat{\alpha} \exp(i\vec{k}\vec{r})$, который в дипольном приближении записывается в виде

$$\tilde{\alpha}_{21}(\vec{k}) = -ix_{21}(\Omega_{21}\vec{n}_x + k_x\vec{u}_z),$$

ось \vec{n}_x выбирается вдоль поперечного движения осциллятора в канале, \vec{u}_z – продольная скорость, параллельная плоскости каналирования, W_2 и W_1 – заселенности состояний 2 и 1, Γ – феноменологическая константа, учитывающая неупругие столкновения и имеющая порядок величины $(L_d)^{-1}$ (L_d – длина деканалирования). Очевидно, что взаимодействие частиц с излучением имеет резонансный характер при выполнении условия

$$\text{Re}(\omega - \vec{u}\vec{k} - \Omega_{21}) = 0.$$

Была решена также граничная задача и найдено условие на порог генерации в режиме слабого и сильного усиления, даны оценки необходимых параметров пучка для генерации в кристалле LiH. Показано, что стартовое значение плотности тока пучка в рассматриваемом случае для генерации в рентгеновском диапазоне частот может быть понижено до 10^8 А/см², в отличие от обычного магнитостатического ЛСЭ, для которого стартовое значение плотности тока в этом диапазоне частот достигает значения 10^{13} А/см².

Литература

1. Линдхард И. // УФН. 1969. Т. 99. С. 249.
2. Барышевский В. Г., Дубовская И. Я. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231. С. 1335.
3. Франк И. М. Излучение Вавилова – Черенкова. Вопросы теории. М., 1988.
4. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya. // Phys. Stat. Sol. (b). 1977. Vol. 82. P. 403.
5. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Gradovsky O. T. // Phys. Lett. 1982. Vol. 91A. P. 135.
6. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Grubich A. O. // Phys. Stat. Sol. (b). 1980. Vol. 99. P. 205.
7. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya. // J. Phys. C: Condens. Matter. 1982. Vol. 16. P. 3663.
8. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн., 1982.
9. Барышевский В. Г., Градовский О. Т., Дубовская И. Я. // Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1987, № 6. С. 77–81.
10. Grubich A. O., Lugovskaya O. M., Cherkas S. L. // J. Phys. 1993. Vol. 3. P. 2139.
11. Kim K. J., Berz M. et al. // NIM. 1991. Vol. A304. P. 223.
12. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Докл. АН БССР. 1983. Т. 27. С. 995.
13. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Zege A. V. // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. 135A. P. 368.
14. Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Zege A. V. // Phys. Lett. 1990. Vol. 149A. P. 30.

DIFFRACTION RADIATION FROM RELATIVISTIC OSCILLATOR

I. Ya. Dubovskaya, O. M. Lugovskaya

For a charged particle channeled along a crystal axis or plane the projectile path is formed by correlated collisions with crystal atoms. The particle moves in a effective potential obtained by smearing the crystal potential along the crystal axis or plane [1]. This motion is accompanied by a special type of radiation, so-called channeling radiation [8]. X-ray radiation from a relativistic oscillator in a crystal is essentially modified under diffraction conditions for emitted photons. A new diffraction radiation is a result of coherent summation of two processes – photon radiation and photon diffraction. It has been called diffraction radiation of oscillator (DRO) [9].

Though predicted back in 1977 [2, 4], DRO has not so far been observed experimentally. Its study is of considerable interest, since DRO may find application in treating different effects in the optics of a relativistic emitter moving in refracting media [3]. In [10] the possibility of the DRO experimental observation by measuring the angular distribution was analyzed. It was shown that this experiment demanded particle beams of high quality because the radiation characteristics were very sensitive to the particle beam parameters.

Relativistic oscillator can be formed not only by an unperturbed crystal channel but also by an external ultrasonic or laser field which subjects to the crystal and forms a bent crystal channel, that is the relativistic oscillator can be a channeled particle which moves in some electromagnetic undulator [12].

The high spectral and angular densities of diffraction radiation of oscillator and also narrow spectral and angular widths of radiation reflex give the basis of its application for construction of X-ray coherent radiation source by using relativistic particle beams in crystal. Such system can be considered as a crystal X-ray free electron laser (FEL). The idea of parametric X-ray generator on the basis of channeled electron (positron) beams was firstly expressed in [12]. As it was said above, the radiating oscillator can be formed in different ways. This can be electrons, channeled in averaged crystallographic potential of plane or axes [13] or oscillator formed by an external field or moves in electromagnetic undulator [14].

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ

О. М. Луговская

Характер преломления и поглощения фотонов в кристалле кардинально отличается от случая аморфной среды. Вследствие периодического расположения рассеивателей излучение испытывает дифракцию. Задача о генерации излучения равномерно движущейся заряженной частицей в среде с периодической диэлектрической проницаемостью впервые рассмотрена Тер-Микаеляном в работе [1] в рамках теории возмущений без анализа критерия ее применимости. Этот тип излучения он назвал резонансным излучением. Характерным свойством этого излучения является зависимость энергии испускаемых квантов от энергии заряженных частиц. Дальнейший анализ показал, что в идеальных кристаллах теория возмущения справедлива только для очень тонкой кристаллической пластинки, толщина которой много меньше оптической длины когерентности $L \ll l_{omn}$,

$l_{omn} \cong \frac{c}{\omega|n-1|}$ и для которой справедлива кинематическая теория дифракции

рентгеновских квантов, n – показатель преломления среды.

В условиях динамической дифракции генерируемого излучения резкое изменение показателя преломления среды для рентгеновских квантов приводит, как впервые показано в [2], к существенному изменению спектральных свойств излучения заряженных частиц. В частности, показатель преломления может стать больше единицы, и, следовательно, станет возможным выполнение условия Вавилова – Черенкова [3, 4]:

$$1 - \beta n(\omega, \vec{k}) \cos \vartheta = 0, \quad (1)$$

где ϑ – угол между направлением, определяемым волновым вектором фотона \vec{k} и вектором скорости частицы \vec{v} (полярный угол излучения), $\beta = v/c$. Поэтому заряженная релятивистская частица, движущаяся в кристаллической среде с постоянной скоростью, может испускать рентгеновское излучение.

Этот механизм излучения впервые был теоретически предсказан в начале 70-х годов в работах Барышевского и Феранчука [3, 4], а также Гарибьяна и Ян Ши [5, 6] и получил название параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Таким образом, ПРИ представляет собой квазичеренковское излучение в рентгеновской области спектра вблизи брэгговских углов и брэгговских частот, определяемой условием дифракции на кристаллографических плоскостях:

$$(\vec{k} + \vec{\tau})^2 \cong \vec{k}^2 \quad (2)$$

и генерируемое при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы в кристалле. Здесь $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки кристаллографических плоскостей, на которых происходит дифракция.

Наряду с термином «параметрическое излучение» в литературе для когерентного излучения быстрых заряженных частиц, обусловленного простран-

венной регулярностью кристалла, используются термины: «структурное излучение Вавилова – Черенкова», «квазичеренковское, переходное излучение» и «рассеяние в кристалле», «дифракционное излучение». Термин «параметрическое излучение Вавилова – Черенкова» подчеркивает физическую общность этого явления с излучением Вавилова – Черенкова и отличие его от переходного излучения [7], связанного с наличием раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями.

Классическая теория ПРИ представлена в работах [3, 6, 8–11], параллельно была дана и квантовомеханическая интерпретация ПРИ [4–5, 12–15]. За последнее десятилетие появилось несколько теоретических работ, посвященных ПРИ [11, 16–24], выполнен целый ряд экспериментов (см., например, [25–31]).

1. Обзор экспериментальных и теоретических исследований ПРИ, проведенных в 90-е годы

ПРИ было обнаружено в 1985 г. на томском синхротроне «СИРИУС» в совместных экспериментах, поставленных сотрудниками НИИ ядерных проблем БГУ и НИИ ядерной физики при ТПУ [32–34]. После его обнаружения параллельно с теоретическими работами по ПРИ активно продолжались экспериментальные исследования этого механизма излучения. Первые эксперименты по наблюдению ПРИ были посвящены исследованию его спектрального распределения под фиксированным углом Брэгга для различных кристаллов и определению интегрального числа квантов, испускаемых в конкретный рефлекс. Затем появился целый ряд экспериментальных работ, посвященных исследованию угловых [35] и частотных распределений внутри одного рефлекса, исследованию зависимости характеристик ПРИ от энергии излучающих частиц и пороговых зависимостей.

В конце 80 – начале 90-х годов сотрудниками НИИ ядерных проблем был проведен ряд экспериментальных работ, посвященных наблюдению ПРИ в режиме многоволновой генерации [36], генерации ПРИ протонным пучком [37], исследованию влияния многократного рассеяния (МР) на его характеристики [38].

Работа [38] стала первой экспериментальной работой, посвященной исследованию влияния МР на характеристики ПРИ. В ее рамках были проведены измерения: 1) квантового выхода излучения релятивистских электронов с энергией 900 МэВ в монокристалле кремния толщиной 0,15 и 0,4 мм для угла наблюдения $2\theta_B = 90^\circ$ в случае геометрии дифракции по Лауэ, Брэггу и в крайне-асимметричном случае, угловой растров детектора $\theta_D = 2,7 \times 10^{-2}$ рад; 2) энергетической зависимости выхода излучения для рефлекса (220) в кристалле кремния толщиной 1,3 мм в геометрии дифракции по Лауэ на угле $2\theta_B = 19^\circ$ для диапазона энергий 300–900 МэВ, угловой растров детектора $\theta_D = 9,5 \times 10^{-3}$ рад; 3) углового распределения излучения в кристалле алмаза толщиной 0,35 мм на плоскостях (400) в крайне-асимметричной геометрии для пучка с энергией 300, 500 и 900 МэВ при вертикальном и горизонтальном сканировании щелевого детектора вдоль рефлекса. Здесь же в работе было проведено сравнение результа-

тов эксперимента и теории, в качестве расчетных формул для квантового выхода ПРИ использовались формулы из статей [2, 13]. Многократное рассеяние учитывалось феноменологически, введением среднеквадратичного угла многократного рассеяния $\overline{\theta_s^2}$. В этом случае интенсивность рентгеновского излучения в дифракционных максимумах может быть представлена в виде суммы двух слагаемых, соответствующих вкладу двух механизмов излучения ПРИ и дифракционного тормозного излучения – ДТИ.

Проведенное сравнение результатов эксперимента и теоретических расчетов показало хорошее совпадение значений теоретических и экспериментальных частот излучения, результаты же теоретических оценок квантового выхода превышали экспериментальный выход в 2–3 раза.

Исследование зависимости квантового выхода от энергии электронного пучка является очень важным с точки зрения правильного понимания механизма генерации ПРИ. Согласно [15], зависимость квантового выхода от энергии пучка заряженных частиц имеет пороговый характер и в некоторых случаях в существенной степени определяется угловым размером детектора θ_D . Пороговая энергия определяется для ПРИ выражением $E_{tr} = mc^2 \frac{\omega}{\omega_L}$, где $\omega_L = \sqrt{4\pi \frac{Zn_{am}e^2}{m}}$ –

ленгмюровская частота среды; n_{am} – число атомов в 1 см^3 ; Z – заряд ядра; e , m – заряд и масса электрона. Если интенсивность ПРИ ниже порога падает пропорционально E_p^4 (E_p – энергия заряженной частицы), то интенсивность тормозного излучения пропорциональна E_p^2 . Поэтому для некоторой энергии E_p , зависящей от углового раствора детектора, интенсивность тормозного излучения может превысить интенсивность ПРИ. Далее в [38] подчеркивается, что теория ПРИ с феноменологическим учетом МР дает хорошее согласие с экспериментом в области энергий, превышающих E_{tr} , для случая, когда толщина кристаллической пластинки вдоль направления движения меньше длины когерентности тормозного излучения $L_{Br} \cong \sqrt{\frac{4c}{\omega\theta_s^2}}$.

Обнаружение ПРИ, испускаемого протонным пучком [37], представляет большой интерес с точки зрения возможности постановки эксперимента, в котором реализуется ситуация слабого многократного рассеяния. С увеличением массы частицы среднеквадратичный угол многократного рассеяния уменьшается, так как он обратно пропорционален квадрату массы заряженной частицы, и, следовательно, уменьшается вклад тормозного излучения в суммарное излучение частицы и влияние МР на характеристики ПРИ.

В начале 90-х годов экспериментальные исследования механизма ПРИ были начаты в США [27], Японии [26, 30], Канаде [29] и Германии [31].

Условно эксперименты по исследованию характеристик ПРИ, проведенные в последние годы, можно разбить на несколько групп:

Условно эксперименты по исследованию характеристик ПРИ, проведенные в последние годы, можно разбить на несколько групп:

Условно эксперименты по исследованию характеристик ПРИ, проведенные в последние годы, можно разбить на несколько групп:

- исследование тонкой структуры спектральных, угловых и поляризационных характеристик излучения внутри рефлекса [27–28];
- исследование влияния многократного рассеяния на характеристики ПРИ, изучение зависимости характеристик ПРИ от энергии излучающих частиц и пороговых характеристик [26, 30];
- попытки наблюдения ПРИ под малым углом относительно направления скорости заряженных частиц [39–40];
- ПРИ, испускаемое нерелятивистскими электронами [31];
- исследование ПРИ в геометрии обратного отражения, учет динамических эффектов ПРИ [41].

Результаты одних экспериментов очень хорошо согласуются с результатами кинематической теории ПРИ [26–28], результаты других требуют теоретической интерпретации [29–31].

Как замечено в недавно появившемся обзоре Тер-Микаеляна [42], посвященном современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований дифракционного рентгеновского и резонансного переходного излучений, остается нерешенным целый ряд проблем. В частности, недостаточно серьезно изучены область применимости динамической теории и ее согласование с уже имеющимися экспериментальными данными, да и сам вопрос необходимости применения динамического подхода вызывает споры.

При сопоставлении кинематического и динамического подходов можно сказать, что их отличие состоит в том, что, например, в случае двухволновой дифракции динамическая теория помимо излучения, испускаемого под большим углом относительно направления скорости заряженных частиц (которое описывается в рамках обоих подходов), предсказывает также компоненту ПРИ, испускаемую под малыми углами относительно направления распространения заряженных частиц. Эта составляющая отсутствует в кинематическом описании, основанном на формуле Тер-Микаеляна [1].

Работа [11] посвящена рассмотрению генерации ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц. Вследствие того, что до этого детальный анализ характеристик ПРИ проводился только для бокового дифракционного максимума (во всех экспериментах излучение регистрировалось под углом $2\theta_B$ относительно направления движения заряженных частиц, где θ_B – угол между вектором скорости частицы \vec{v} и плоскостями, соответствующими вектору обратной решетки $\vec{\tau}$), в некоторых работах [18–19, 31] делается вывод, что ПРИ испускается только под большим углом $\vartheta \gg \gamma^{-1}$ (γ – лоренц-фактор частицы) относительно направления движения заряженных частиц и описание этого излучения может быть дано в рамках кинематического приближения на основе формулы Тер-Микаеляна для распространения излучения в периодических средах, полученной [1] в рамках теории возмущения для излучения релятивистских заряженных частиц в трехмерной периодической среде.

Все экспериментальные измерения ПРИ были проведены только для максимумов, расположенных под большими углами относительно направления распространения заряженных частиц, а попытки экспериментально обнаружить

ПРИ под малыми углами (пик излучения вперед) закончились неудачей [39–40]. При планировании такого рода экспериментов необходимо осознавать, что теоретическое описание максимумов излучения вперед возможно только в рамках динамического подхода, т. е. требуется проведение тщательного исследования спектрально-угловых, угловых и частотных характеристик ПРИ с учетом поведения показателя преломления рентгеновского излучения в кристалле в условиях динамической дифракции. Поэтому, несмотря на то, что теория ПРИ в основном построена, в последнее время в целом ряде работ [11, 18–24] обсуждаются различные аспекты генерации ПРИ. Надо сказать, что до сих пор нет единого мнения о природе ПРИ. Наиболее полно смысл дискуссии, развернувшейся по этому поводу, раскрыт в работе [11]. Согласно теории Барышевского и Феранчука, каждому фотону, испускаемому под большим углом относительно направления движения заряженной частицы (будем называть максимум, соответствующий этому направлению, дифракционным, или боковым), соответствует фотон с такой же частотой ω , испущенный под малым углом $\sim 1/\gamma$ относительно направления движения заряженных частиц (пик вперед). Частота этого фотона не зависит от энергии заряженной частицы, в отличие от фотонов резонансного излучения, частота которых пропорциональна γ^2 .

В работах Нитта [18–19] развивается кинематическая теория ПРИ в рамках квантовомеханического подхода. Автор утверждает, что кинематического подхода вполне достаточно для сравнения с экспериментальными данными. Действительно, во многих экспериментальных ситуациях (симметричная геометрия, излучение вдали от областей, где проявляется эффект аномального поглощения, и т. д.) кинематическое приближение [14] дает хорошее согласие с экспериментами [28, 30 и др.]. Однако во многих других случаях кинематический подход принципиально не применим, например для описания ПРИ под малым углом относительно направления движения заряженных частиц [11], а также в геометрии обратного отражения [41].

Значительный прогресс в исследованиях ПРИ возник в последние годы благодаря экспериментам, выполненным на ускорителе в г. Дармштадте (см., например, [31]). Эти эксперименты были посвящены изучению характеристик излучения, генерируемого нерелятивистскими электронами, энергия которых составляла 5–10 МэВ. ПРИ, генерируемому нерелятивистскими электронами, посвящены теоретические работы [16–17]. В [16] предлагается выйти за рамки ускорителей и использовать для получения ПРИ нерелятивистские электроны с энергией 20–50 кэВ, которые являются обычными для лабораторных рентгеновских трубок.

В совершенном, достаточно толстом кристалле ($L \geq l_{om}$) кинематическое приближение в теории ПРИ [1, 14, 18] не применимо. Если в этом случае пучок заряженных частиц хорошо коллимирован (расходимость пучка меньше γ^{-1}), то в спектрально-угловом распределении излучения, как в боковом, так и в пике излучения вперед, начинают проявляться динамические эффекты, обусловленные особенностью преломления и поглощения излучения в условиях динамиче-

ской дифракции в кристалле. В этом случае, как и для динамической дифракции рентгеновских квантов, точка возбуждения ПРИ в пространстве волновых векторов для данного рефлекса однозначно определена только при учете условий непрерывности на границах «кристалл – вакуум». Как следствие, показатель преломления фотонов существенно зависит от взаимного расположения векторов, определяющих направление распространения заряженных частиц, направление на боковой дифракционный максимум и направление вектора нормали к кристаллической поверхности.

Наиболее прямой путь исследования динамических эффектов заключается в измерении спектрально-угловых распределений, однако такие измерения требуют наличия детекторов с очень высоким разрешением по углам и по частотам ($\Delta\theta \sim 10^{-5}$, $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-6}$), кроме того, время набора сигналов в этих измерениях существенно увеличивается.

Динамическая теория ПРИ развивается также в работах [21–22], в которых рассматривается геометрия дифракции по Брэггу. В [21] показано, что в дополнение к квазичеренковскому пику (ПРИ) вблизи брэгговского направления имеется еще один пик, связанный с динамической дифракцией электромагнитного поля заряженной частицы, автор называет его дифракционным переходным излучением (ДПИ). Интенсивность этого излучения должна превосходить интенсивность обычного переходного излучения, отраженного на кристаллографических плоскостях, в 10^8 раз. В работе получено выражение для спектрально-углового распределения излучения, генерируемого заряженной частицей в боковой дифракционный максимум в геометрии дифракции по Брэггу при произвольной ориентации кристаллической поверхности относительно плоскостей, на которых осуществляется дифракция. Было установлено, что максимумы ДПИ очень похожи по своей форме на «столлик Дарвина». С увеличением энергии заряженных частиц интенсивность ДПИ максимума увеличивается, но положение его в спектре не меняется, в то время как пик ПРИ сдвигается, а его интенсивность быстро достигает насыщения. Выражения для спектрально-угловой интенсивности излучения получены в предположении бесконечно толстого кристалла (в них никак не учитывается толщина кристаллической пластинки, т. е. наличие второй грани) и отсутствия в нем поглощения.

В работе [24] проведен анализ ПРИ в совершенных и мозаичных кристаллах. Как и в [21], авторы показывают, что амплитуду волны, описывающей излучение в боковой дифракционный максимум, можно разложить на две составляющие, одна из которых представляет собой ПРИ, другая – ДПИ. В работе показано, что соответствующие ПРИ и ДПИ интенсивности имеют различные угловые распределения. Угловое распределение ДПИ значительно уже распределения ПРИ. С увеличением толщины кристаллической пластинки насыщение ДПИ наступает на длине первичной экстинкции, в то время как интенсивность ПРИ пропорциональна толщине кристаллической мишени. Учет интерференции между ПРИ и ДПИ становится наиболее важным в кристаллических пластинках, толщина которых меньше длины формирования переходного излучения (ПИ)

$$I_{ПИ} = \frac{2c}{\omega(\gamma^{-2} + \omega_L^2 / \omega^2)}.$$

В работе также показано, что мозаичность кристалла практически не оказывает влияния на интенсивность ПРИ. Для ДПИ ситуация иная: если размер мозаичного блока превышает длину первичной экстинкции, то интенсивность ДПИ становится пропорциональна числу блоков, пересекаемых заряженной частицей при движении в кристалле. В любом случае мозаичность кристалла приводит к увеличению выхода рентгеновского излучения.

Наиболее подробное исследование вкладов различных механизмов излучения в формирование дифракционных максимумов, как уже было указано выше, проведено в работе [8]. В ней предложено разделять излучение в боковом дифракционном максимуме на ПРИ и ДПИ, так как они имеют различную длину формирования. Было показано, что при расчете интенсивностей излучения необходимо учитывать то обстоятельство, что в чистом виде ПРИ нигде не наблюдается, а в зависимости от экспериментальной ситуации существенным может быть вклад дифракционного переходного излучения (например, геометрия Брэгга в [21–22]), а также тормозного излучения ДТИ, о чем свидетельствуют результаты некоторых экспериментов (см. работу [8]). Отметим, что в [8] при анализе угловых распределений и полной интенсивности излучения исследовался вклад в формирование дифракционного максимума ПРИ, а также тормозного излучения ДТИ и СТИ. Под ДТИ понимается тормозное излучение, соответствующее нечеренковской моде, т. е. испускаемое на таких углах и частотах, для которых не выполняется условие Вавилова – Черенкова (1), под СТИ – тормозное излучение, соответствующее квазичеренковской моде, для которой реализуется условие (1). При этом в интенсивность ДТИ была включена часть, соответствующая излучению, испущенному частицей при прямолинейном равномерном движении на таких частотах и под такими углами, для которых не выполняется условие (1), но максимален коэффициент отражения на кристаллографических плоскостях, т. е. это ДПИ. Так как в [8] более подробно рассматривалась схема дифракции по Лауэ, то интенсивность этой составляющей была несущественной, в то время как в работе [21] речь шла о ДПИ в случае схемы дифракции по Брэггу и интенсивность дифракционного максимума в основном определялась именно ДПИ. Угловые распределения излучения в такой геометрии исследовались в работах [22–23, 41]. Анализ эксперимента [41] невозможно провести в рамках кинематического приближения, так как необходимо учитывать вклад в интенсивность, даваемый не только ПРИ, но и ДПИ. Кроме того, при расчетах необходим строгий учет вклада излучения на обеих дисперсионных ветвях и интерференции между ПРИ и ДПИ.

2. Излучение под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц (пик излучения вперед)

В настоящее время существует большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию свойств ПРИ. Однако практически во всех работах рассматривается излучение под углом $2\theta_B$ относительно направления распространения заряженных частиц. Первой экспериментальной попыткой обнаружить динамические максимумы, обусловленные периодиче-

ской структурой кристалла, была работа [39], в которой ПРИ исследовали под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц. Методика эксперимента принципиально не могла привести к обнаружению ПРИ, так как в нем измерялась интегральная интенсивность ПРИ, которая (при соответствующем энергетическом разрешении детектора) примерно на порядок ниже интенсивности переходного излучения, не связанного с кристаллической структурой. Несмотря на достаточно полное теоретическое описание механизма образования параметрического рентгеновского излучения и его основных свойств, попытки обнаружить ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц до сих пор не увенчались успехом. Недавно такой эксперимент был поставлен в г. Томске [40]. К сожалению, несмотря на хорошие параметры детектора (его энергетическое разрешение не превышало 1 %, а угловое составляло порядка 0,1 мрад), они оказались недостаточны.

Между тем исследования ПРИ под малыми углами являются важными и актуальными по нескольким причинам: во-первых, в этих исследованиях возможно сразу в одном измерении получить сведения о структуре кристалла (в отличие от боковых пиков ПРИ пик вперед содержит большое количество максимумов, соответствующих дифракции фотонов на различных семействах кристаллографических плоскостей, что может служить основой для одновременного определения многих структурных амплитуд кристалла); во-вторых, излучение вперед отсутствует в кинематическом приближении, и его обнаружение положит конец часто возникающим вопросам о роли кинематического и динамического подходов в описании генерации ПРИ, однозначно доказав, что без динамической теории описать свойства ПРИ невозможно.

Общие выражения для спектрально-угловых распределений ПРИ в максимуме под малым углом относительно направления движения заряженных частиц были получены Барышевским в работе [11], согласно которой при рассмотрении излучения вперед следует различать два случая (см. рис. 1) – случай Лауэ:

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \xi_{\mu s}^0 e^{i \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v})}{c} L_0} - 1 \right] \right|^2 \quad (3)$$

и случай Брэгга:

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \gamma_{\mu s}^0 e^{i \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v})}{c} L_0} - 1 \right] \right|^2, \quad (4)$$

$$\xi_{1(2)s}^0 = \frac{2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0}{2(\varepsilon_{2(1)s} - \varepsilon_{1(2)s})}, \quad (5)$$

$$\gamma_{1(2)s}^0 = \frac{2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0}{(2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0) - (2\varepsilon_{1(2)s} - \chi_0) \exp\left(i \frac{\omega}{c\gamma_0} (\varepsilon_{2(1)s} - \varepsilon_{1(2)s}) L\right)}, \quad (6)$$

где $\vec{e}_1 \parallel [\vec{k}\vec{\tau}]$, $\vec{e}_2 \parallel [\vec{k}\vec{e}_1]$ – векторы поляризации излучения; $\vec{k}_{\mu s} = \vec{k} + \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} \vec{N}$, \vec{N} – единичный вектор нормали к входной поверхности кристаллической пластинки, направленный внутрь кристалла; χ_0 , χ_τ , $\chi_{-\tau}$ – фурье-компоненты комплексных поляризуемостей кристалла;

$$\varepsilon_{\mu s} = \frac{1}{4} \left\{ -\alpha_B \beta_1 + \chi_0 (\beta_1 + 1) \pm \sqrt{[-\alpha_B \beta_1 + \chi_0 (\beta_1 - 1)]^2 + 4\beta_1 \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s} \right\}, \quad (7)$$

$$\alpha_B = \frac{2\vec{k}\vec{\tau} + \tau^2}{k^2}, \quad (8)$$

α_B – параметр, характеризующий отклонение от точного выполнения условия Брэгга ($\alpha_B = 0$ в случае точного выполнения условия Брэгга), $\beta_1 = \gamma_0 / \gamma_1$, $\gamma_0 = \vec{n}_\gamma \vec{N}$, $\vec{n}_\gamma = \frac{\vec{k}}{k}$, $\vec{n}_{\gamma\tau} = \frac{\vec{k} + \vec{\tau}}{|\vec{k} + \vec{\tau}|}$, $\gamma_1 = \vec{n}_{\gamma\tau} \vec{N}$, L_0 – толщина кристалла вдоль направления движения заряженной частицы $L_0 = L / \gamma_0$.

Сравним формулы (3) и (4) с хорошо известной формулой, описывающей рентгеновое переходное излучение в аморфной среде (ПИ) (см., например, [7]):

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| e^{\frac{i\chi_0 \omega}{2c\gamma_0} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_a \vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_a \vec{v}) L_0}{c}} - 1 \right] \right|^2, \quad (9)$$

где $\vec{k}_a = \vec{k} + \frac{\omega\chi_0}{2c\gamma_0} \vec{N}$ – волновой вектор фотона в аморфной среде.

Очевидно, что структура формул, описывающих ПРИ и ПИ, очень похожа. Отличие же состоит в том, что в аморфной среде (или в кристалле вдали от условия Брэгга – условий дифракции) распространяется единственная волна с волновым

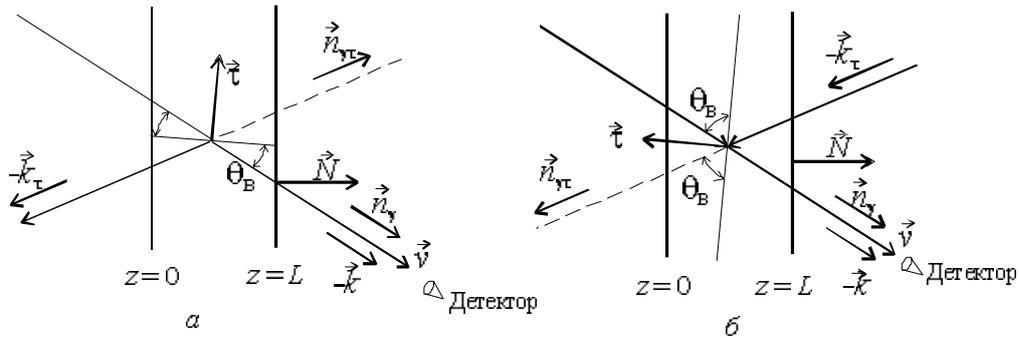


Рис. 1. Схемы регистрации излучения под малыми углами относительно направления распространения заряженных частиц:
а – схема дифракции по Лауэ, б – схема дифракции по Брэггу

вектором \vec{k}_a , в то время как в случае испускания ПРИ, как уже подчеркивалось выше, в кристалле как результат дифракции распространяется когерентная суперпозиция нескольких волн.

Если же значения частот и углов в формулах для ПРИ, испускаемого под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц (3) и (4), не удовлетворяют условиям дифракции (абсолютная величина параметра расстройки от точного условия Брэгга $|\alpha_B|$ становится гораздо больше $|\chi'_0|$), то эти формулы переходят в формулу для переходного излучения (9). Действительно, в этом случае $\varepsilon_{1s} \rightarrow \chi_0/2$ и $\xi_{1s}^0 \rightarrow 1$, $\xi_{2s}^0 \rightarrow 0$ (или же $\varepsilon_{2s} \rightarrow \chi_0/2$ и $\xi_{2s}^0 \rightarrow 1$, $\xi_{1s}^0 \rightarrow 0$, в зависимости от того $\alpha_B \gg |\chi'_0|$ или же $\alpha_B \ll -|\chi'_0|$). В то же время выражения для спектрально-угловой интенсивности ПРИ, испускаемого под большими углами (см. [11]), стремятся к 0, поскольку условия дифракции не реализуются.

Таким образом, в реальных условиях генерация ПРИ в кристалле в пик вперед всегда сопровождается рентгеновским переходным излучением. ПИ генерируется почти в ту же область частот и углов, что и ПРИ. Выражения (3) и (4) описывают, по сути дела, суммарное излучение ПРИ и ПИ. Наличие высокоразрешающих методов детектирования рентгеновских фотонов как по частотам, так и по углам испускания должно позволить более подробно исследовать характеристики ПРИ и отделить его от переходного излучения. Задачей является выяснение таких геометрических (области углов и частот, толщина кристалла) и других (например, энергия электронного пучка, выбор кристалла) параметров, при которых отличие результатов, полученных на основании выражений (3) и (4) и по формуле (9) (ПИ в аморфной среде), будет существенным, что позволит экспериментально обнаружить динамические максимумы (т. е. ПРИ) под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц.

3. Численный анализ интенсивности ПРИ под малым углом относительно направления движения заряженных частиц в геометрии, реализующей схему дифракции по Лауэ

Прежде всего следует отметить, что $\chi'_0 < 0$ и из формулы (1) вытекает, что только для одного корня $\varepsilon_{\mu s}$, для случая Лауэ это $\mu = 1$, реальная часть показателя преломления $n' > 1$. Как результат, разность $(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})$ может обращаться в ноль, и член выражения (3), содержащий эту разность в знаменателе, начинает расти пропорционально L . С другой стороны, член выражения (3), содержащий аналогичную разность $(\omega - \vec{k}_{2s} \vec{v})$ в знаменателе, никогда не будет расти пропорционально L , поскольку эта разность ни при каких обстоятельствах не обращается в ноль. Это означает, что член, содержащий разность $(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})$, дает принципиальный вклад в интенсивность излучения, если толщина кристалла вдоль направления движения частицы $L/\gamma_0 \gg l_0$ ($l_0 = \lambda\gamma^2$ – когерентная длина

излучения в вакууме, λ – длина волны излучения; для $\lambda = 10^{-8}$ см и $\gamma = 10^3$ это дает $L/\gamma_0 \gg 10^{-2}$ см). Для случая $L/\gamma_0 \sim l_0$ необходимо учитывать при интегрировании по частотам все члены в выражении (3). Для квазичеренковских фотонов когерентная длина излучения $L_{коз} = \frac{c}{(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})}$ равна бесконечности и ПРИ формируется на всей

толщине кристалла L . Сказанное справедливо только в случае пренебрежения поглощением фотонов в веществе. В кристалле толщиной L , много большей, чем глубина поглощения L_{abs} , излучение формируется на пути движения частицы по порядку величины, равном L_{abs} . Как следствие, с увеличением толщины кристалла интенсивность ПРИ перестает в конце концов увеличиваться с ростом L и оказывается прямо пропорциональной величине L_{abs} . Тогда в геометрии дифракции по Лауэ выражение для угловой интенсивности ПРИ можно записать в виде

$$\frac{dN_{0s}}{d\Omega} = \frac{e^2 Q^2}{4\pi\hbar c} \vartheta^2 \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi} \right] \frac{\beta_1 r_s'^2}{\left((\gamma^{-2} - \chi_0' + \vartheta^2)^2 + \beta_1 r_s' \right) (\gamma^{-2} - \chi_0' + \vartheta^2)^2 \sin^2 \theta_B}, \quad (10)$$

$$L_{eff} = L_{abs}^{1s} (1 - \exp(-L/\gamma_0 / L_{abs}^{1s})),$$

где $L_{abs}^{1s} = \frac{c}{\beta_1 \omega_B \chi_0''} \frac{\left((\gamma^{-2} - \chi_0' + \vartheta^2)^2 + \beta_1 r_s' \right)}{\left((\gamma^{-2} - \chi_0' + \vartheta^2 + \delta_s)^2 + r_s' - \delta_s^2 \right)}$ – длина поглощения рентгеновских фотонов;

$r_s' + ir_s'' = \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s$; $\delta_s = \frac{r_s''}{2\chi_0''}$, здесь для $s = \sigma$ выбирается множитель $\sin^2 \varphi$, для $s = \pi$ – множитель $\cos^2 \varphi$.

Анализ выражения (10) показывает, что в случае $L_0 \ll L_{abs}$ (при этом $L_{eff} = L_0$) максимум в угловом распределении ПРИ достигается на угле ϑ_0 , который лежит в диапазоне $\vartheta_{ph} / \sqrt{3} \leq \vartheta_0 \leq \vartheta_{ph}$, в зависимости от соотношения между $\beta_1 r_s'$ и ϑ_{ph}^4 , $\vartheta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} - \chi_0'}$ – эффективный угол испускания ПРИ (угол, на котором достигается максимум в угловом распределении ПРИ в боковом дифракционном максимуме). Если $\sqrt{\beta_1 r_s'} \ll \gamma^{-2} - \chi_0'$, то $\vartheta_0 = \vartheta_{ph} / \sqrt{3}$, в обратном случае $\vartheta_0 = \vartheta_{ph}$. В ситуации, когда $L_0 \gg L_{abs}$ и $L_{eff} = L_{abs}$, для фотонов с σ -поляризацией может реализоваться случай аномального поглощения: при выполнении условия $\vartheta_{ph}^2 + \delta_s \ll \vartheta_{ph}^2$ ($\delta_s < 0$) и $r_s' - \delta_s^2 \ll r_s'$ длина поглощения фотонов ПРИ может стать значительно больше длины поглощения фотонов в аморфной среде $L_{abs} = \frac{c}{\omega \chi_0''}$.

Таким образом, для обнаружения динамических максимумов в пике излучения вперед необходимо подобрать такие параметры эксперимента, чтобы вклад квазичеренковской моды излучения в интенсивность был заметен на фоне нечеренковской составляющей. Фактически квазичеренковская составляющая в угловом распределении излучения определяется выражением (10), а она становится доминирующей при выполнении условия $L_{eff} \gg l_0$, где под L_{eff} понимается длина, с которой происходит когерентное испускание. В реальных экспериментальных ситуациях (с учетом поглощения и многократного рассеяния) эта длина может «обрезаться» глубиной поглощения L_{abs} или когерентной длиной тормозного излучения L_{Br} . Как было подчеркнуто выше, при $L_{eff} \sim l_0$ для получения угловых распределений необходимо проводить численное интегрирование по частоте формулы (3) с учетом всех входящих в нее членов. Вклад квазичеренковской компоненты можно определить сравнением этих распределений с угловыми распределениями переходного излучения в аморфной среде, полученными интегрированием по частоте выражения (9).

В качестве примера на рис. 2 приведены спектрально-угловые распределения излучения с энергией квантов 10 кэВ в кристалле толщиной $L = 0,1$ см на угле 2,4 мрад, плоскость дифракции (111), симметричное отражение ($\gamma_0 = \gamma_1 = \cos \theta_B$), энергия электронов – $E_p = 855$ МэВ. Пучок электронов такой энергии предполагается использовать для обнаружения ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц на микротроне в г. Майнце [43].

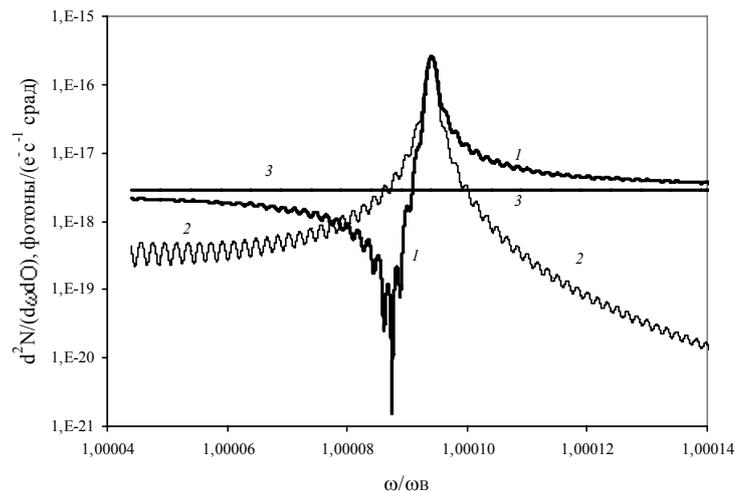


Рис. 2. Спектрально-угловые распределения излучения, рассчитанные по формулам: 1 – (3) с учетом всех членов, 2 – (3) только для члена, пропорционального $\frac{1}{\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v}}$, 3 – ПРИ по формуле (9)

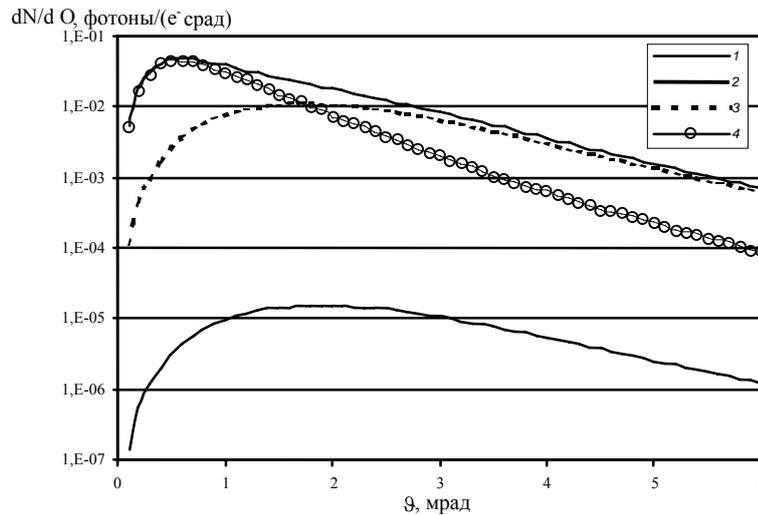


Рис. 3. Угловые распределения излучения: 1 – согласно формуле (10), 2 – интегрированием (3) с учетом всех членов выражения, 3 – интегрированием (3), но только с учетом члена, пропорционального $\frac{1}{\omega - k_{1s}\vec{v}}$, 4 – переходное излучение согласно (9)

На рис. 3 приведены угловые распределения суммарного излучения, полученные интегрированием (3) с учетом всех членов выражения, – график 2; переходного излучения в аморфной пластинке толщиной 0,1 см (интегрирование выражения (9)) – график 4; угловые распределения излучения, полученного интегрированием выражения (3) для первой дисперсионной ветви и без учета «вакуумного» члена (кривая 3), и согласно формуле (10) (кривая 1). Начиная с некоторого угла ($\Omega \sim 1$ мрад) суммарное угловое распределение, полученное с учетом динамической дифракции в кристалле, начинает превышать угловую интенсивность для излучения в аморфном веществе.

Таким образом, для наблюдения ПРИ в экспериментах по измерению угловых распределений необходимо использовать детекторы, энергетическое разрешение которых не хуже $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-4}$.

4. Численный анализ интенсивности ПРИ в геометрии, реализующей схему дифракции по Брэггу

Выражение для углового распределения ПРИ в пике излучения вперед в геометрии дифракции по Брэггу может быть получено интегрированием по частоте выражения (4) с использованием некоторых приближений. Как и в случае геометрии Лауэ, только для одного корня $\epsilon_{\mu s}$ реальная часть показателя преломления $n' > 1$. Как результат, разность $(\omega - k_{\mu s}\vec{v})$ именно для этого μ может обращаться в ноль и член выражения (4), содержащий эту разность в знаменателе, начинает расти пропорционально L . На первый взгляд, это означает, что член, содержащий такую разность, как и для случая Лауэ, будет давать основной

вклад в излучение при возрастании толщины кристалла вдоль направления движения частицы. Однако в случае дифракции по Брэггу имеется существенное отличие физических явлений, протекающих в кристалле, от случая дифракции по Лауэ, которое определяется различием условий для амплитуд на границах раздела «кристалл – вакуум». В случае Лауэ комплексный характер поляризуемости, угловых функций и волновых векторов внутри кристалла выражает истинное поглощение рентгеновских лучей. В случае Брэгга наряду с поглощением наблюдается экстинкция – интерференционный эффект, действие которого для некоторых случаев в определенной части области максимума значительно превосходит действие поглощения. Характерной чертой отражения по Брэггу является различие физического механизма рассеяния в разных частях области дифракционного максимума. Так, в некоторой области максимума волновые векторы в решетке принимают комплексные значения. По аналогии с волновыми векторами в поглощающих кристаллах это означает экспоненциальное ослабление интенсивностей таких волн по мере их проникновения вглубь кристаллов. Соответствующая область максимума носит название области полного отражения. Возможность эффекта полного отражения, обусловленного существованием неоднородной волны в кристалле, требует при расчете интенсивности излучения в схеме дифракции по Брэггу учета обеих дисперсионных ветвей $\epsilon_{\mu\nu}$. В такой ситуации для получения углового распределения необходимо проводить численное интегрирование (4) по частотам вблизи ω_B .

Аналитические выражения для угловой интенсивности ПРИ в геометрии дифракции по Брэггу для бокового дифракционного максимума и для излучения под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц были получены соответственно в работах [8] и [11]. В обеих работах при получении угловых распределений полагалось, что основной вклад в интенсивность дают «объемные» члены, т. е. ответственные за излучение внутри кристалла. Кроме того, учитывалось излучение, соответствующее только одной дисперсионной ветви, для которой разность $(\omega - \vec{k}_{\mu\nu} \vec{v})$ в (4) (для пика излучения вперед) обращается в 0. Последнее допущение означает, что при выводе формул предполагалось, что квазичеренковский максимум лежит вдали от области полного отражения.

Рассмотрим излучение, генерируемое электронным пучком с энергией $E_p = 855$ МэВ [43] в геометрии, изображенной на рис. 4. Расчеты были проведены для кристалла кремния толщиной $L = 0,01$ см, дифракция реализуется на плоскостях (111), энергия излучения 20 кэВ. Спектрально-угловые распределения и «срезы» угловых распределений рассчитывались для азимутального угла $\varphi = \pi/2$, что соответствует σ -поляризации ПРИ.

В качестве примера на рис. 5 и рис. 6 приведены спектрально-угловые и угловые распределения излучения с энергией 20 кэВ на $\vartheta = 2,4$ мрад, $\psi_1 = 1,4065$ рад и $\psi_2 = 1,6045$ рад. На рис. 5 цифрой 1 обозначено распределение, полученное с учетом всех членов выражения (4). Прямая, обозначенная цифрой 4, представляет собой спектрально-угловое распределение излучения на этом же угле, но полученное без учета кристаллической структуры мишени, т. е. согласно формуле (9). Помимо этих двух распределений приведены распределения излучения для

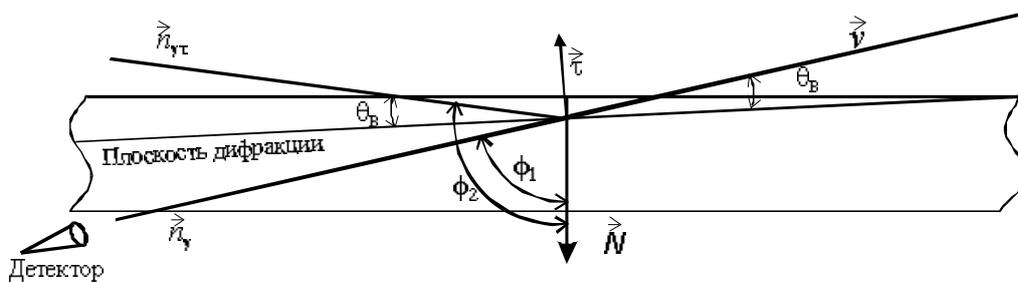


Рис. 4. Геометрия наблюдения ПРИ в случае дифракции по Брэггу, излучение под малым углом относительно направления движения заряженных частиц: $\cos \phi_1 = \gamma_0$, $\cos \phi_2 = \gamma_1$

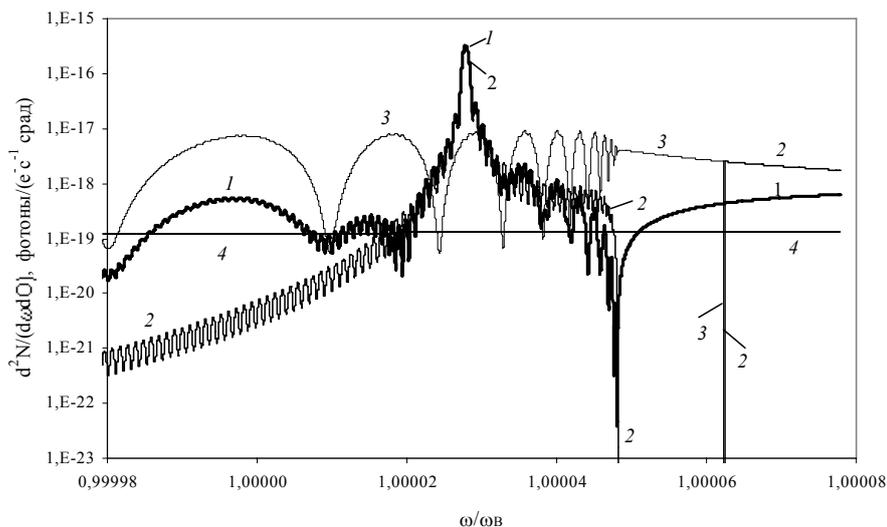


Рис. 5. Спектрально-угловое распределение излучения : 1 – расчет по формуле (4) с учетом всех членов; 2 – расчет по (4) для $\mu = 1$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$; 3 – расчет по (4) для $\mu = 2$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$; 4 – расчет по формуле (9)

обеих ветвей $\mu = 1, 2$ без учета излучения, возникающего на вакуумных участках траектории, т. е. связанного с членами, пропорциональными $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$. Как видно из рисунка, ветви с индексом $\mu = 1$ соответствует ярко выраженный максимум.

Спектрально-угловая интенсивность излучения, соответствующего дисперсионной ветви с индексом $\mu = 2$, испытывает биения по частоте, период которых уменьшается по мере приближения к области полного отражения. Ниже, на рис. 6, приведено угловое распределение излучения полученное: 1 – интегрированием (4) с учетом всех членов; 2 – интегрированием (4) для $\mu = 1$ без учета

членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\vec{v}}$; 3 – аналогично 2, но для $\mu = 2$; 4 – интегрированием (9).

Как видно из рис. 6, на полярных углах $\vartheta > 1,5$ мрад интенсивность излучения, полученная интегрированием (4), начинает превосходить угловую интенсивность излучения, полученную интегрированием (9). Именно это превышение излучения в кристалле в условиях динамической дифракции над излучением, испускаемым из пластинки при невыполнении условий дифракции (аналогичное излучению в аморфной среде), можно использовать для обнаружения динамических максимумов (ПРИ) в пике излучения под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц.

Проведенные исследования спектрально-угловых распределений излучения в кристаллической пластинке в максимуме под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц на основании общих выражений (3) (геометрия Лауэ) и (4) (геометрия Брэгга) показали, что в спектрах излучения имеются ярко выраженные максимумы, соответствующие углам и частотам, на которых выполняется условие Вавилова – Черенкова (1). В геометрии Лауэ на углах излучения порядка $\theta_0 \sim \sqrt{|\chi'_0|/3}$ спектрально-угловая интенсивность ПРИ в максимуме превышает интенсивность переходного излучения более чем на два порядка, однако ширина максимума составляет всего $(10^{-6} \div 10^{-7}) \times \omega_B$ (без учета влияния многократного рассеяния, приводящего к уширению линии и к одновременному уменьшению интенсивности в максимуме). При сравнении угловых

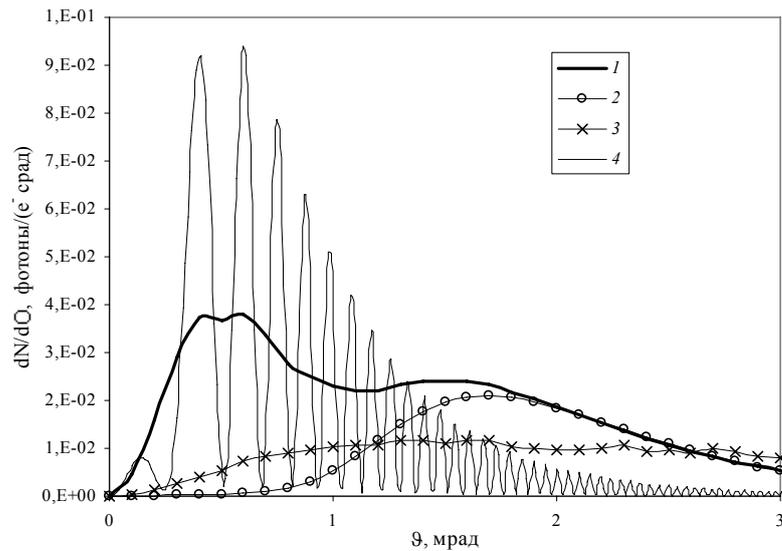


Рис. 6. Угловое распределение излучения, полученное: 1 – интегрированием (4) с учетом всех членов; 2 – интегрированием (4) для $\mu = 1$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\vec{v}}$; 3 – аналогично 2, но для $\mu = 2$; 4 – интегрированием (9)

распределений излучения в кристалле в условиях дифракции и в аморфной пластинке (или в кристалле вдали от условий дифракции), полученных для узкого спектрального диапазона излучения $\sim 10^{-4} \times \omega_B$, можно видеть, что на больших полярных углах $\geq \theta_0$ интенсивность излучения в условиях дифракции начинает превышать интенсивность переходного излучения. Для схемы дифракции по Брэггу возможно выбрать такую геометрию измерений, в которой угловое распределение излучения существенным образом отличается от излучения вдали от условий дифракции. Однако для получения таких угловых распределений требуется интегрировать выражения (3) и (4) по частоте в диапазоне $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-4}$. Таким образом, для обнаружения ПРИ на фоне сильного сигнала переходного излучения необходимы детекторы с высоким энергетическим разрешением, а все неудачные попытки наблюдения ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц [39, 40] объясняются тем, что в экспериментах измерялся квантовый выход ПРИ, причем энергетическое разрешение детектора не превышало 1 %.

Литература

1. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
2. Барышевский В. Г. // Докл. АН БССР. 1971. Т. 15, № 4. С. 306–308.
3. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, № 3(9). С. 944–948; ЖЭТФ. 1973. Т. 64, № 2. С. 760.
4. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Докл. АН БССР. 1974. Т. 18, № 6. С. 499–502.
5. Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, вып. 3(9). С. 930–943.
6. Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1972. Т. 63, вып. 4(10). С. 1198–1211.
7. Франк И. М. Излучение Вавилова – Черенкова. М., 1988.
8. Барышевский В. Г., Грубич А. О., Ле Тьен Хай // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 5. С. 51–65.
9. Авакян А. Л., Агинян М. А., Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1975. Т. 68, № 6. С. 2038–2045.
10. Афанасьев А. М., Агинян М. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74, вып. 2. С. 570–579.
11. Baryshevsky V. G. // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. B122. P. 13–18.
12. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // Phys. Lett. 1976. Vol. A57. P. 183–186.
13. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // J. Physique. 1983. Vol. 44. P. 913–922.
14. Feranchuk I. D., Ivashin A. V. // J. Physique. I. 1985. Vol. 46. P. 1981–1986.
15. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D., Grubich A. O. and Ivashin A. V. // Nucl. Instr. Meth. 1986. Vol. A249. P. 306–319.
16. Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P. // Acta Cryst. 1999. Vol. A55. P. 466–470.
17. Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P., Harada J. and Spence J. C. H. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62, № 3. P. 4225–4234.
18. Nitta H. // Phys. Lett. 1991. Vol. A158. P. 270–274.
19. Nitta H. // Phys. Rev. 1992. Vol. B45. P. 7621–7626.
20. Nitta H. // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. B115. P. 401–404.
21. Caticha A. // Phys. Rev. 1989. Vol. A40. P. 4322–4329.
22. Caticha A. // Phys. Rev. 1992. Vol. B45. P. 9541–9550.
23. Воронов В. П., Камышанченко Н. В., Насонов Н. Н., Насонова В. А. // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 11. С. 2101–2104.
24. Artru X., Rullhusen P. // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. B145. P. 1–7.
25. Afanassenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A334. P. 631–637.

26. Asano S., Endo I., Harada M., Nitta H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70, № 21. P. 3247–3250.
27. Fiorito R. F. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. B79. P. 758–761.
28. Shchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. // Proc. of RREPS. Tomsk, Russia, 1993. P. 62–75; Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. B99. P. 277–280.
29. Fiorito R. F. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. E51. P. R2759–R2762.
30. Endo I., Harada M., Nitta H., Potylitsin A. P. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. E51. P. 6305–6308.
31. Freudenberger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74, № 13. P. 2487–2490.
32. Воробьев С. А., Калинин Б. Н., Пак С. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 1. С. 3–6.
33. Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 7. С. 259–297.
34. Didenko A. N., Kalinin B. N., Pak S. et al. // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, № 3. P. 177–179.
35. Baryshevsky V. G. et al. // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, № 9. P. 477–479.
36. Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 15, вып. 1. С. 33–36.
37. Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54, вып. 9. С. 493–495.
38. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A334. P. 631–637.
39. Yuan L. C. L., Alley P. W., Bamberger A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. A234, № 3. P. 426–429.
40. Внуков И. Е., Калинин Б. Н., Науменко Г. А., Падалко Д. В., Потылицын А. П. // Тезисы докладов XXIX конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1999. С. 54.
41. Freudenberger J. et al. // Parametric X Radiation and Approaches to Application. International Workshop on radiation Physics with relativistic electrons. 198. WE – Heraeus-Seminar. June 9–12, 1998 in Tabarz/Germany.
42. Ter-Mikayelyan M. L. // E-print archives www.lanl.gov: hep-ex/0003015 13 March 2000.
43. Mainz Microtrom MAMI. Collaboration X1: Coherent production of soft X-rays. Search for Parametric X-ray Radiation in Forward Direction. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

PARAMETRICAL X-RADIATION IN CRYSTALS

O. M. Lugovskaya

The parametric X-ray radiation (PXR) generated by a particle uniformly moving through a crystal has threshold behavior the same the ordinary Cerenkov radiation and its intensity is proportional to the crystal length or photon absorption length. It is important to stress, that PXR does not should be mixed with so-called resonance [1] radiation. In the contrary of PXR, which frequencies are determined only by a crystal constant, the frequency of resonance radiation depends on a particle energy [1].

The production mechanism of X-ray radiation generated by a charged particle moving through a crystal was studied and by many authors either within kinematical or dynamical theories [2–24]. The main difference between kinematical or dynamical theories is that, in case of the two-wave approximation, in the former the coherent coupling via the medium between the wave diffracted into the Bragg direction and the wave diffracted into forward direction has been ignored while in dynamical theory it has been taking into account.

The important feature of the dynamical theory [8, 11, 13] is that it predicts also a forward PXR-component near the direction of the charged particle velocity. Up to now all attempts to observe forward PXR have met with failure [39, 40]. Observation of this forward component would prove the necessity to describe PXR by a dynamical theory and would uniquely corroborate the quasi-Cerenkov mechanism of PXR. So it is very important to investigate spectral-angular and angular characteristics of forward PXR in order to introduce some recommendations of experimental procedure for forward PXR detection.

МНОГОКАНАЛЬНАЯ ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА ДЛЯ ГАЗОВЫХ ПРОВОЛОЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Г. Д. Алексеев^{*}, М. А. Батурицкий^{**}, О. В. Дворников^{***},
В. А. Михайлов^{**}, В. В. Токменин^{*}, А. И. Хохлов^{**}, А. А. Шишкин^{*}

^{*}Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна Московской обл.

^{**}НИИ ядерных проблем Белгосуниверситета, г. Минск

^{***}ОАО МНИПИ, г. Минск

Обязательным элементом современных физических установок в области физики высоких энергий являются детекторы мюонов, располагающиеся во внешних слоях этих установок в силу высокой проникающей способности таких частиц. Для регистрации мюонов используются многопроволочные газонаполненные детекторы (пропорциональные камеры с анодным и (или) катодным съемом и различные виды дрейфовых трубок). Периферийное расположение мюонной системы обуславливает большие геометрические размеры детектора. Вместе с требованием высокого пространственного разрешения это приводит к большому количеству каналов – десятки и сотни тысяч в текущих и планируемых экспериментах. Обеспечить съем сигналов в данном случае можно только с помощью заказных интегральных микросхем, успешный опыт разработки которых описывается в данной работе.

В 1996–1997 гг. в НИИ ЯП БГУ были разработаны две заказные аналоговые сверхбольшие интегральные микросхемы (СБИС) восьмиканального токового усилителя-формирователя Ampl-8.3 и восьмиканального компаратора Disc-8.3. Они предназначались целевым образом для передней мюонной системы эксперимента D0 на коллайдере «Тэватрон» в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (г. Батавия, США) [1–4], однако в итоге оказались способными закрыть большую часть потребностей многопроволочных газовых детекторов, применяемых не только в физике высоких, но также средних и низких энергий. Семейство упомянутых выше микросхем получило общее название **DOM** по первым буквам словосочетания (**D**ubna+**D0**+**M**insk), отражающего имевшее место международное сотрудничество. Для достижения требуемых экспериментом D0 параметров, которые уточнялись в течение всего процесса разработки, понадобилось сделать три итерации разработки.

Электроника считывания размещается непосредственно на детекторе на восьмислойной печатной плате ADB (Aplifier Discriminator Board), разработанной в НИИ ЯП. Она содержит 32 канала усиления входных сигналов с последующим дискриминированием с постоянным порогом. Эти каналы реализованы на четырех корпусах Ampl-8.3 и четырех Disc-8.3.

Полутораговой опыт эксплуатации данной электроники в Фермилабе показал ее высокую надежность, устойчивость к самовозбуждению, перегрузкам

по входу и высоковольтному пробую. Используемая биполярно-полевая технология [5–8] по своему характеру является радиационно стойкой к облучению нейтронами [3, 9], что является дополнительным преимуществом данной электроники.

Кроме Фермилаба, данная электроника устанавливается сейчас в 10 тыс. каналов мюонной системы эксперимента COMPASS (ЦЕРН, г. Женева, Швейцария).

1. Особенности работы канала усиления и дискриминации сигналов MDT

Ключевой проблемой разработки электроники считывания мюонных детекторов являются заказные СБИС усилителей и дискриминаторов. Требования, предъявляемые передней мюонной системой эксперимента D0, менялись и уточнялись в течение всего процесса проектирования, отражая процесс углубления понимания работы детектора – мини-дрейфовых трубок (MDT) и возможностей проектируемых микросхем, поэтому понадобилось три итерации, чтобы получить изделия, оптимизированные под данную задачу.

MDT [10] разрабатывались и изготавливались в Объединенном институте ядерных проблем (ОИЯИ). Они представляют собой блоки из восьми трубок квадратного сечения $9,4 \times 9,4$ мм, образованные алюминиевым Ш-образным профилем толщиной 0,6 мм, с крышкой из нержавеющей стали. Внутри ячеек по центру натянута проволока из золоченого вольфрама толщиной 50 мкм. Вся конструкция помещена в пенал из ПХВ, так как катод находится под высоким отрицательным потенциалом. Трубки заполнены газовой смесью $\text{CF}_4 + \text{CH}_4 = 90\% + 10\%$, обеспечивающей высокую скорость дрейфа электронов. Трубки работают в пропорциональном режиме и обеспечивают высокую скорость счета, малое время собирания заряда, позволяющее работать со 132-наносекундными циклами «Тэватрона», а также характеризуются малой скоростью старения.

Требования к усилителю определяются как свойствами MDT, так и всей системой («Тэватрон» – установка D0) в целом. Усилитель должен обладать высоким быстродействием, достаточным для обработки сигналов MDT с загрузкой до 10^3 импульсов в секунду на канал, определяемой светимостью модернизированного «Тэватрона». Сигнал MDT имеет примерно треугольную форму с переменной длительностью переднего и заднего фронтов, определяемой удалением траектории частицы от анодной проволоки MDT. Передний фронт, определяемый сбором электронов лавин, образуемых вблизи анода, более короткий (примерно 10–40 нс), задний, формируемый существенно менее подвижными положительными ионами, более затянут. Его типовые значения 20–150 нс. При этом интегрирование, выполняемое RC-цепями встроенной противозумовой фильтрации, не должно превышать минимальную длительность заднего фронта входного сигнала. Все это позволяет избежать применения цепей подавления полюса нулем [11].

В случае дискриминаторов для достижения требуемой точности временной привязки 4 нс переменная длительность фронтов сигнала не позволяет использовать приемлемые для многоканальных систем схемы со следящим порогом

(constant fraction и zero crossing) [12], поскольку они требуют постоянства фронтов сигнала. Из-за сложности внутренней структуры (в одном канале используются три компаратора) пришлось отказаться от очень интересной схемы двух-порогового дискриминатора [13]. Поэтому была выбрана схема дискриминатора с постоянным порогом ($0,5 \div 5,0$ мкА), нагруженного на низкошумящий усилитель с большим коэффициентом преобразования. Входное сопротивление усилителя R_{in} должно быть согласовано с волновым сопротивлением MDT, составляющим 320 Ом. При этом согласующий резистор, включенный последовательно со входом, вместе с R_{in} образует резистивный делитель, снижающий напряжение высоковольтных выбросов примерно в шесть раз в нашем случае, когда $R_{in} = 50$ Ом, обеспечивая дополнительную защиту от высоковольтных выбросов. Анализ поведения MDT при высоковольтном пробое газового промежутка показывает, что вход усилителя должен быть защищен от импульсов как отрицательной, так и положительной полярности.

Схема усилителя должна также обеспечивать быстрый выход из насыщения после значительных перегрузок по входу, возникающих при регистрации ливней или появлении стримерных импульсов. При этом уровень перекрестных помех должен быть достаточно низким, чтобы предотвращать ложные срабатывания дискриминаторов в соседних каналах.

Точность временной привязки и дрожание момента срабатывания дискриминаторов в каналах передней мюонной системы D0 не должны превышать 4 нс, а допустимый разброс порогов срабатывания – $\pm 10\%$ по плате и $\pm 10\%$ между средними значениями порогов по платам. Такие точностные параметры позволяют минимизировать значение высокого напряжения на анодах при достаточно широком плато счетной характеристики трубки.

Выходные каскады дискриминатора должны обеспечивать транспортировку выходных сигналов по ленточному кабелю на удаление до 30 м для последующей обработки в крейтах VME.

Перечисленные выше требования легли в основу выбора структуры и схемотехники разрабатываемой электроники.

2. Структура электроники

На момент начала данной работы имелось несколько типов серийно выпускаемых микросхем усилителя-дискриминатора в КМОП и биполярной технологиях. Они предназначались для работы с кремниевыми полупроводниковыми, сцинтилляционными и газонаполненными детекторами. Наиболее близким аналогом являлась схема ASD-8 [13] и ее последующая модификация ASD/BLR (Amplifier-Shaper-Discriminator with Baseline Restoration) [14]. Однако, несмотря на очевидные ее достоинства, ее нельзя было использовать из-за слишком большого входного сопротивления (120 Ом) и недостаточного усиления. Поэтому было принято решение о разработке двух новых микросхем – усилителя и компаратора, причем в отдельных корпусах для минимизации триггерных шумов и межканальных помех и увеличения выхода годных.

Количество каналов в каждой микросхеме было принято равным количеству каналов в одной MDT, т. е. восьми. При этом на печатной плате, монтируемой

непосредственно на детекторе, размещается 32 канала усиления/дискриминации, обеспечивая возможность кратчайшим путем снимать сигналы с одного октанта (1/8 слоя детектора) максимальной толщины, т. е. четырех восьмиканальных MDT.

3. СБИС восьмиканального токового усилителя-формирователя Ampl-8.3

3.1. Требования к усилителю. Проектирование усилителя проводилось с учетом следующих требований:

- 1) максимально большой коэффициент преобразования;
- 2) возможность работы с входными импульсами обеих полярностей для расширения области применения;
- 3) диодная защита от высоковольтных импульсов обеих полярностей на входе;
- 4) каскады усиления должны строиться по дифференциальной схеме для минимизации перекрестных помех;
- 5) тип усилителя – токовый, без общей отрицательной обратной связи;
- 6) максимальная симметрия топологии СБИС усилителя для минимизации разбалансировки дифференциального выхода усилителя по постоянному току на холостом ходу;
- 7) использование дополнительного опорного каскада, полностью идентичного входному, для минимизации синфазных помех и задания рабочей точки второго каскада усиления;
- 8) достижение компромисса между быстродействием, уровнем шумов и потребляемой мощностью в многоканальной реализации СБИС.

Следует отметить, что во время всего процесса проектирования MDT рассматривалась как система с распределенными параметрами, поскольку время распространения сигнала в трубках максимальной длины достигает 20 нс, что сравнимо и даже превосходит длительность его переднего фронта.

3.2. Схема усилителя. Схема одного канала окончательного третьего варианта усилителя Ampl-8.3 представлена на рис. 1. Усилитель состоит из входного каскада «общая база – общий коллектор» (Q1, R28, Q2÷Q5, R7) с диодами защиты от положительных и отрицательных выбросов (Q31÷Q33) и резистором входа тестирования R39; двух дифференциальных каскадов усиления напряжения (Q6, Q7, R35, R36, R4, R5, C1A, C1B, Q8, R8) и (Q20, Q21, R37, R38, R23, R24, C4FA, C4FB, Q22, R25), разделенных эмиттерными повторителями со сдвигающими диодными цепочками Q23÷Q26, R26 и Q27÷Q30, R27; выходных эмиттерных повторителей Q13, Q9, R9 и Q14, Q10, R10 и опорного каскада Q15, R15, Q16÷Q19, R17 для стабилизации рабочей точки усилителя на холостом ходу и создания одинаковых условий для подавления синфазной помехи на первом дифференциальном каскаде, а также для снижения межканальных помех [4]. Поэтому опорный каскад сделан полностью идентичным входному, включая резистор тестового входа R40 и диодную защиту от положительных и отрицательных выбросов Q34÷Q36, обеспечивая абсолютную идентичность входных условий, в том числе и токов утечки. Схема Q11, Q12, R11, R12 определяет токи в многокаскадном токовом зеркале, задавая рабочий режим всем каскадам усиления. Каскад с

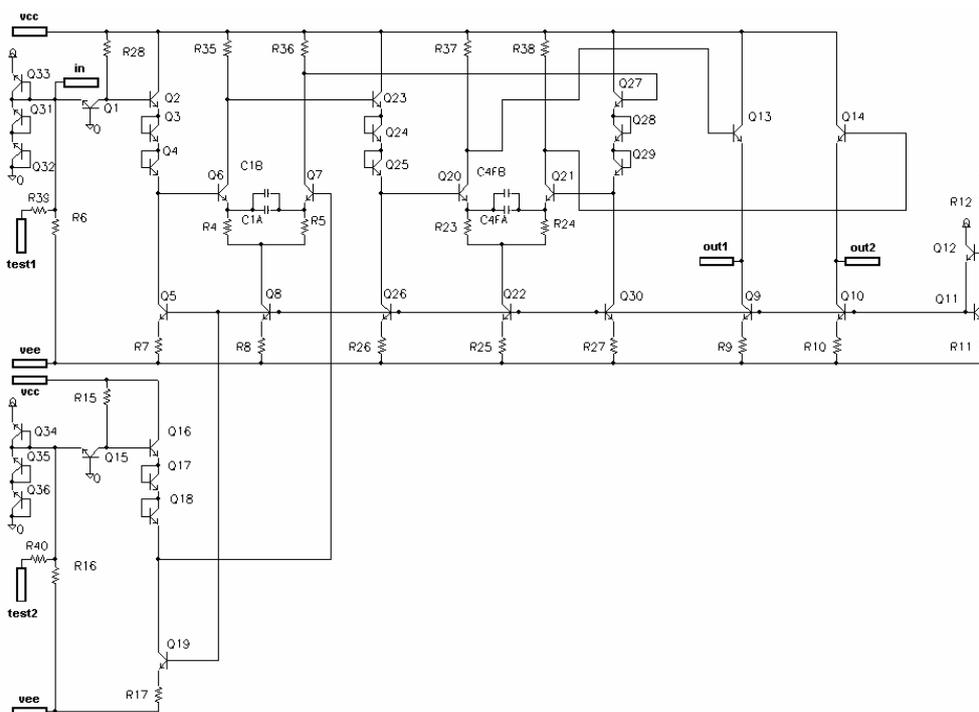


Рис. 1. Схема электрическая принципиальная одного канала СБИС DOM Ampl-8.3

общей базой преобразует входной ток в напряжение на резисторе R28. Головной транзистор Q1 представляет собой СВЧ npn-транзистор с $R_{bb} \leq 30$ Ом, $f_T > 3$ ГГц. Он работает при коллекторном токе 0,8 мА, конфигурация с общей базой обеспечивает входное сопротивление примерно 50 Ом в широкой полосе частот.

Для получения необходимого усиления в схеме используется два дифференциальных каскада. Эмиттерные повторители с диодными смещающими цепочками Q2÷Q4 и Q16÷Q18 согласуют каскады по постоянному напряжению, выходные эмиттерные повторители Q13, Q9, R9 и Q14, Q10, R10 обеспечивают требуемую нагрузочную способность.

Для увеличения отношения сигнал/шум были предприняты следующие меры: 1) оптимизированы входные токи транзисторов с учетом как эквивалентной схемы детектора, так и собственных параметров головного транзистора; 2) вставлены фильтрующие цепи RC-CR с постоянной времени $RC \approx CR \approx 20$ нс, сформированные транзисторами Q6, Q7 и Q20, Q21, резисторами R4, R5, R35, R36 и R23, R24, R37, R38, конденсаторами C1A, C1B и C4FA, C4FB. Интегрирование выполняется RC-цепями, образованными резисторами нагрузки и паразитными емкостями «коллектор – база», C_{CB} , и «коллектор – подложка», C_{CS} , транзисторов, входными емкостями эмиттерных повторителей, C_{IN} , транзисторами Q23, Q27, а также паразитными емкостями резисторов.

Дифференцирование выполняется эмиттерными резисторами и конденсаторами. Вследствие зависимости параметров RC-CR цепей и паразитных емкостей от положения рабочей точки окончательные номиналы резисторов и конденса-

торов выбирались по результатам моделирования в Pspice, где использовались модели резисторов и конденсаторов, учитывающие паразитные элементы и зависимость номиналов от рабочей точки.

Следует отметить, что описание фильтрующих свойств схемы формирователем RC-CR является в известной степени идеализацией, так как эмиттерные конденсаторы выполняют не дифференцирование в чистом виде (усилитель остается усилителем постоянного тока), а обычную высокочастотную коррекцию, увеличивающую коэффициент преобразования на высоких частотах и расширяющую таким образом полосу частот. Роль дифференцирующего конденсатора выполняет также разделительный конденсатор 1 нФ, соединяющий выход усилителя со входом компаратора.

3.3. Топология Ampl-8.3. Как уже говорилось, общая отрицательная обратная связь с выхода на вход не вводилась, поэтому для уменьшения разбалансировки выходных напряжений на прямом и инверсном выходах в режиме покоя предпринимались специальные меры по обеспечению полной идентичности элементов в обоих плечах дифференциальных каскадов, а также во входном и опорном каскадах «общая база – общий коллектор». При проектировании топологии схемы первостепенное внимание уделялось проблеме симметрии: входные транзисторы большой площади Q1 и Q15 располагались в непосредственной близости друг от друга, чтобы минимизировать разность их базэмиттерных напряжений ΔU_{BE} и улучшить температурное согласование в широком диапазоне.

Таким же образом располагались резисторы R28, R15 и R6, R16, поскольку разброс их номиналов также влияет на величину разбалансировки выходного напряжения.

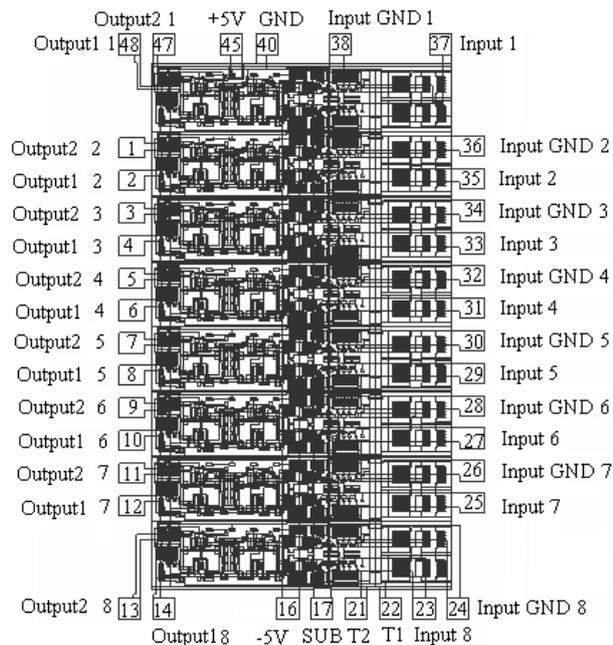


Рис. 2. Топология Ampl-8.3

Топология одного канала усилителя Ampl-8.3 (рис. 2) имеет следующие особенности:

- ширина канала 320 мкм. Она определяется размерами двух контактных площадок и минимальным зазором между ними (100 мкм + 100 мкм + 60 мкм + 60 мкм = 320 мкм). Размер кристалла восьмиканального усилителя с контактными площадками 2,3 × 3,3 мм;
- каждый канал экранирован контактом к подложке, выведенной металлическим проводником к отдельной контактной площадке (SUB), не имеющей гальванической связи с шиной напряжения питания;
- каждый канал имеет диодную защиту от положительных и отрицательных выбросов напряжения, диоды которой вносят паразитную емкость 4,26 пФ;
- каждый вход имеет отдельную шину земли InputGND, начинающуюся от базы головного транзистора. Эти точки подключаются в каждом канале к точкам земли Q12 и R12, которые, в свою очередь, подключаются к контактной площадке;
- имеется отдельная контактная площадка для вывода подложки, не связанная с отрицательным источником питания. Подавая на нее достаточно большой отрицательный потенциал, ограниченный практически напряжением пробоя подложки, можно существенно уменьшить паразитные емкостные связи между элементами ИМС и подложкой, что приводит к существенному уменьшению межэлементных и межканальных помех.

Для обеспечения строгой симметрии входного и опорного каскадов в опорный были введены функционально избыточные защитные диоды и тестовый резистор 100 кОм. Все это обеспечило удовлетворительную работу усилителя без использования внешних балансирующих элементов.

Принятые меры позволили существенно снизить перекрестные помехи, вместо дорогостоящих экранированных металлокерамических корпусов с посадкой на золотой эвтектический слой был применен более дешевый метод с использованием пластмассового корпуса с посадкой кристаллов на токопроводящий клей, что значительно уменьшило стоимость изделия в серийном производстве.

3.4. Характеристики СБИС DOM Ampl-8.3. Измеренные параметры усилителя третьей итерации Ampl-8.3 приведены в следующей таблице.

Таблица 1

Характеристики Ampl-8.3

Параметр	Значение ¹
Коэффициент преобразования, К, мВ/мкА	≥130 (65 на плечо)
Количество каналов в одном корпусе	8
Полярность входного сигнала	±
Дифференциальный выход	Да
Выходная нагрузка, Ом, не менее	1000
I_{noise} при емкости детектора: $C_D = 0$, г.м.с. нА	35
$C_D = 60$ пФ, г.м.с. нА	60
Длительность переднего и заднего фронтов по уровням (0,1 ÷ 0,9), нс	7
Напряжение смещения между выходами, В	≤1,5
Задержка распространения сигнала, нс	6

Характеристики Ampl-8.3

Параметр	Значение ¹
Динамический диапазон ² , дБ	52
Входное сопротивление, Ом	≈ 50
Ток пробоя при частоте импульсов 10 Гц и длительности 1 мкс, А: – положительная полярность – отрицательная полярность	3 10
Межканальные помехи, дБ: – при фронтах 1,8 нс – при фронтах 15 и 20 нс (имитация сигнала MDT)	– 47 – 54
Напряжение питания, В	±3...±5
Рассеиваемая мощность при питании ±3...5 В, мВт	160...640
Корпус	Пластмассовый 48-выводной 4222.48-2 ГОСТ 17476-88

¹ Все величины, за исключением рассеиваемой мощности, измерялись при напряжениях ±5 В.

² Для входных сигналов обеих полярностей

Выходные сигналы усилителя Ampl-8.3, нагруженного на нагрузку 1 кОм через разделительный конденсатор 1000 пФ, показаны на рис. 3. На верхней осциллограмме представлен сигнал от генератора, формирующий входной ток аналогичной формы с помощью резистора с номиналом, намного превышающим входное сопротивление схемы. На положительном и отрицательном выходах (вторая и третья осциллограммы) наблюдаются выбросы величиной примерно 10 %.

Следует особо подчеркнуть, что выбранная схемотехника и топология Ampl-8.3 предотвращают самовозбуждение не только на печатной плате, но и при тестировании в корпусах и даже на пластинках. Не было зарегистрировано ни одного случая самовозбуждения ни в одном из 50 тыс. каналов при их сборке и тестировании.

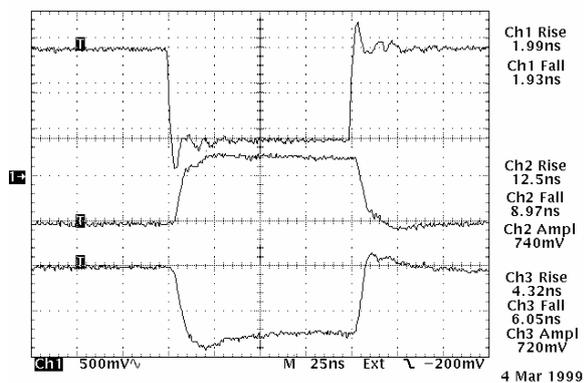


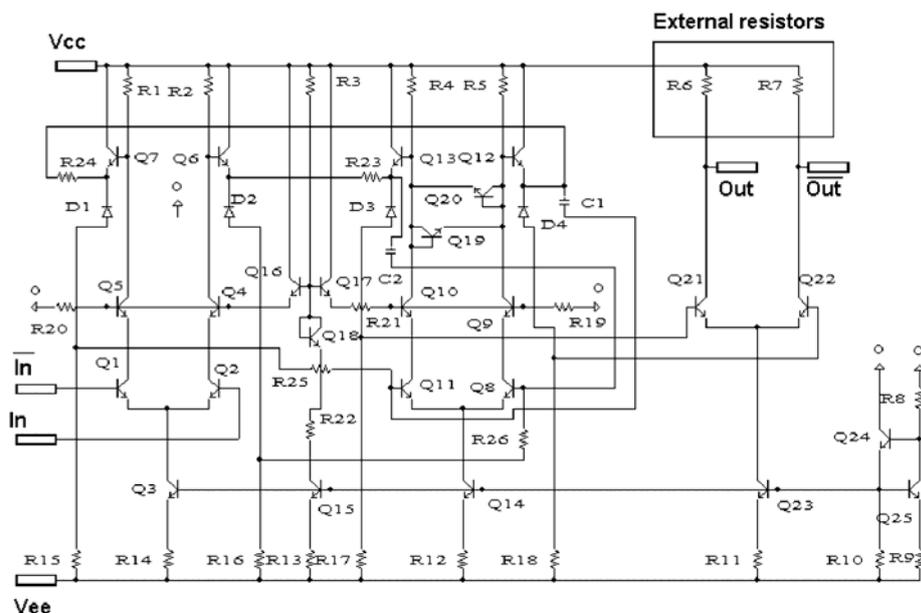
Рис. 3. Пример выходных сигналов Ampl-8.3

4. СБИС восьмиканального компаратора Disc-8.3

4.1. Основные проблемы разработки Disc-8.3. Основной проблемой разработки компаратора было достижение максимального быстродействия при умеренной потребляемой мощности, что весьма существенно для многоканальной схемы. Эта проблема была решена за счет использования биполярных СВЧ-транзисторов в режиме малых токов.

ИМС компаратора [2] содержит восемь параллельных каналов, имеющих общие шины питания. Следует отметить, что на момент начала разработки восьмиканальные микросхемы компараторов нигде серийно не выпускались. Для расширения функциональных возможностей компаратора было принято решение не встраивать внутрь ИМС цепей задания порогового напряжения. Реализация выходных каскадов по схеме с открытым коллектором позволяет получать различные уровни выходных сигналов в диапазоне от 0 до 5 В, обеспечивая согласование по уровням с ТТЛ.

Схема электрическая принципиальная (СхЭП) одного канала показана на рис. 4. Компаратор содержит три дифференциальных каскада, первый и второй из них (с резистивной нагрузкой) обеспечивают требуемое усиление по напряжению. Третий каскад (с открытым коллекторным выходом) предназначен для работы на внешнюю нагрузку. Компаратор имеет дифференциальный вход и комплементарный токовый выход. Первый дифференциальный каскад Q1, Q2 нагружен каскадами с общей базой Q4, Q5 для уменьшения эффекта Миллера.



Р и с. 4. Схема одного канала компаратора Disc-8.3

Второй дифференциальный каскад имеет аналогичную структуру. Противоположно включенные диоды Q19, Q20 фиксируют максимальную величину напряжения между коллекторами Q9, Q10, обеспечивая увеличение быстродействия. Эмиттерные повторители Q6, Q7, Q12 и Q13 со стабилитронами D1÷D4 согласуют дифференциальные каскады по постоянному напряжению. Второй дифференциальный каскад охвачен частотнонезависимой обратной связью, осуществляемой резисторами $R23 = R24 = 1,2 \text{ k}\Omega$, $R25 = R26 = 7 \text{ k}\Omega$ и конденсаторами $C1 = C2 = 2,1 \text{ пФ}$, которые формируют на выходе компаратора импульсы длительностью 40 нс.

4.2. Топология Disc-8.3. Топология СБИС компаратора Disc-8.3 приведена на рис. 5. Размеры канала дискриминатора без контактных площадок $320 \times 770 \text{ мкм}$, площадь кристалла 8-канального дискриминатора с контактными площадками составляет $1,1 \times 2,9 \text{ мм}$. Ширина канала определяется минимальным размером контактных площадок (100 мкм) и допустимыми зазорами между ними (60 мкм).

Топология компаратора имеет следующие особенности:

- каждый канал экранирован контактом к подложке, который подключен металлической шиной к отдельной контактной площадке (SUB), изолированной от шин питания;
- шина нулевого потенциала (GND) имеет две контактные площадки, подключенные параллельно;
- стабилитроны образованы обратносмещенными эмиттерными переходами pnp-транзисторов, коллекторы которых подключены к положительной шине питания; для уменьшения влияния паразитных коллекторных емкостей в коллекторы транзисторов Q9, Q10 введены встречно включенные диоды Q19, Q20, образованные за счет дополнительной p-области, сформированной в эпитаксиальном кармане pnp-транзистора.

Следует отметить, что каналы усилителя Ampl-8.3 и компаратора Disc-8.3 имеют одинаковую ширину, что допускает их объединение в одном кристалле усилителя-дискриминатора размером $3,3 \times 2,3 \text{ мм}$ (вместе с тестовыми элементами, метками и т. д.).

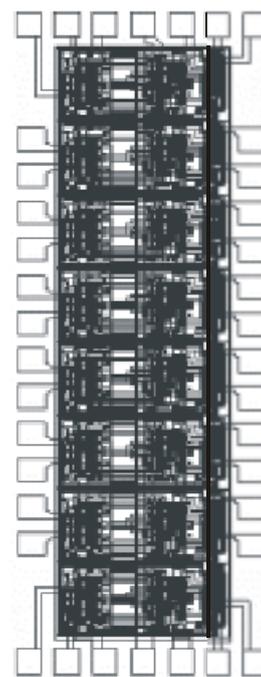


Рис. 5. Топология Disc-8.3

4.3. Характеристики компаратора. Измеренные параметры компаратора приведены в табл. 2. Он отличается хорошим быстродействием: при работе на согласованную нагрузку 110 Ω (скрученная пара) фронты для перепадов 1/0 и 0/1 составляют соответственно 1,8 и 2,2 нс. Каналы СБИС обладают высокой идентичностью: разность задержек срабатывания не превышает 4 нс при превышении порогового напряжения на 10 мВ, входные токи отличаются не более чем на 0,01 мкА. Выход компаратора способен работать на скрученную пару или плоский ленточный кабель длиной до 30 м.

Таблица 2

Параметры ИМС компаратора Disc-8.3

Параметр	Значение
Смещение по входу, мВ	≤ 5
Входной ток смещения, мкА	$\leq 0,1$
Входной ток, мкА	1,0
Неидентичность входных токов по каналам, мкА	0,01
Превышение над порогом, необходимое для надежного срабатывания, мВ	5
Минимальная длительность выходного сигнала, нс	40
Задержка переключения при превышении над порогом, нс: при 10 мВ при 60 мВ	36 14
Максимальная разность задержки переключения по каналам, нс: при превышении 10 мВ при превышении 60 мВ	≤ 4 < 1
Фронты выходного сигнала 01/10 при согласованной нагрузке 110 Ом, нс	2,2/1,8
Напряжение питания, В	± 5
Число каналов в корпусе	8
Потребляемая мощность, мВт/корпус	≤ 670
Корпус	пластмассовый 48-выводной четырехсторонний 4222.48-2 ГОСТ 17476-88

5. Плата усиления-дискриминации ADB

5.1. Печатная плата. Электроника считывания сигналов MDT располагалась на восьмислойной печатной плате ADB размером 172,6 \times 82,5 \times 1,6 мм с двухсторонним расположением элементов [15]. Для обеспечения возможности размещения ADB непосредственно на детекторе ширина платы задавалась равной ширине MDT.

На каждой плате размещалось по четыре корпуса Ampl-8.3 и Disc-8.3, образуя 32 канала съема сигналов. Последовательно со входом включены резисторы 27 Ом, составляющие часть сопротивления 270 Ом, необходимого для согласования 50-омного входного сопротивления усилителя с волновым сопротивлением MDT 320 Ом (вторая его часть – резисторы 240 Ом – располагается непосредственно внутри MDT).

Дифференциальные выходы усилителей подключаются к дифференциальным входам компараторов через разделительные конденсаторы емкостью 1 нФ. При данном номинале обеспечивается минимальный сдвиг базовой линии сигнала.

Открытые коллекторы выходов дискриминаторов нагружены на резисторы 1 кОм для возможности проверки работоспособности без подключения дополнительных нагрузок. Основной согласованной нагрузкой являются резисторы 120 Ом, включенные на противоположном конце 80-проводного плоского ленточного кабеля высокой плотности, передающего сигналы MDT на дальнейшую обработку.

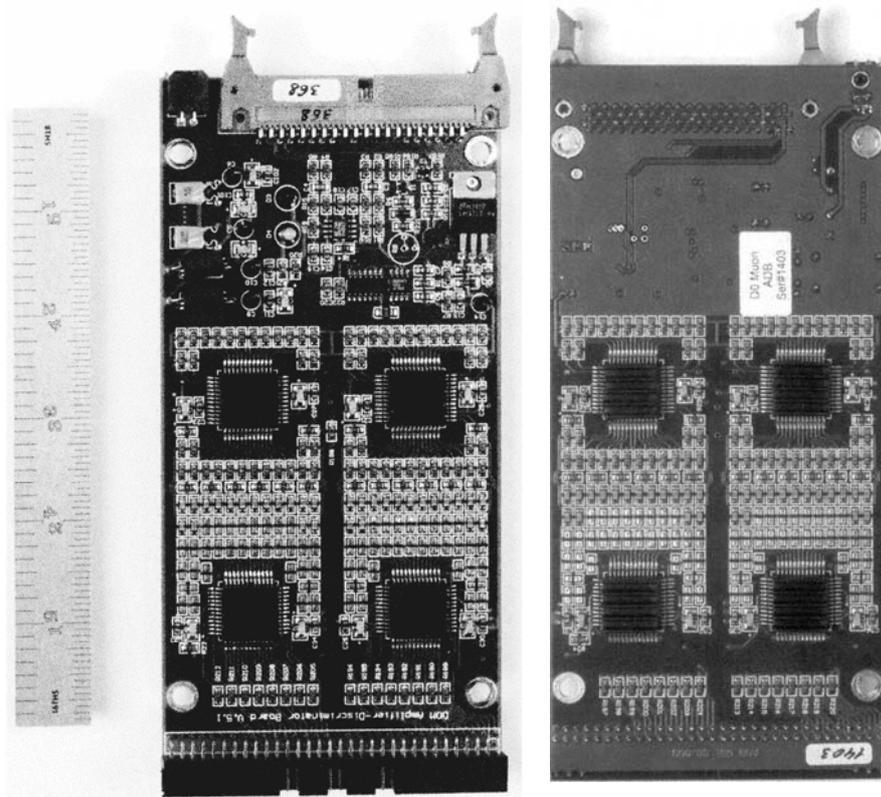
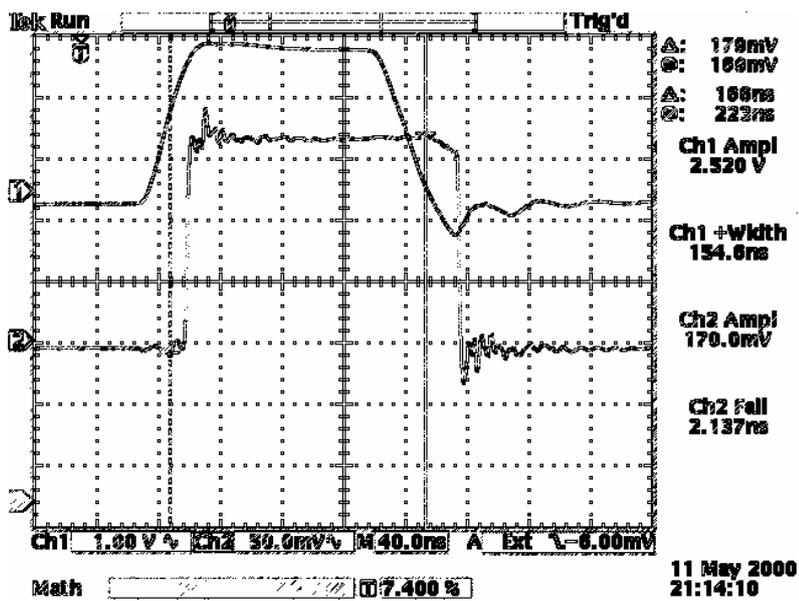


Рис. 6. Внешний вид платы ADB

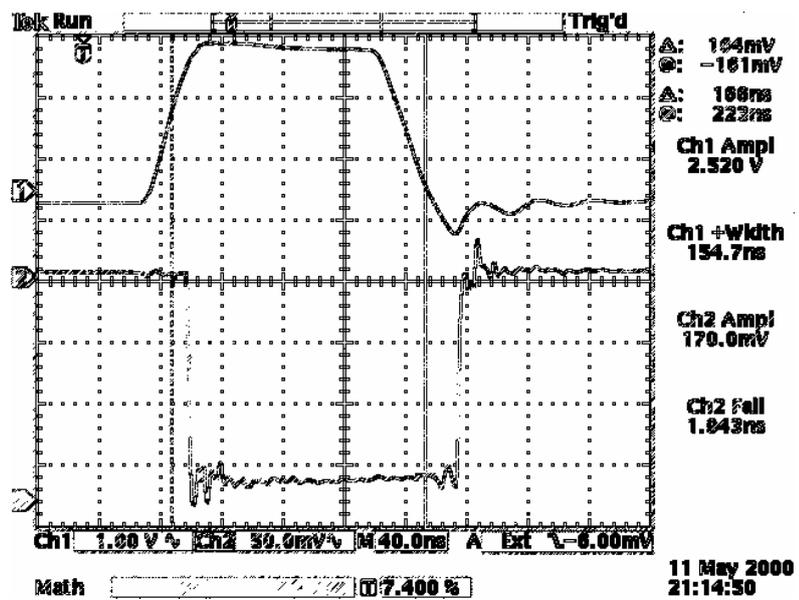
Плата имеет встроенные цепи тестирования каналов по тестовым входам Amp1-8.3 и цепи контроля питания. Верхняя и нижняя стороны платы ADB показаны на рис. 6.

5.2. Рабочие характеристики платы ADB. Рабочие характеристики платы измерялись на стенде, прототипах и рабочих октантах (1/8 часть слоя) детектора. В табл. 3 приведены суммарные характеристики каналов, не представленные в табл. 1 и 2. На рис. 7 показан сигнал на выходах усилителя и компаратора платы ADB при подаче на вход прямоугольного импульса.

Одним из ключевых параметров системы является однородность порогов срабатывания по каналам. Для обеспечения требуемой точности восстановления треков мюонов и минимизации высокого напряжения на анодных проволочках MDT производился отбор плат с разбросом порогов срабатывания в интервале $\pm 10\%$ по 32 каналам на одной плате и с таким же разбросом между средними значениями порогов для различных плат при среднем значении порога 1 мкА.



a



b

Рис. 7. Сигналы на выходе усилителя и положительном (а) и отрицательном (б) выходах дискриминатора одного канала платы ADB

Характеристики платы ADB

Параметр	Значение
Количество каналов	32
Динамический диапазон входных сигналов, дБ	60
Полярность входного сигнала	Отрицат.
Входное сопротивление, Ом	≈ 77
Неидентичность порогов срабатывания по плате, %	$< \pm 10$
Неидентичность средних значений порогов по платам, %	$< \pm 10$
Задержка срабатывания при входном токе 2,24 мкА ($I_{thr} = 1,12$ мкА), нс	33
Дрожание выходного сигнала, нс	0,8
Точность временной привязки в интервале $2I_{thr} \div 10I_{thr}$ при $I_{thr} = 1,12$ мкА, нс	3,6
Перекрестные помехи при пороге $I_{thr} = 0,2$ мкА, dB	-57
Защита по входу от высоковольтных импульсов обеих полярностей: конденсатор 3,5 нФ, заряженный до напряжения $\pm 3,5$ кВ, разряжается на вход ADB через резистор 240 Ом с частотой 10 Гц в течение 10 мин	Выхода из строя не наблюдается

Результирующее распределение порогов срабатывания по 1576 платам (50 432 каналам) мюонной системы эксперимента D0 показано на рис. 8. Среднее значение порога составило 1,19 мкА при среднеквадратическом отклонении 6 %.

Следует отметить, что на испытательном стенде собственные шумы электроники позволяли опускаться по порогу до 0,1 мкА, а на рабочих октантах до 0,4 мкА, тогда как рабочий диапазон порогов в мюонной системе D0 задан $0,5 \div 2,0$ мкА. Расположение плат ADB на октанте показано на рис. 9.

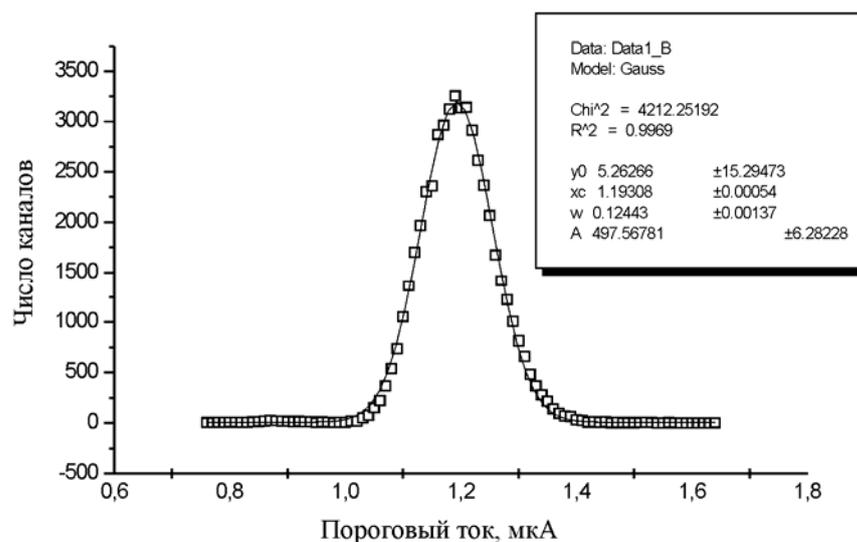


Рис. 8. Распределение порогового тока для 50 432 каналов (1576 плат ADB) передней мюонной системы D0

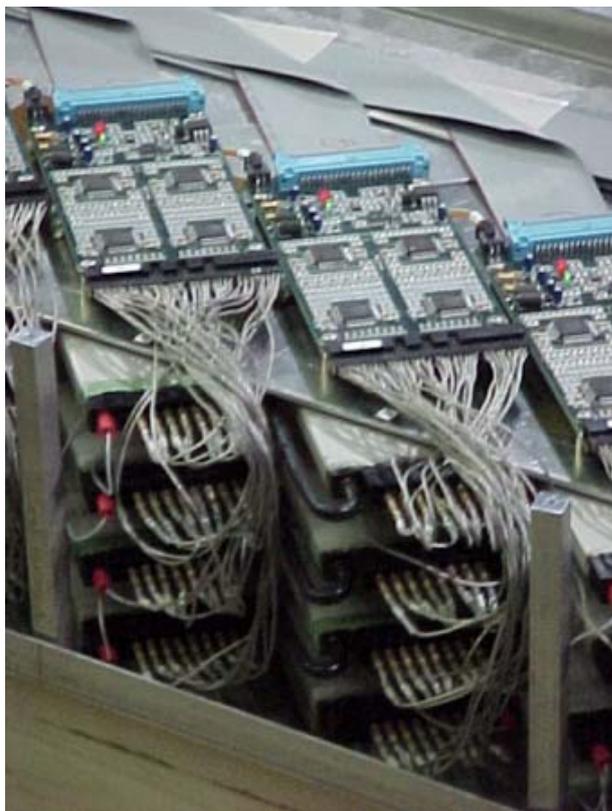


Рис. 9. Расположение плат ADB на октанте

Одним из достоинств ADB является сохранение работоспособности при больших перегрузках по входу. Даже при превышении верхней границы динамического диапазона почти в 30 раз, когда усилитель *Ampl-8.3* входит в глубокое насыщение, его выходного сигнала достаточно для переключения дискриминатора *Disc-8.3*, а уширение выходных импульсов не приводит к их наложению даже при нагрузках, на порядок превышающих допустимые в D0 [15].

Важно также, что перегрузки по входу практически не приводят к ложным срабатываниям в соседних каналах, для описания которых было введено понятие уровня перекрестных помех в сквозном канале ADB (аналоговый вход – цифровой выход), определяемого как $-20\lg(I_{in}/I_{thr})$, где I_{in} есть входной ток в активном канале, при котором происходит ложное срабатывание в соседнем канале, I_{thr} есть пороговое значение тока, одинаковое во всех каналах. В процессе испытаний ложные срабатывания наблюдались только при очень низком значении порога 0,2 мкА, при этом уровень так определенной перекрестной помехи составлял -57 дБ [15]. Следует указать, что этот параметр надо отличать от уровня перекрестных помех в аналоговых каналах усиления, определенного в [3] как $-20\lg(U_{out}/U_{int+})$, где U_{out} есть дифференциальный выходной сигнал в активном канале, а U_{int+} есть величина помехового импульса положительной полярности в соседнем канале, поскольку только такой импульс может переключить

дискриминатор. Величина перекрестных помех в усилителе составляет -47 дБ для сигналов с крутыми фронтами (1,7 и 1,8 нс), а для более близких к реальным (фронты 15 и 20 нс) -54 дБ, что показывает эффективность принятых мер по развязке каналов как на уровне кристалла, так и печатной платы.

Высокие электрические и эксплуатационные параметры описываемой электроники, отмеченные в ходе наладки и эксплуатации в Фермилабе, создали условия для ее применения в эксперименте COMPASS (ЦЕРН, г. Женева, Швейцария) в количестве 10 тыс. каналов.

Успех данной разработки во многом зависел от хорошо налаженного сотрудничества между физиками из ОИЯИ, разработчиками из НИИ ЯП Белгос-университета и промышленностью, в частности, НИКТП «Белмикросистемы» и заводом «Интес» ПО «Интеграл», а также специалистами из ОАО «МНИПИ». На стадии разработки НИКТП «Белмикросистемы» оперативно обрабатывало на пластинах изменения в схемах, вносимые после их испытаний с прототипами детекторов в Фермилабе. Массовый выпуск микросхем сопровождался выходным контролем изделий на пластинах и в корпусах, проводившимся по методикам, разработанным в НИИ ЯП. Завод «Интес» выполнял сборку в корпус, подвергая собранные изделия электротермотренировке и термоциклированию для обеспечения их долговременной эксплуатационной надежности. НИИ ЯП осуществлял входной контроль микросхем с учетом динамических параметров. Результат этого контроля – более 96 % годных для Ampl-8.3 и 99 % для Disc-8.3 – подтвердил правильность принятых конструкционных (размещение усилителей и компараторов в отдельных кристаллах, восьмиканальное исполнение) и схемотехнических решений, а также эффективность налаженного межотраслевого сотрудничества. Полугодовой опыт эксплуатации электроники в Фермилабе продемонстрировал высокое качество электрических параметров микросхем и их высокую надежность.

Таким образом, впервые в истории отечественной микроэлектроники белорусские микросхемы были внедрены в массовом масштабе за рубежом, показав возможности белорусской науки и промышленности в области современных высоких технологий.

Литература

1. *Khokhlov A. I. et al.* Muon System Electronics Upgrade. Technical Design Report. D0 Note #3299, Aug. 7 1997.
2. *Alexeev G. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1999. Vol. A423. P. 157–162.
3. *Alexeev G. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. A462. P. 494–505 .
4. *Алексеев Г. Д. и др.* // III Международная научно-практическая конференция «Вузовская наука, промышленность, международное сотрудничество»: Докл. Мн., 2000. С. 183–188.
5. *Baturitsky M. A., Dvornikov O. V.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A378. P. 564–569.
6. *Baturitsky M. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A378. P. 570–576.
7. *Baturitsky M. A., Dvornikov O. V.* // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. A399. P. 113–118.
8. *Baturitsky M. A., Dvornikov O. V.* // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. A398. P. 308–314.
9. *Baturitsky M. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. A352. P. 604–609.
10. *Abramov V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. A419. P. 660.

11. Григорьев В. А., Колюбин А. А., Логинов В. А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М., 1988.
12. Whitaker S. The CSC System Performance. GEM TN-93-282. Jan.18–19. 1993. P. 119–161.
13. Newcomer F. M. et al. // IEEE Trans. on Nuclear Sci.1993. NS-40(4). P. 630.
14. Bevensee B. et al. // IEEE Trans. on Nuclear Sci.1996. NS-43(3). P. 1725.
15. Alexeev G. D. et al. The DØ Forward Angle Muon System front-end electronics design. // Nucl. Instr. Meth. (to be printed).

MULTICHANNEL MONOLITHIC ELECTRONICS FOR GASEOUS WIRE DETECTORS

**G. D. Alexeev, M. A. Baturitsky, O. V. Dvornikov, V. A. Mikhailov,
V. V. Tokmenin, A. I. Khokhlov, A. A. Shishkin**

The front-end electronics has been designed for Mini-Drift Tubes (MDTs) used for upgrading of the DØ Forward Angle Muon System (FAMUS) (Fermilab, Batavia, USA). It is based on two eight-channel ASICs of DØM family: the low-noise bipolar transresistance amplifier Ampl-8.3 and comparator Disc-8.3 designed on the basis of BJT-JFET technology. The amplifier has differential gain 130 mV/μA at 1 kΩ, input noise 35 nA r.m.s. and 60 nA r.m.s. at 0 pF and 60 pF input capacitance, respectively, leading/trailing edge 7 ns, input resistance ≈50 Ω, crosstalks –54 dB at real signals, dissipated power 160...640 mW/chip for ±3V...5V supply. The comparator ASIC output leading/trailing edges are 2.2 ns and 1.8 ns at matched 110 Ω load. Dissipated power equals 670 mW/chip. The output can drive 30 m flat ribbon cable or twisted pair line terminated by differential line driver. By four of these ASICs are located at 32-channel Amplifier/Discriminator Board. The ADB provides operation with adjustable threshold currents 0.5÷5.0 μA. Low intrinsic noise and small firing current dispersion provide ability of detector robust performance at low levels of anode high voltage (below 3.4 kV). The electronic channels save operability at large input overdrives. Above 50,000 channels have been produced and installed at the D0 and 10,000 at Muon System of COMPASS experiment (CERN, Geneva, Switzerland). Threshold distribution for 50,432 channels is presented. This electronics can be used with various gaseous wire detectors of physics experimental setups for high, middle and low energies.

ИССЛЕДОВАНИЯ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ: ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ, ПРИБОРЫ И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НАУЧНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ

В. Н. Родионова, В. А. Карпович, Г. Я. Слепян

В настоящее время интенсивно развивается СВЧ-техника в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн и ускоренно осваиваются миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны. Это связано с расширяющимися возможностями радиолокационной, радионавигационной, связной аппаратуры, систем наведения и управления, которые могут быть реализованы только в этих диапазонах (разрешающая способность обнаружения и поражения цели, помехозащищенность, быстродействие) [1–3].

В области микроволновой техники нами проектируются приборы и компоненты с требуемыми параметрами. Разработаны такие микроволновые компоненты, как резонаторы, детекторы, смесители, генераторы, аттенуаторы, направленные ответвители и другие не только в сантиметровом и миллиметровом (1–180 ГГц), но и в субмиллиметровом диапазонах длин волн (180–405 ГГц). Основными преимуществами этих компонентов являются: широкополосность, низкие вносимые потери, низкий уровень шумов. Разрабатываются измерительные системы, позволяющие с высокой чувствительностью определять амплитудные и фазовые характеристики связных и радиолокационных систем в частотных диапазонах от 1 до 180 ГГц. Измерение амплитудных шумов производится на основе малошумящих детекторов при входной мощности 100 мкВт. Измерение фазовых шумов осуществляется на основе двухканальной схемы частотного дискриминатора при входной мощности 1 мВт. Основные технические характеристики: частотный диапазон от 1 до 118 ГГц (9 моделей); чувствительность измерения на частоте отстройки от несущей, равной 10 кГц, составляет:

- при измерении амплитудных шумов от –150 дБ/Гц до –165 дБ/Гц в зависимости от модели;
- при измерении фазовых шумов от –110 дБ/Гц до –145 дБ/Гц.

Разрабатываются системы для измерения параметров различных диэлектрических материалов. Интенсивно ведутся работы по созданию новых типов линий передачи, работающих на новых физических принципах.

Высокодобротные СВЧ-резонаторы с разреженным спектром собственных колебаний

Особое место среди СВЧ-элементов всегда занимали высокодобротные СВЧ-резонаторы, используемые для стабилизации частоты генераторов, в качестве волномеров, фильтров, при измерении спектральных и флуктуационных характеристик сигналов, физических параметров материалов.

В СВЧ-диапазоне широко применяются различные типы резонаторов: коаксиальные, цилиндрические, открытые и т. д. [4–6]. Они осуществляют накопление энергии электромагнитного поля в некотором ограниченном объеме про-

странства, частотную селекцию, стабилизацию частоты генераторов и т. д. Основные требования, обычно предъявляемые к резонаторам: высокая собственная добротность, широкий диапазон перестройки (при отсутствии мешающих и вырожденных типов колебаний), возможность согласования со стандартными волноводами в диапазоне перестройки без подрегулировки элемента связи в процессе перестройки [7].

Нами исследованы «многомодовые» цилиндрические (см. рис. 1) резонаторы.

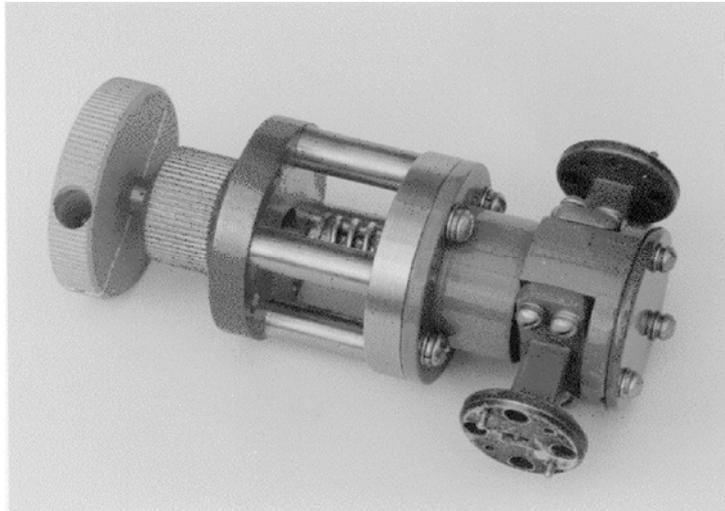


Рис. 1. Высокодобротный широкодиапазонный цилиндрический резонатор

Расчет цилиндрических резонаторов проводился по диаграмме типов колебаний:

$$(f_p D)^2 = (c x_{lm} / \pi)^2 + (c n / 2)^2 (D / L)^2,$$

где f_p – резонансная частота; c – скорость света; D и L – диаметр и длина резонатора; n – число полуволн, укладываемых вдоль оси резонатора; x_{lm} – значение корней бесселевых функций для E -колебаний или их производных для H -колебаний [8–9].

Рассмотрена строгая методика электродинамического расчета собственных $E_{\text{онр}}$ -колебаний цилиндрического резонатора с коаксиальным выступом при учете конечной проводимости стенок [10–11]. Анализ выполнялся модифицированным методом вычетов, распространенным на задачи о собственных колебаниях. Получено аналитическое соотношение для собственной добротности:

$$q = \frac{2 [(p + 1/2) \pi + \gamma(k_0)] \ln(1/x)}{(1+x) [(p + 1/2) \pi + \varepsilon(k_0)] / k_0 b x + 2 \ln(1/x) (1 + k_0^2 b^2 \beta(k_0))},$$

где $q = k_0 \Delta_0 Q$ (Q – собственная добротность, Δ_0 – толщина скин-слоя материала резонатора); $x = a / b$; $p = 1, 2, \dots$.

Зависимость q (сплошная линия) и $x = k_0 b$ (пунктирная линия) от L/b для колебаний E_{010} приведена на рис. 2.



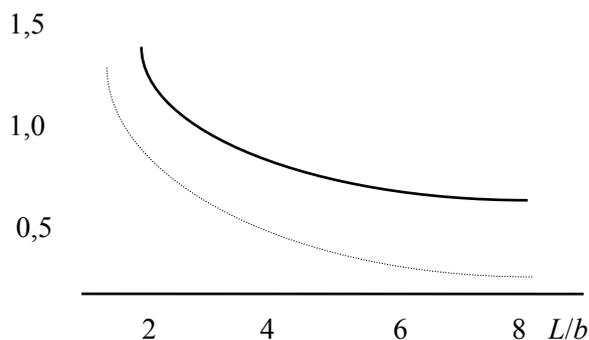


Рис. 2. Зависимость q и x от L/b для E_{010} -колебаний

В диапазоне частот 32–405 ГГц предложен новый тип резонатора – гребенчатый резонатор, основанный на эффекте аномально малого затухания H – поляризованных волн в гофрированных структурах [12–14]. Резонатор представлен на рис. 3.

Рабочими колебаниями данного резонатора являются моды типа E_{0mn} , представляющие собой суперпозицию прямого и встречного волновых пучков с аксиальной симметрией, электрически поляризованных вдоль гребней периодической структуры. Выигрыш в поглощении гребенчатой поверхности по сравнению с гладкой будет иметь место для волновых пучков, угол скольжения q которых над поверхностью достаточно мал, а λ не близко к $2D$, где D – глубина канавки. При выполнении условия $L > b$ потери в боковой поверхности являются преобладающими, а их уменьшение за счет гофрировки значительно меняет полную добротность. Получено соотношение для собственной добротности гребенчатого резонатора:

$$1/Q = 2 \operatorname{Re} Z_0 [2 + L (1 + D/d) \beta \operatorname{Cos}^2 \theta / b] / W_0 n \pi,$$

где $\beta = \operatorname{Re} Z_{01} / \operatorname{Re} Z_0$, Z_0 , Z_{01} – соответственно поверхностные импедансы торцевых и боковых поверхностей; D и d – глубина и период гребенки; $W = 120 \pi \text{ Ом}$.

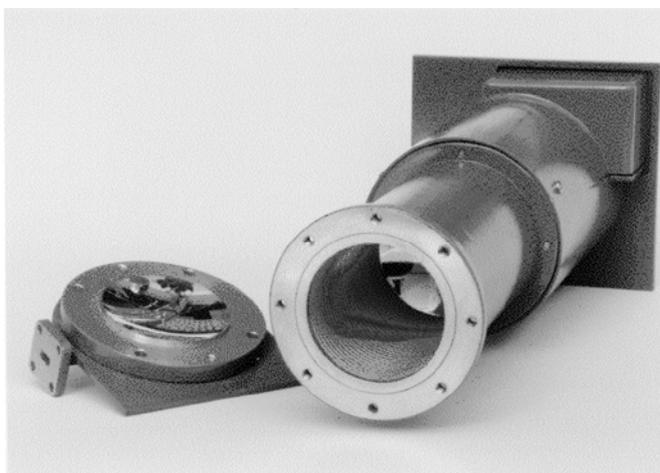


Рис. 3. Высокодобротный гребенчатый резонатор

В области создания новых физических механизмов повышения добротности и исследования принципов широкополосных элементов связи высокодобротных резонаторов со стандартными волноводами нами разработаны методики расчета широкополосных элементов связи высокодобротных резонаторов с одномодовыми волноводами. Рассчитана связь открытого резонатора со сферическими зеркалами круговой формы и прямоугольного волновода на волне H_{10} через диафрагму с малым круговым отверстием [15]. Расчет выполнялся в дипольном приближении. В тензоре магнитной поляризуемости отверстия связи учтено влияние стенок волновода.

$$Q_{\text{св}} = \frac{a b l^2 L^2}{32 \pi M^2 \sqrt{1 - (\lambda / 2 a)} \sqrt{L (1 - L / 2 r_0) / 2 r_0}},$$

где M – коэффициент магнитной поляризуемости; L – расстояние между зеркалами; r_0 – радиус кривизны зеркал.

Разработана методика расчета диафрагмы с двумя близко расположенными малыми круговыми отверстиями [16]. Тензор поляризуемости такой структуры рассчитывался с учетом взаимного влияния отверстий. Задача о магнитной поляризуемости двух круглых отверстий в плоском экране рассматривалась при помощи метода парных интегральных уравнений. Ее решение было сведено к системе интегральных уравнений Фредгольма для вспомогательных функций. Получены простые аналитические соотношения для тензоров поляризуемости с учетом их взаимного влияния.

Предложен расчет связи волновода с резонатором через плавные волноводные переходы [17–18] на основе олинеровской модели, до этого применявшейся для расчета неоднородностей микрополосковых линий. В рамках этой модели реальный элемент связи заменен его прототипом, в котором вместо узких «электрических» стенок используются «магнитные» стенки. Размер широкой стенки прототипа

$$b_{\text{эф}} = b \nu, \text{ где } \nu = [1 - (\lambda / b)^2]^{1/2}.$$

Рабочие колебания ТЕМ в резонаторе не меняют структуру поля, оттого что «магнитные» стенки продолжены в резонатор. Эта модель позволила вычислить мощность в волноводе и определить коэффициент передачи из решения ключевой двумерной задачи дифракции на открытом конце плавнонерегулярного волновода с фланцем:

$$Q_{\text{св}} = \frac{L^2}{a \nu a_0 b k T_0 k^2} \left(\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{aR} \right) \right)^{-1/2},$$

где L – расстояние между зеркалами; R – радиус кривизны зеркал; a – коэффициент, зависящий от типа резонатора; $\nu = [1 - (\lambda / 2b)^2]^{1/2}$; T_0 – коэффициент передачи, определяемый из решения двумерной задачи [19].

Технологические трудности изготовления бездиафрагменных элементов связи резко возрастают с укорочением длины волны. Поэтому представляет интерес использование в качестве элемента связи полупрозрачной решетки, нане-

сенной на диэлектрическую подложку [20]. Такие элементы связи изготавливаются на основе интегральной технологии. Разработана методика расчета $Q_{\text{св}}$ этих элементов связи.

$$Q_{\text{св}} = \frac{a b \lambda^2 L^2}{32 \pi \beta M_{\text{эфф}} \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \sqrt{L/2 r_0} (1 - L/2 r_0)},$$

где a и b – размеры выходного волновода; r_0 – радиус кривизны зеркал;

$$M_{\text{эфф}} = \frac{\pi 4a^2 c}{16 2d} \sum_{p=1}^N 2 d \text{Sin } \pi (xp + 2pd) / d,$$

где N – число щелей в решетке.

На основе выполненных теоретических исследований разработан универсальный комплект широкодиапазонных измерительных резонаторов в диапазоне частот 0,6–405 ГГц [21]. Основные технические характеристики этого комплекта приведены в табл. 1.

Исследованные принципы согласования многомодовых резонаторов и стандартных волноводов использованы при разработке СВЧ-устройств, работающих на основе микроволновой технологии нагрева.

Таблица 1

Комплект широкодиапазонных измерительных резонаторов

Модель	Частотный диапазон (ГГц)	Тип резонатора	Тип выхода	Добротность (min)	кскв (max)	Вес, кг		
PBO101	32,00–53,57	открытый	волноводный	60000	1,65	5,5		
PBO111	53,57–78,33			66000	1,70	6,0		
PBO121	78,33–118,1	цилиндрический		75000	1,70	4,1		
PBO131	118,1–178,4			75000	1,90	3,7		
PBC501	17,44–21,60			42000	1,80	2,1		
PBC511	21,60–25,95			48000	1,90	2,0		
PBC521	25,95–32,00	гребенчатый		45000	2,00	1,7		
PBC531	32,00–37,50			45000	2,00	1,6		
PBG531	32,00–37,50	цилиндрический		60000	1,65	4,5		
PBG541	37,50–47,00			60000	1,65	3,5		
PBG551	47,00–53,57			60000	1,60	3,3		
PBC311	2,00–3,00		коаксиальный	18000	1,60	8,7		
PBC321	3,00–4,00			24000	1,60	13,7		
PBC331	4,00–5,20			51000	1,60	11,2		
PBC371	4,90–5,64			57000	1,60	9,5		
PBC401	5,64–7,20			42000	1,60	6,5		
PBC411	6,93–8,15			42000	1,60	5,4		
PBC421	7,60–9,80			45000	1,50	5,5		
PBC451	9,40–12,05			45000	1,80	4,5		
PBC061	8,15–12,05			42000	1,60	6,6		
PBC461	12,05–15,40			42000	1,95	3,7		
PBC481	15,40–17,44			42000	1,95	3,5		
PBC071	12,05–17,44			42000	1,80	5,1		
PBC241	0,60–1,20			неоднородный		10000	1,20	4,5
PBC251	1,07–2,14					10000	1,60	3,8

Стерилизация почвы в тепличных хозяйствах

Овощеводство защищенного грунта в значительной мере получило развитие за счет строительства крупноблочных теплиц и создания специализированных тепличных хозяйств. Одновременно происходит перевод выращивания тепличных культур на промышленную основу с применением новых технологий, видов растений, сортов и гибридов. В этих условиях необходим поиск новых решений при проведении мероприятий по защите растений от вредителей и болезней.

Большой ассортимент овощных культур, работа крупных тепличных комбинатов в течение круглого года практически исключают возможность уничтожения в период зимних холодов устойчивых к пестицидам популяций вредителей, болезней и одновременно снижают эффективность профилактических мероприятий, проводимых в теплицах по окончании вегетации растений. Основной причиной потерь урожая овощных культур (до 50–70 %) являются болезни и вредители, иногда они приводят к полной гибели растений. Специалисты вынуждены увеличивать как кратность обработок растений акарицидами, инсектицидами и фунгицидами, так и нормы расхода препаратов. Все это приводит к накоплению остатков пестицидов и их токсичных метаболитов в почве, растениях, плодах, резкому ухудшению условий труда рабочих в теплицах.

Наиболее вредоносными и распространенными вредителями и болезнями овощных культур являются паутинный клещ, тепличная белокрылка, тли, трипсы, галловая нематода, серая, белая и корневая гнили, бактериозы. Для этих вредителей и патогенных микроорганизмов местом обитания и сохранения является почва. Поражение томатов бактериозами особенно усилилось за последние 5–6 лет. Это связано с тем, что для выращивания овощной продукции приобретаются семена голландской селекции, которые являются одним из основных источников бактериальной инфекции. Вредоносность бактериозов проявляется в снижении как количества, так и качества урожая. Бактериальный рак томатов часто поражает от 10 до 96 % растений. Не менее вредны и корневые гнили, вызывающие гибель 32–50 % растений, в некоторых случаях количество отмерших растений достигает 90 %. Причиной значительных потерь урожая являются также и вредители – белокрылка, тли, трипсы. Сложность борьбы с ними заключается в видовом многообразии вредителей, исключительно высоких темпах размножения, высокой плодовитости. Многие из вредителей, закончив питание, переселяются в почву, где превращаются в проницу и нимфу. Зимуют вредители в верхнем слое почвы. В последние годы во многих тепличных хозяйствах республики распространены и галловые нематоды, снижающие урожай огурцов и томатов до 40 %. Наиболее благоприятным условием для их развития является влажность почвы 40–60 %. Сухость почвы, как при высоких, так и при низких температурах, способствует гибели нематод.

До настоящего времени основными приемами уничтожения возбудителей болезней растений были химический метод и термическая обработка почвы. Приобретение химических препаратов для обработки почвы требует значительных валютных средств. Непременным условием получения высокой эффективности нематодцидов является правильное их применение и внесение в почву спе-

циальными машинами. Нынешнее состояние этого вопроса крайне неудовлетворительно. В имеющейся системе машин по защите растений нет ни одной для внесения фумигантов в почву. Термическая обработка трудоемка, дорога и требует больших расходов энергоресурсов – на 1 га обрабатываемой площади расходуется 110 тыс. м³ газа. При этом также остается необходимость применения нематодицидов.

Современная экономическая и экологическая ситуация в республике требует поиска и внедрения новых эффективных методов борьбы с почвенной и семенной инфекциями. Для решения этой проблемы в НИИ ЯП была разработана установка для стерилизации почвы в тепличных хозяйствах [22]. Использование этой установки позволило реализовать экологически чистую микроволновую технологию для борьбы с болезнями растений и стерилизации почвы. Эта технология основывается на стерилизующем эффекте СВЧ электромагнитных колебаний, который заключается в избирательном нагреве патогенных микроорганизмов, являющихся влажными диэлектриками. Возбудители болезней при СВЧ-воздействии погибают вследствие высокой скорости нарастания их температуры. За 1 с температура микроорганизмов повышается на 5–7 °С, при этом нагрев идет внутри организма. Регулируя время воздействия или интенсивность электромагнитного излучения, можно добиться полной стерилизации минеральных субстратов, используемых в настоящее время в современных технологиях выращивания овощной продукции.

Разработанная нами СВЧ-установка представляет собой объемный резонатор, способный накапливать электромагнитную энергию. Резонанс позволяет изменить соотношение между величинами напряженности электрического поля и подводимой мощностью в резонаторе и значительно интенсифицировать воздействие СВЧ-энергии на помещаемый в резонатор минеральный субстрат, который является диэлектрическим материалом с малыми потерями. Структурная схема установки представлена на рис. 4.

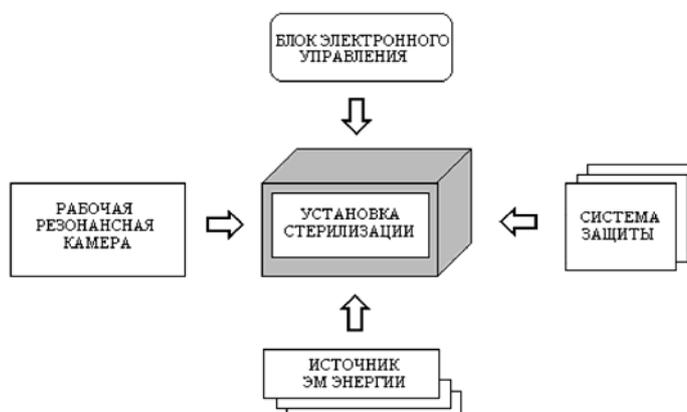


Рис. 4. Структурная схема установки для стерилизации грунтов

Резонанс достигается благодаря определенным фазовым соотношениям между подводимой волной и волнами, отраженными от волноводных элементов, ограничивающих полость собственно резонатора.

Основные характеристики объемного резонатора можно представить, воспользовавшись его эквивалентной RCL схемой (рис. 5).

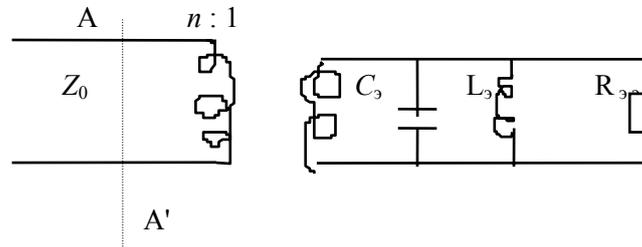


Рис. 5. Эквивалентная схема резонатора

При резонансе сопротивление в сечении AA' (случай недосвязи – в сечении AA' минимум стоячей волны) равно R_0 , для которого в работе [7] получено соотношение

$$\frac{R_0}{Z_0} = \left[\frac{1 - \sqrt{1 - k_c^2}}{1 + \sqrt{1 - k_c^2}} \right] \left[\frac{1 - e^{-a_t}}{1 - e^{a_t}} \right],$$

где Z_0 – характеристическое сопротивление; a_t – коэффициент затухания волны в резонаторе; k_c – коэффициент связи.

Связь резонатора с волноводом представлена на эквивалентной схеме в виде идеального трансформатора с соотношением витков $n : 1$, где

$$n^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - k_c^2}}{1 + \sqrt{1 - k_c^2}}, \quad k_c = \sqrt{1 - e^{-2 a_t}}.$$

Величины R_3 , L_3 , C_3 можно рассматривать как внутренние параметры самого резонатора, тогда как n^2 характеризует степень связи (форму, размер и положение отверстия).

Для резонатора, используемого в данной стерилизующей установке, выполнялось условие $2pD/l$, где D – наибольший размер резонатора. Так как в установке в качестве источника электромагнитных колебаний использовались магнетроны с рабочей частотой 2,45 ГГц, то и расчет геометрических размеров объемного резонатора проводился на данной частоте. Расчетные размеры камеры были следующие: 2200 × 1600 × 1400 мм. В таком резонаторе, размеры которого значительно превосходят длину волны, существуют 64 типа колебаний. Это связано как с возможностью распространения различных типов волн, так и с возможностью различного их направления по отношению к стенкам резонатора. Для обеспечения большей равномерности распределения электромагнитного поля в многомодовом резонаторе использовали ряд мер, которые привели к тому, что коэффициент равномерности электромагнитного поля в камере равнялся 0,98. Прежде всего, наличие такого количества близких по частоте собственных

мод приводит к перекрытию резонансных кривых отдельных мод и, следовательно, к более гладкой кривой зависимости эквивалентного импеданса камеры от частоты. Это облегчает согласование генератора (магнетрона) с резонансной камерой. Чтобы возбудить в резонаторе необходимые виды колебаний с помощью прямоугольного волновода, ввод электромагнитной энергии размещали в области пучности магнитного поля соответствующей моды. Для увеличения числа возбуждаемых мод увеличили число вводов. В данной камере использовались три ввода и соответственно три магнетронных генератора типа М-135. В результате суммарная СВЧ-мощность в камере составляла 2,5 кВт. Для повышения равномерности распределения суммарного электромагнитного поля по объему камеры по внутренним боковым стенкам камеры расположены периодические структуры, которые осуществляют отжатие поля от стенок камеры. Физический механизм такого отжатия аналогичен отжатию поля от цилиндрических стенок в высокодобротных гребенчатых резонаторах.

Размеры камеры позволяют размещать в ней одновременно до 250 пакетов с грунтом. При такой загрузке режим работы камеры дает возможность в течение 12 ч нагреть содержимое каждого пакета до 90 °С .

Экспериментальные исследования проводились в тепличном хозяйстве колхоза им. Орджоникидзе Смолевичского района Минской области с участием Института защиты растений Академии аграрных наук Республики Беларусь. Для экспериментальных исследований использовали рассадные кубики и маты после выращивания огурца. Опыты были заложены в 4-кратной повторности. Перед обработкой в микроволновой установке в кубиках и матах был проведен анализ корневой системы огурца на пораженность возбудителями болезней. В кубиках и матах из минеральной ваты были обнаружены споры аскохитоза, серой и корневой гнилей. После микроволновой стерилизации наблюдалась 100 % гибель спор обнаруженных возбудителей болезней.

Опытный образец установки изготовлен на заводе № 407 гражданской авиации, там же прошел все испытания по электрическим и конструктивным параметрам. Испытания проводились по методикам, приведенным в ОСТ 11 0367-86. Результаты испытаний показали, что опытный образец установки микроволновой стерилизации почвы может использоваться для борьбы с болезнями растений и стерилизации почвы в тепличном хозяйстве.

Результаты испытаний подтвердили высокую эффективность предлагаемого метода стерилизации, о чем свидетельствуют акты экспериментальных исследований. Этот метод был рекомендован для использования в производственных условиях.

Таким образом, разработана энергосберегающая высокоэффективная экологически чистая микроволновая технология стерилизации для малообъемной технологии выращивания овощной продукции, широко внедряемой в настоящее время в тепличных хозяйствах республики.

Микроволновая сушка древесины

Деревообрабатывающей промышленности Республики Беларусь требуется большое количество сухой и качественной древесины. Сушка древесины до влажности 6–15 % происходит в традиционных сушильных камерах при помощи внешнего агрессивного воздействия – температуры, пара, вакуума. При таком воздействии в первую очередь высыхают поверхностные слои древесины и, обезвоживая их, процесс сушки продвигается вглубь материала. В зоне соприкосновения слоев сухой и еще влажной древесины возникают противодействующие напряжения. В высушенной части древесины действует напряжение сжатия, а во влажной – напряжение растяжения. Кроме того, в сухом верхнем слое древесины сужаются капилляры, препятствуя тем самым свободному выходу влаги на поверхность. В результате в зоне напряжений происходит растрескивание или деформация материала. Для того чтобы избежать этого, в традиционных сушильных камерах используют мягкие режимы сушки и искусственное увлажнение, что увеличивает сроки и удорожает процесс сушки, особенно для древесины твердых пород.

Повысить производительность процесса сушки и качество материала возможно лишь в том случае, если древесина одновременно и равномерно прогревается по всему объему. Это достигается только в сушильных камерах, работающих по принципу диэлектрического нагрева. Здесь отсутствует теплоноситель, на нагрев которого необходимы энергозатраты, а СВЧ-излучение, проникающее во всю глубину древесины, вытесняет влагу по открытым капиллярам на поверхность, откуда она удаляется воздушными тепловентиляторами.

Основные преимущества применения СВЧ-энергии следующие.

- Будучи влажным материалом, древесина обладает очень высокой поглощаемостью СВЧ-излучения, которое обусловлено высоким значением коэффициента диэлектрических потерь воды, равного 81, в то время как у древесины он равен 16.
- Возможность подвести и выделить в единице объема древесины такую мощность, которая недоступна ни одному из традиционных способов подвода энергии. Энергия, выделяемая в древесине, пропорциональна частоте магнетрона, поэтому в 3-сантиметровом диапазоне длин волн будет выделяться (при одинаковой электрической напряженности) в 1000 раз больше энергии, чем в 10-метровом диапазоне.
- Возможность осуществить бесконтактный избирательный нагрев и получить требуемое распределение температур в древесине, саморегулирующийся нагрев, тепловая безынерционность (т. е. возможность мгновенного включения и выключения теплового воздействия на древесину). А отсюда и высокая точность регулирования нагрева.
- Практически 100 % КПД преобразования СВЧ-энергии в тепловую, выделяемую в нагреваемом материале, низкие потери энергии в подводящих трактах и рабочих камерах.

Основные задачи при расчете и конструировании рабочих камер для микроволновых сушилок состоят в согласовании рабочей полосы камеры и магне-

тронов и обеспечении необходимой равномерности нагрева обрабатываемой древесины.

Следует отметить, что при большой загрузке добротность рабочей камеры падает и согласование ввода энергии с резонаторной камерой перестает быть проблемой, а равномерность нагрева определяется способом облучения нагреваемого материала. В случае слабой загрузки рабочей камеры ее можно рассматривать как резонатор без потерь. Существенное увеличение равномерности нагрева обрабатываемого материала возможно при использовании для возбуждения рабочей камеры нескольких магнетронов. Кроме того, так как линейные размеры резонатора, примененного в качестве рабочей камеры в микроволновой сушилке, во много раз превышают длину волны магнетронов, то в резонаторе, которым является внутренняя камера сушилки, можно возбудить несколько собственных видов колебаний, имеющих различное расположение узлов и пучностей электрического поля, что приводит к существенному увеличению равномерности нагрева обрабатываемого диэлектрика. Расположение в пределах рабочей полосы магнетрона многих близких по частоте собственных видов колебаний приводит также к перекрытию резонансных кривых отдельных резонансов и, следовательно, к более гладкой зависимости импеданса от частоты, что облегчает согласование магнетрона со слабозагруженным резонатором.

Кроме того, предложено увеличить равномерность нагрева использованием для возбуждения нескольких магнетронов.

Расчет многомодовых прямоугольных резонаторных камер для устройств СВЧ-сушки. Длины волн собственных колебаний прямоугольного резонатора определяются равенством

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{(m/2a)^2 + (n/2b)^2 + (l/2c)^2}},$$

где m, n, l – произвольные целые числа; a, b, c – линейные размеры резонатора.

Рассчитаны 4 модели резонансных камер для сушки диэлектрика. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Размеры резонансных камер для сушки диэлектрика

№ модели	a	b	c	g	h	g ₁	h ₁
1	1700	850	850	337	337	337	337
2	2550	850	850	398	275	398	275
3	2550	1700	1700	1244	456	456	394
4	3400	1700	1700	1244	456	470	425

Чтобы возбудить в резонаторе необходимые виды колебаний с помощью прямоугольного волновода, необходимо знать распределение тангенциальных компонент магнитного поля видов колебаний у той стенки резонатора, к которой присоединяется ввод энергии. Помещая ввод энергии в пучность магнитного поля, можно возбудить определенный вид колебаний. Мы применяли несколько вводов (в зависимости от модели). По два – для моделей № 1 и 2, и по четыре –

для моделей № 3 и 4. Для предотвращения перекачивания энергии из одного ввода в другой обеспечивали развязку между ними. Такую развязку получили, располагая каждый ввод энергии вблизи узла магнитного поля вида колебаний, возбуждаемого другим вводом.

Для правильного выбора месторасположения вводов электромагнитной энергии в резонансную камеру рассматривалось распределение максимумов магнитного поля отдельных видов колебаний. Распределение тангенциальной составляющей магнитного поля на стенке $x = 0$ имеет следующий вид:

для колебаний типа E

$$\begin{aligned} H_x &= 0, \\ H_y &= \sin(n \pi y / b) \cos(1 \pi z / c), \\ H_z &= 0; \end{aligned}$$

для колебаний типа H

$$\begin{aligned} H_x &= 0, \\ H_y &= [p m \pi^2 \sin(n \pi y / b) \cos(1 \pi z / c) / b c] / (k^2 - mn/c)^2, \\ H_z &= \cos(1 \pi y / b) \sin(m \pi z / c), \end{aligned}$$

где $k = 2 \pi / \lambda$.

Из вышеприведенных формул видно, что ввод энергии, в котором существует только компонента магнитного поля (прямоугольный волновод на волне H_{10}), может возбудить в резонаторе колебания как типа E , так и типа H . При этом компоненты магнитного поля, направленные вдоль оси Z резонатора, возбуждают только колебания типа H . Поэтому соотношение амплитуд и количество возбуждаемых типов колебаний E и H подбирались возбуждением двумя волноводами с взаимно ортогональной поляризацией поля. Основные технические характеристики СВЧ-сушилок помещены в табл. 3.

Таблица 3

Основные технические характеристики СВЧ-сушилок

Область применения	Сушка пиломатериалов
Принцип действия	Комбинированный диэлектрический и конвективный нагрев
Объем рабочей камеры	От 1 м ³ до 10 м ³
Производительность	Снижение влажности в сутки в зависимости от режима сушки, сорта и размера пиломатериалов от 1,5 до 6 %
Конечная влажность	Не более 10 %
Потребляемая мощность	Не более 8 кВт
Максимальная толщина пиломатериалов	Не более 60 мм
Масса	Не более 1300 кг

Процесс СВЧ-нагрева в разработанных сушилках характеризуется высокой производительностью, тепловой безынерционностью, высоким качеством высушиваемого материала, экономичностью, а также возможностью сушки как исходного пиломатериала, так и непосредственно полуфабриката (заготовок).

Экспериментальное исследование электродинамических характеристик биологических объектов на примере семян овощных культур

Для экспериментального подтверждения проведенных теоретических исследований Институт ядерных проблем и лаборатория защиты овощных культур БелНИИ защиты растений провели исследования по обеззараживанию семян овощных культур путем их обработки СВЧ.

Для постановки эксперимента был создан макет установки для микроволновой обработки семян различных сельскохозяйственных культур в широком частотном диапазоне (от 37 до 120 ГГц) с плавной регулировкой мощности от 1 до 10 мВт.

Исследовалось влияние микроволнового низкоинтенсивного излучения на посевные качества, на рост и развитие растений в онтогенезе культуры. С этой целью семена были обработаны на макете экспериментальной установки в режимах 1–4, а затем в чашках Петри в лабораторных условиях проращивались. Определяли лабораторную всхожесть и снижение пораженности фитопатогенами.

На семенах лука-чернушки («Голландский желтый») при всех режимах обработки повышалась лабораторная всхожесть (75,7; 74,3; 70,5; 67,5 %) относительно контроля (51,0 %) и эталона ТМТД (51,0 %), снижалась пораженность альтернариозом, стемфилиозом, мукором с 2,0 % в контроле до 0,5 % в варианте с режимом 4.

На семенах капусты («Подарок») результативной оказалась обработка семян в режимах 1 и 4, повышающая всхожесть до 98,0; 98,7 % по сравнению с контролем – 95,2 % и эталоном ТМТД – 95,7 % и снижающая пораженность альтернариозом с 4,8 % в контроле до 2,0–0,3 %.

Лабораторная всхожесть семян томатов («Слава Молдовы») повышалась во всех вариантах (90,5–95,7 %) относительно контроля (89,7 %) и эталона (70,3 %). Пораженность комплексом болезней в режимах 1–4 снизилась до 6,0–3,8 % по сравнению с контролем – 10,3 %.

Лабораторная всхожесть семян моркови («Нантская») повышалась в режимах 2 и 4 (73,2; 72,5 %) относительно контроля (69,2 %) и эталона (68,0 %), пораженность альтернариозом снижалась с 4,3 % в режиме 2 до 3,5 % в режимах 3 и 4 и до 1,8 % в режиме 1 относительно контроля – 12,5 %.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что воздействие СВЧ улучшает посевные качества семян капусты, моркови, лука-чернушки, томата и снижает пораженность фитопатогенным комплексом (альтернариозом, макроспориозом, бактериозом, стемфилиозом, мукором) [23].

Были проведены и экспериментальные работы по исследованию резонансного воздействия электромагнитных волн низкой интенсивности на семена томатов и огурцов в теплицах Института защиты растений. Данные опытов показали, что лабораторная всхожесть семян огурца (сорт «Изящный») относительно контроля была выше на 3,5 %. При этом при проведении фитопатологической экспертизы на обработанных семенах возбудителей грибных болезней не выявлено.

Контроль за дальнейшим ростом и развитием растений в онтогенезе культуры, фитосанитарной ситуацией осуществлялся в изолированном боксе. Пророщенные семена высевались в почву, помещенную в горшки. В каждом варианте (было рассмотрено 4 варианта обработки, которые соответствовали 4 стандартным частотным диапазонам миллиметровых волн, и один контрольный) было по 20 горшков и 40 растений.

Результаты исследований свидетельствуют о том, что микроволновая обработка семян достоверно увеличивает площадь листа растений от 37 до 62 %, а длину стебля – от 35 до 58 % относительно контроля. При этом наблюдалась 100 % всхожесть семян.

Кроме того, в целях разработки новой эффективной экологически безопасной и низкоэнергетической биотехнологии предпосевной обработки семян овощных культур в Республике Беларусь проводились экспериментальные исследования с Белорусским НИИ овощеводства по воздействию низкоинтенсивного микроволнового электромагнитного излучения на семена овощных культур. Семена обрабатывались в различных режимах, а затем высевались в тепличных боксах НИИ овощеводства. Результаты опытов следующие:

1) на семенах капусты «Белорусская» полевая всхожесть в режимах 1 и 3 повышалась до 82 % по сравнению с контролем – 62 %;

2) на семенах капусты «Русиновская» полевая всхожесть в режиме 1 – 97,5 %, в контроле – 62 %;

3) на семенах свеклы полевая всхожесть в режиме 3 – 97 %, в контроле – 89 %;

4) на семенах моркови в режиме 1 – 55,5 %, в контроле – 48 %;

5) на семенах лука в режиме 1 – 63 %, в контроле – 54 %;

6) на семенах томатов в режиме 1 – 92 %, в контроле – 78 %;

7) на семенах огурца в режиме 1 – 97 %, в контроле – 81 %.

Полученные биометрические характеристики растений показали, что биофизическая обработка семян оказывает стимулирующее воздействие во всех режимах по сравнению с контролем, но предпочтительнее оказывается режим 1.

Таким образом, результаты проведенных исследований позволяют утверждать, что воздействие низкоинтенсивного микроволнового излучения улучшает посевные качества семян капусты, свеклы, моркови, лука, томатов и огурцов, снижает пораженность семян фитопатогенным комплексом. Из этого следует вывод, что метод резонансного воздействия электромагнитных волн низкой интенсивности СВЧ-диапазона на семена овощных культур является перспективным экологически безопасным технологическим приемом предпосевной обработки семян овощных культур.

Экспериментально подтверждено, что зависимость эффекта от частоты СВЧ-излучения, действующего на семена, носит резонансный характер. Наблюдаемые эффекты не зависели от времени воздействия и от плотности потока энергии.

Основываясь на вышеизложенных результатах теоретических и экспериментальных исследований воздействия электромагнитных полей на биологические объекты, можно сделать первоначальные выводы о механизмах этого воздействия.

Проанализированы различные методы нелинейной электродинамики для формулировки математической модели взаимодействия. Проведен электродинамический расчет клеточной мембраны как многомодовой нелинейной электродинамической структуры. Сформулирована математическая модель мембраны как системы связанных нелинейных осцилляторов, причем нелинейными являются не только резонансные частоты, но и параметры диссипации. Показано, что эффекты в миллиметровом диапазоне носят мультирезонансный характер: резонансные частоты $f = 60, 75, 94, 118$ ГГц.

Проведенные лабораторные исследования воздействия электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона на семена овощных культур подтверждают направленное влияние электромагнитного излучения на характер развития семян и сводятся к управлению происходящими в семенах восстановительными процессами, нарушенными вследствие семенной инфекции, к активации процессов биосинтеза и деления клеток.

Полученные результаты открывают широкую возможность для новых исследований в области биофизики и клеточной медицины. Дальнейшее изучение механизмов взаимодействия клеток между собой и внутреннего взаимодействия мембран с ядрами поможет понять физику взаимодействия элементарных объектов живого организма, имеющего практическое значение для медицины.

Литература

1. Karnal A. K. // L'Onde Electrique. 1989. Vol. 69, № 6. P. 70–77.
2. Olver A. D. // IEEE Proc. Pt.F. 1989. Vol. 136, № 1. P. 35–52.
3. Видулов И. К. // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1992, вып. 5. С. 3–8.
4. Власов В. И., Берман Я. И. Проектирование высокочастотных узлов радиолокационных станций. Л., 1978.
5. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966.
6. Вайнштейн Л. А., Маненков А. Б. // РЭ. 1975. Т. 18, № 9. С. 1777–1781.
7. Альтман Л. Устройства сверхвысоких частот. М., 1969.
8. Rodionova V. N., Slepyan A. Ya., Slepyan G. Ya. // XXIII General Assembly of Intern. Union of Radio Science: Abstracts. Hungary, 1992. Vol. 2. P. 344.
9. Копусов В. Н., Родионова В. Н. Перестраиваемый СВЧ-резонатор. Патент России № 1741201 от 10.01.93.
10. Родионова В. Н., Слепян Г. Я. // РЭ. 1986. Т. 31, № 10. С. 1915–1921.
11. Родионова В. Н., Слепян Г. Я., Лук Л. Н. Коаксиальный диэлектрический резонатор. А. с. 1327241 от 18.11.85.
12. Лук Л. Н., Родионова В. Н., Слепян Г. Я. // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып. 3. С. 594–596.
13. Родионова В. Н., Слепян Г. Я. // РЭ. 1989. Т. 34, № 8. С. 1767–1769.

14. *Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // СРЕМ'94. Abstracts-Boulder, USA. 1994. P. 35.
15. *Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // РЭ. 1989. Т. 34, вып. 7. С. 1358–1365.
16. *Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // РЭ. 1991. Т. 36, вып. 8. С. 1382–1385.
17. *Kuraev A. A., Natarov M. P., Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // Intern. J. Electron. 1991. Vol. 70, № 5. P. 1005–1014.
18. *Родионова В. Н., Резникова Е. М.* Устройство связи объемного резонатора. А. с. 1262608 от 02.08.84.
19. *Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // Electron. Letters. 1991. Vol. 27, № 16. P. 1427–1428.
20. *Natarov M. P., Popkova T. L., Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // J. of Com. Techn. And Electron. 1994. № 39. P. 39–45.
21. *Rodionova V. N., Slepyan G. Ya.* // IGARS-91. Intern. Geoscience and Remote Sensing Symposium: Abstracts. Finland, Helsinki, 1991. P. 146.
22. *Карпович В. А., Родионова В. Н., Слепян Г. Я.* // Международный аграрный журнал. 1999. № 5. С. 29–30.
23. *Карпович В. А., Родионова В. Н., Слепян Г. Я., Новикова О. Т.* // Международный аграрный журнал. 200. № 3. С. 8–10.

RESEARCH, DESIGN AND DEVELOPMENT IN MICROWAVES: RESONANCE SYSTEMS, DEVICES AND EQUIPMENT

V. N. Rodionova, V. A. Karpovich, G. Ya. Slepyan

We suggest our services in designing and manufacturing microwave devices and components with the needed performances in different frequency ranges and waveguide channels.

We work in the field of microwave technique approximately 25 years. We design and manufacture noise measurement systems for high sensitivity measurement of amplitude and phase noise of components of radar and communication systems (oscillators, local oscillators, amplifiers, mixers) at frequency range from 1 to 180 GHz. For this purpose we worked out microwave components (coaxial, microstrip, waveguide) in this frequency range: resonators, detectors, mixers, local oscillators, attenuators, phase shifters, directional couplers, switches, matched load and others. The main advantages of this components are wide frequency range, small insertion loss, low noise level of oscillators, very high Q-factor of resonators.

Except to outlined microwave components we may propose microwave measurement system for: measuring of phase and amplitude noise of microwave signals, measuring of dielectric parameters of various materials and so on as cm- and mm-wave range (1...180 GHz) as submm-wave range (180–405 GHz).

The high Q-factor resonators are used to make the high-quality generators of the radar and navigation systems, to carry out the spectrum and frequency measurements, to measure the material parameters, to carry out the physical investigations.

The microwave resonators are applied at the microwave electronic: the resonance and stabilization generator systems, at the measurement technique: wavemeters, filters, signal spectrum measurement systems, frequency discriminators, at the experimental physics: spectroscopy, material parameter measurement systems; as well at the elementary particles accelerators, golography, radioastronomy, etc.

Main technical parameters are : frequency range 0.6...180 GHz; Q-factor 60 000...100 000; VSWR <1.5; resonator types (23 models) cylindrical, coaxial, cylindrical, open quasyoptical, corrugated.

The resonators are made of thermostable material, the inside surface – silver or gold. They have small weight and dimensions. There is the electronic tuning of frequency.

The quality of the radar and communication systems is mainly determined by the noise characteristics of their components – oscillators, local oscillators, amplifiers, mixers.

We propose the noise measurement systems to make high sensitivity measurement of the amplitude and phase noise of the radar and communication systems components oscillators, amplifiers, mixers. The amplitude noise measurement is realized in the circuitry of the microwave amplitude detector with the input power – 100 mW. The phase noise measurement is realized in the circuitry of the two-channel frequency discriminator with the input power – 1 mW.

Main technical parameters are the followings:

- the frequency range: from 1.0 to 118.1 GHz (9 models);
- the sensitivity of measurement at the 10 kHz offset frequency
 - for amplitude noise: from minus 150 dB/Hz to minus 165 dB/Hz for the various models,
 - for phase noise: from minus 110 dB/Hz to minus 145 dB/Hz for the various models;
- input microwave power
 - for the amplitude noise measurement: from 100 mW,
 - for the phase noise measurement: from 1 mW.

The preliminary investigations made in the Research Institute for Nuclear Problems of Belarussian State University demonstrates that application of microwave energy makes it possible:

- a) to destroy of the seed and infection diseases (Corinobacterium, Fusarium oxysporum, Botritis cineerea, Sclerotinia sclerotinian and others);
- b) to increase of the seed germinating power;
- c) to sterilize of the soil and mineral substrate used in the hothouse for growing of tomatoes, cucumbers, peppers, flowers, etc., therewith the soil ferment activity is preserved;
- d) to increase the yield capacity tomatoes, cucumbers, peppers, etc. (10–15 %)

For some years we have engaged in doing research in to the creation of microwave technology of before-sowing processing of the seeds of the vegetable crops (tomatoes, cucumbers, cabbages and others). This microwave technology makes it possible:

- to destroy the seed infection diseases;
- to increase the seed germinating power;
- to augment the photosintez apparatus of the plants;
- helps quicker growth of the plants;
- to increase the yield capacity.

The basis for this technology is the information influence of the low level power microwave energy on the biological objects. This influence allows to raise the seed germinating power and the plant immunity. Application of the microwave energy for the seed the productivity has increased on 10–12 %. New effective biotechnology of the before sowing seed treatment is ecologically safe and it needs a little of energy. Nowadays low intensity of the technology of the before sowing processing of the seeds of the vegetable crops is the successfully application from processed seeds in the Belorussian hothouse farms.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МОНТЕ-КАРЛО В ПРОБЛЕМЕ ЮСТИРОВКИ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

Г. Д. Бокучава^{*}, Е. С. Кузьмин^{*}, И. С. Кутень^{},
С. А. Кутень^{***}, В. В. Жук^{*}, А. А. Хрущинский^{***}**

^{*} *Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна*

^{**} *Институт физики НАН Беларуси, г. Минск*

^{***} *НИИ ядерных проблем Белгосуниверситета, г. Минск*

Изучение свойств вещества в настоящее время немыслимо без рентгеновской, электронной или нейтронной дифрактометрии. Особенности взаимодействия тепловых и холодных нейтронов с веществом, в частности их большая проникающая способность и длина волны порядка 1–10 Å, соответствующая характерным межатомным расстояниям, обусловили широкое распространение нейтронной дифрактометрии как метода исследования физики конденсированного состояния [1]. Классическим прибором для этих целей является времяпролетный нейтронный спектрометр, в котором осуществляется регистрация нейтронов по времени пролета определенного расстояния.

В последнее время расширяется круг вопросов, связанных со структурными исследованиями, который может быть решен с помощью нейтронной дифрактометрии, особенно после создания финскими и советскими специалистами так называемых фурье-спектрометров [2–4]. При этом одним из основных направлений применения является исследование внутренних механических напряжений в деталях конструкций и конструкционных материалов, в том числе и при внешних воздействиях [1, 5].

Начальным пунктом для слежения за нейтроном обычно служит вращающийся прерыватель, модулирующий поток тепловых нейтронов после замедлителя. Момент времени, соответствующий открытому состоянию прерывателя, считается началом отсчета времени пролета нейтронов. Нейтроны затем транспортируются к образцу, рассеиваются в нем по закону Брэгга и регистрируются детектором. Спектр времени пролета нейтронов от прерывателя до детектора несет в себе физическую информацию, по которой можно в определенной степени восстановить кристаллическую структуру образца.

Важнейшими характеристиками времяпролетного нейтронного спектрометра являются его разрешение и светосила. В общем случае временное разрешение зависит от многих факторов, таких как характеристики прерывателя, длина пролета нейтронов, угловой аксептанс нейтроновода, толщина чувствительной области детектора и ее форма, толщина образца, юстировка и пр. Увеличение разрешения спектрометра обычно влечет за собой резкое увеличение времени эксперимента. Поэтому, чтобы увеличить точность эксперимента, необходимо увеличивать светосилу прибора. Одним из методов увеличения светосилы является метод временной фокусировки на детекторе [6–8]. Увеличение светосилы детектора при сохранении временного разрешения спектрометра оказывается возможным благодаря использованию кинематических условий при

дифракции нейтронов в образце. Рассеяние на образце происходит по закону Вульфа – Брэгга и угол рассеяния θ однозначно связан с длиной волны нейтрона λ . Поскольку $\lambda \sim \sin(\theta/2)$ и скорости нейтронов по выходе из мишени распределены по закону $v \sim 1/\sin(\theta/2)$, то нейтроны разных энергий, стартующие с прерывателя в один момент времени, будут достигать детектора за разное время. Однако, если расположить детектор на линии так, что полный путь нейтрона от прерывателя до детектора $L \sim 1/\sin(\theta/2)$ (линия временной фокусировки), то нейтроны разных энергий, стартующие одновременно с линии прерывателя, придут, после их дифракции на одной и той же системе отражающих плоскостей в мишени, на детектор одновременно. Вращая линию временной фокусировки вокруг оси нейтронного пучка, можно получить поверхность временной фокусировки (ПВФ), на которой и должна лежать чувствительная поверхность детектора.

Поскольку на практике требуется массовое исследование образцов, то должны применяться приборы с большой светосилой, а следовательно, и с большими размерами детекторов. Большие размеры детекторов, с одной стороны, и высокое временное разрешение, с другой, предъявляют жесткие требования к юстировке детекторного блока спектрометра. В настоящей работе предлагается исследовать эти требования путем численного моделирования детекторного блока методом Монте-Карло.

Метод Монте-Карло в настоящее время – пока единственный метод, позволяющий достаточно точно учесть основную физику явлений при весьма сложной геометрии в задаче. Для его реализации использован пакет программ MCNP (Monte-Carlo Nuclear Particles) [9]. Все расчеты были проведены нами для нейтронного дифрактометра, работающего на линии с импульсным реактором на быстрых нейтронах ИБР-2 (г. Дубна, Россия)

В данной работе методом Монте-Карло рассчитана функция отклика детектора, выяснен вклад различных рассеивателей в ширину линии спектрометра, проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными на ИБР-2.

1. Моделирование дифракции нейтронов методом Монте-Карло

Общий вид детектора по отношению к направлению нейтронного пучка (ось y) изображен на рис. 1. Исследуемый образец (мишень) расположен в начале координат. Детектор состоит из восьми секций, каждая из которых представляет собой набор (от трех до пяти) участков поверхностей конусов, аппроксимирующих ПВФ и имеющих ось симметрии вдоль направления пучка. Угловой обзор детектора составляет $70\text{--}110^\circ$. Секции покрыты защитной алюминиевой пленкой, расположенной перпендикулярно медиане секции. Материал детектора представляет собой органическое стекло (полиметилметакрилат) с равномерно распределенными в нем микрокристаллами $\text{ZnS}(\text{Ag})$ и Li^6F . Физика регистрации нейтронов основана на (n,α) -реакции с ядром ${}^6\text{Li}$. Вылетающая из ядра α -частица, имеющая энергию 4,78 МэВ, вызывает вспышку сцинтилляций в ZnS . Важнейшим достоинством сцинтиллятора является его нечувствительность к γ -излучению, что позволяет обходиться без громоздкой свинцовой защиты. В то же время низкая прозрачность к собственному излучению и наличие медленной

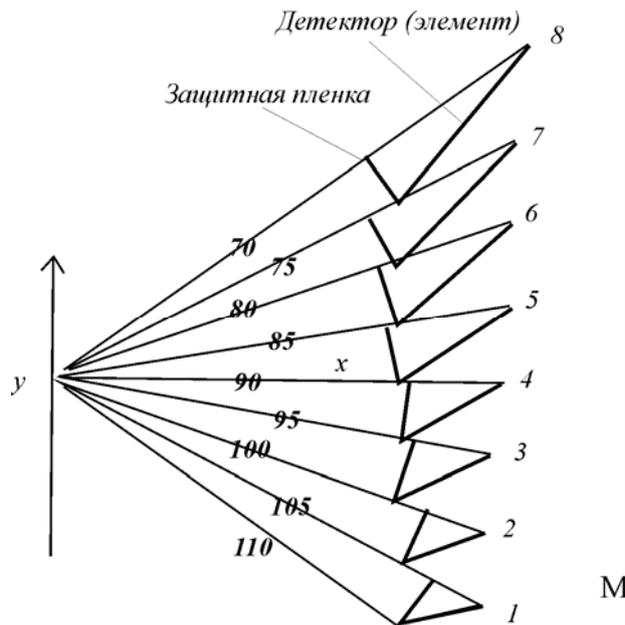


Рис. 1. Геометрия спектрометра: 70–110 (градусов) – угловые размеры детекторов (секций), М – точка юстировки первого детектора

компоненты во вспышке приводят к необходимости применения для регистрации специальной обработки светопульсов от нейтронов.

Классической схемой применения метода Монте-Карло к исследованию процессов прохождения частиц через вещество является схема «источник – детектор», т. е. в заданной точке (объеме) испускаются частицы, и затем прослеживается их путь до поглощения их в детекторе. Для решения задачи прохождения нейтронов через вещество использовался код MCNP.

Пакет предназначен для моделирования методом Монте-Карло процессов прохождения нейтронов, γ - и β -излучения через вещество. В MCNP не предусмотрено решение задач, связанных с когерентным рассеянием нейтронов на кристаллах. Поэтому мы не можем проследить полный путь нейтронов от прерывателя до детектора с учетом брэгговского рассеяния на мишени. Однако можно построить такой источник нейтронов, расположенный в общем случае в объемной мишени, который позволит рассчитать функцию отклика детектора как с учетом дифракции нейтронов на мишени, так и с учетом дрейфа нейтронов от прерывателя. Для каждого набора кристаллографических плоскостей будем рассматривать мишень как источник нейтронов с угловым и энергетическим распределением, жестко связанным условием Вульфа – Брэгга:

$$E(\theta) = n^2 * E_0 / \sin(\theta / 2), \quad (1)$$

где n – порядок дифракции, E_0 – зависящая от типа решетки постоянная:

$$E_0 = 0,5 * \pi^2 * \hbar^2 / (M_n * d)^2. \quad (2)$$

Здесь \hbar – постоянная Планка, M_n – масса нейтрона, d – расстояние между соответствующими отражающими плоскостями кристалла, θ – угол вылета нейтрона с энергией $E(\theta)$ из мишени по отношению к направлению падающего пучка. По азимутальному углу нейтроны распределены изотропно.

Модель дифракции для моделирования по методу Монте-Карло, основанная только на кинематической связи (1), наиболее адекватна случаю дифракции на поликристаллической мишени (только в этом случае нет необходимости учитывать эффекты первичной и вторичной экстинкции). Чтобы отразить время движения нейтрона в нейтронноводе от прерывателя до мишени, время старта нейтрона в мишени сдвигалось на это время. Такой источник нейтронов, моделирующий брэгговское рассеяние на поликристаллических мишенях, учитывает дисперсию времени прихода нейтронов на мишень, определяемую их энергетическим спектром.

Функция отклика в данной работе определялась как распределение вероятности моментов времени (n, α)-реакций с ${}^6\text{Li}$, входящим в состав вещества детектора. Получаемое в результате моделирования с помощью MCNP эмпирическое распределение нормировано на полное число разыгранных историй. В данной работе исследовалась только ядерно-физическая часть функции отклика детектора и не принималась во внимание часть, связанная с работой оптического и электронного трактов спектрометра.

2. Результаты MCNP-моделирования

Для исследования влияния рассеяния нейтронов в воздухе (на пути от мишени до детектора) и в алюминиевой защитной пленке моделировались различные ситуации с включением и выключением рассеяния в воздухе, алюминиевой пленке и мишени. Поликристаллическая мишень цилиндрической формы была ориентирована по падающему на нее нейтронному пучку. Для поликристаллических образцов интенсивность рефлекса пропорциональна фактору повторяемости η [10]. В работе исследовалась Fe-мишень, для которой наиболее интенсивным является рефлекс [211], соответствующий максимальному значению $\eta = 24$ в области длин волн $\sim 1\text{\AA}$. Выполненное моделирование показывает, что рассеяние в слое воздуха между мишенью и детектором не сказывается на ширине и амплитуде основной части функции отклика. Вклад рассеяния сводится к образованию небольшого пьедестала на уровне 10^{-3} к функции отклика. Пьедестал распределен по большому временному интервалу. В целом влияние воздуха приводит к уширению далекого крыла линии.

Изменение формы линии TOF-спектра для стандартной мишени (2×2 мм), обусловленное присутствием защитной алюминиевой фольги, учитывающее все факторы (воздух, конечные размеры мишени, рассеяние нейтронов в мишени), показано на рис. 2. Видно, что фактически никакого влияния фольга толщиной 0,1мм (фактическая толщина фольги) на TOF-спектр не оказывает, кроме образования вышеупомянутого пьедестала.

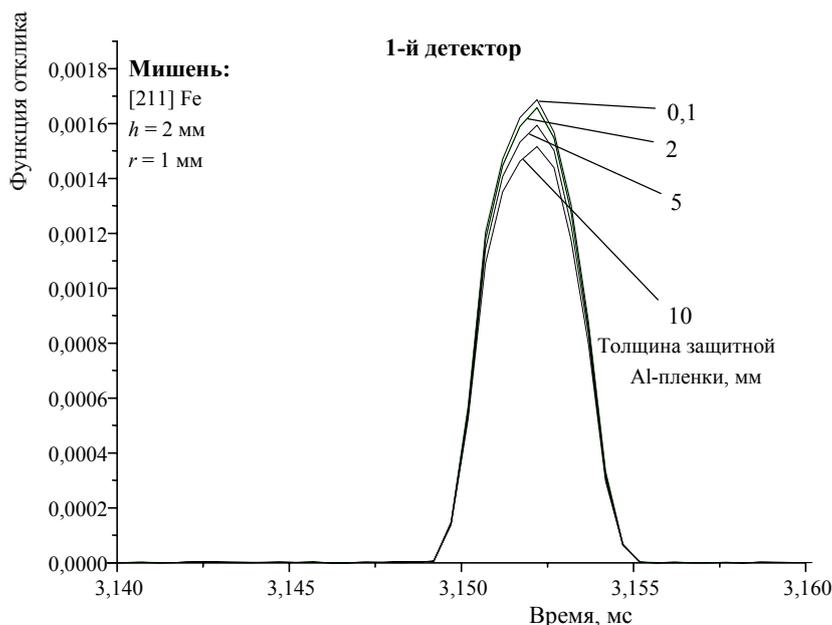


Рис. 2. Изменение амплитуды [211] – линии времяпролетного спектра для стандартной Fe-мишени из-за присутствия защитной фольги из алюминия

3. Моделирование точности юстировки детектора

Одной из задач настоящего моделирования являлось исследование влияния точности юстировки детектора на функцию отклика и, как следствие, на точность определения кристаллографических параметров. Начало системы координат помещено в центр мишени. Юстировка проводилась по углу вращения детектора вокруг вертикальной оси z вокруг фиксированной точки M (см. рис. 1, ось z перпендикулярна плоскости рисунка) с известными координатами и по сдвигу его вдоль нейтронного пучка (ось y). Эффекты неточности юстировки вдоль горизонтальной оси x являются эффектами второго порядка по отклонению, и ими можно пренебречь.

При заданной погрешности в установке детектора по углу или линейному сдвигу проводился расчет функции отклика с помощью программы MCNP. Затем по полученной функции отклика рассчитывались ее четыре первых момента $M_i, i=1, \dots, 4$, и стандартные статистические параметры [11] – дисперсия $\sigma^2 = M_2$, асимметрия A , эксцесс η :

$$M_i = \frac{1}{M_0} \sum_{k=N_{\min}}^{N_{\max}} (t_k)^i * f_k, \quad (3)$$

$$A = \frac{M_3}{M_2^{3/2}}, \quad \eta = \frac{M_4}{M_2^2} - 3,$$

где t_k – центр k -го временного бина, $k = (N_{\min}, N_{\max})$, f_k – значение функции отклика в k -м временном бине, M_0 – нормировочный множитель:

$$M_0 = \sum_{k=N_{\min}}^{N_{\max}} f_k .$$

Конкретный анализ влияния параметров юстировки на функцию отклика проводился для линии железа (кристаллографическая плоскость (211)). Поскольку для мишеней больших (несколько сантиметров) размеров основной вклад в полуширину функции отклика будет вносить протяженность мишени, то вклад неточности юстировки будет трудно выделить для мишеней большого размера. По этой причине ниже приведены результаты для мишеней малой протяженности (цилиндр радиусом $r = 1$ мм и высотой $h = 2$ мм, ориентированный по нейтронному пучку).

На рис. 3 приведены функции отклика для различных (от $0,5^\circ$ до 3°) значений отклонений углов юстировки относительно оси z . По этим функциям проводились расчеты первого, второго и четвертого моментов (рис. 4).

На рис. 5 приведен набор функций отклика при различных значениях ошибки юстировки вдоль оси y . По значениям этих функций вычислялись первые четыре момента и параметры функции отклика. Оказывается, что смещение детектора вдоль пучка на ± 5 см приводит к увеличению ширины функции отклика в 3 раза.

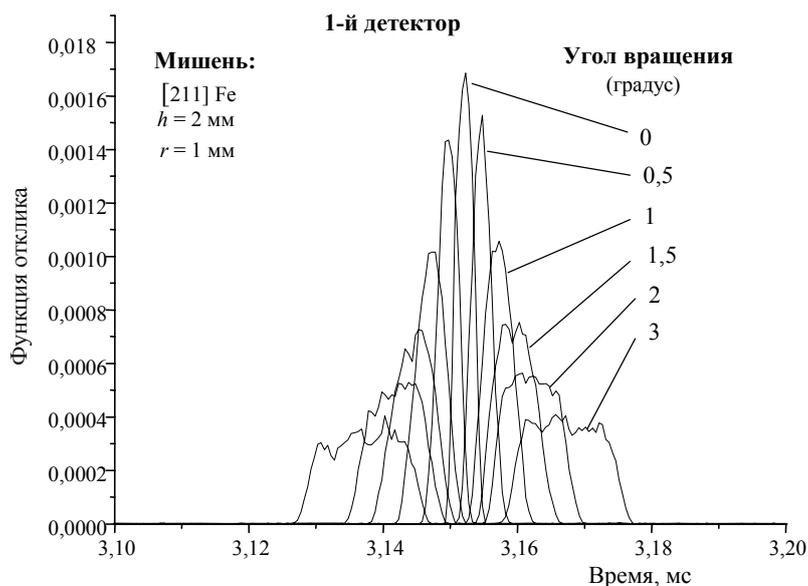


Рис. 3. Вид функции отклика при различных ошибках в углах юстировки (первая секция детектора). Непрономерованные линии слева соответствуют вращению детектора в противоположную сторону

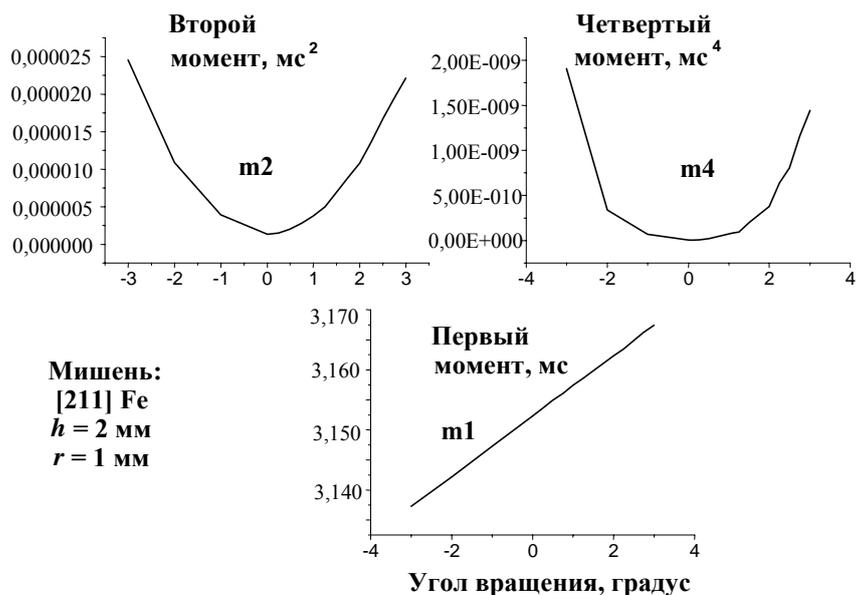


Рис. 4. Зависимость первого, второго и четвертого моментов функции отклика от точности угловой юстировки вокруг вертикальной оси z (спектры на рис. 3)

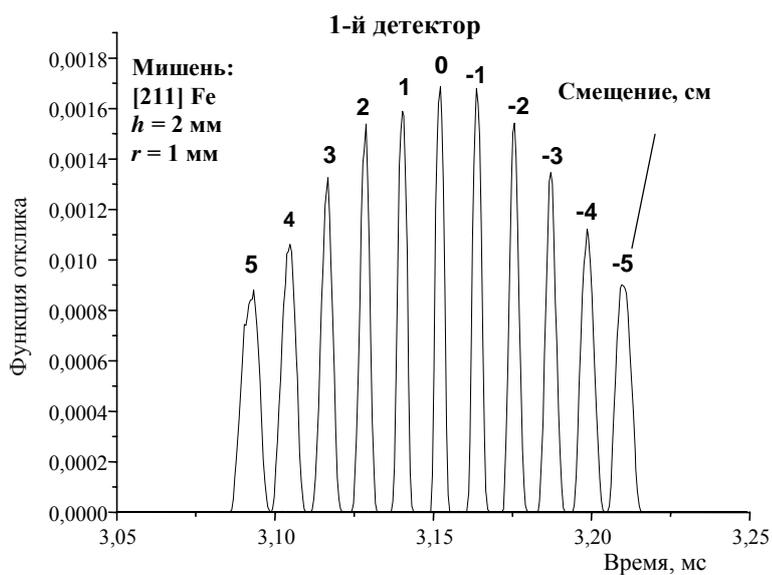


Рис. 5. Вид функции отклика при смещении детектора вдоль нейтронного пучка (ошибки юстировки по оси y)

4. Сравнение теоретических и экспериментальных ТОФ-спектров

Поскольку абсолютные значения положения и ориентации детектора для выполненных измерений [10] неизвестны, абсолютное сравнение теоретических и экспериментальных ТОФ-спектров не представляется возможным. Однако можно провести их относительное сравнение по зависимости ширины линии от угла поворота вокруг вертикальной оси z . Такое сравнение было выполнено для Fe-мишени размером $36,5 \times 5,0$ мм для отражения [211], наиболее интенсивного в ТОФ-спектре для этой мишени (рис. 6).

Из набора экспериментальных данных (подобных приведенным на рис. 6) была взята область, соответствующая наиболее интенсивному пику [211]. В предположении гауссовой формы измеряемых спектров методом нелинейного фитирования была найдена ориентационная зависимость положения пика и полуширины линии [211] при изменении угла вращения гониометра.

Ориентационная зависимость положения пика позволяет судить о величине систематической ошибки в определении межплоскостного расстояния за счет неточности юстировки. Наблюдается примерно линейная зависимость положения пика от угла вращения. В то же время второй момент определяет статистическую ошибку в определении межплоскостных расстояний. Полученная в результате моделирования угловая зависимость моментов и параметров функции отклика при вращении детектора вокруг вертикальной оси z приведена на рис. 7.

На рис. 8 приведена зависимость модельной и экспериментальной полуширины функции отклика от ошибки угловой юстировки. На эксперименте угловая юстировка осуществлялась с помощью гониометра посредством вращения детектора вокруг точки М, указанной на рис. 1. Характер ориентационной

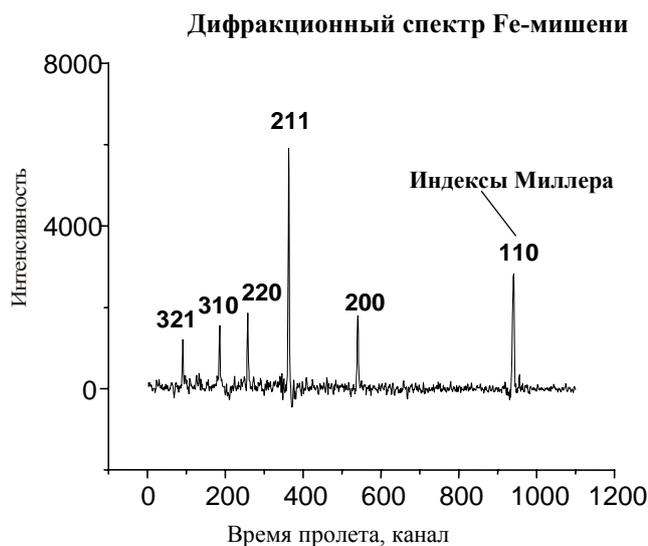


Рис. 6. Экспериментальный ТОФ-спектр нейтронного фурье-дифрактометра [12]. Цена деления канала фурье-дифрактометра составляет 4 мкс

зависимости полуширины линии при моделировании и в эксперименте одинаков. Экспериментальные и теоретические полуширины линий близки друг к другу, но теоретические спектры всегда уже экспериментальных. В минимуме ориентационной характеристики это отличие составляет 5%. Это небольшое отличие может быть отнесено за счет дополнительного вклада в ширину линии, обусловленного процессами в электронно-оптическом тракте спектрометра, которые здесь не рассматриваются.

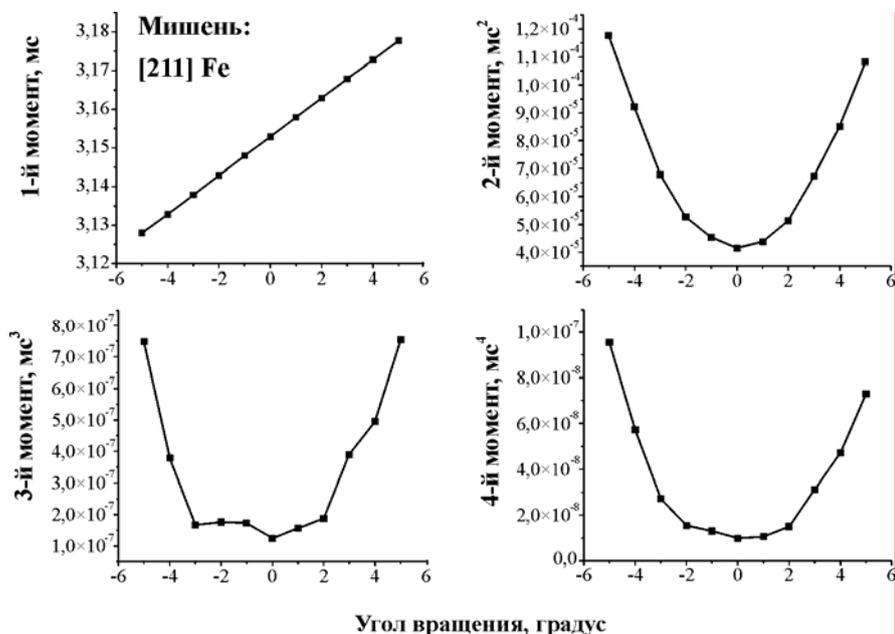


Рис. 7. Теоретическая зависимость первых четырех моментов функции отклика m_1 , m_2 , m_3 , m_4 от точности юстировки детектора по углу вокруг вертикальной оси z для Fe-мишени размером $36,5 \times 5,0$ мм

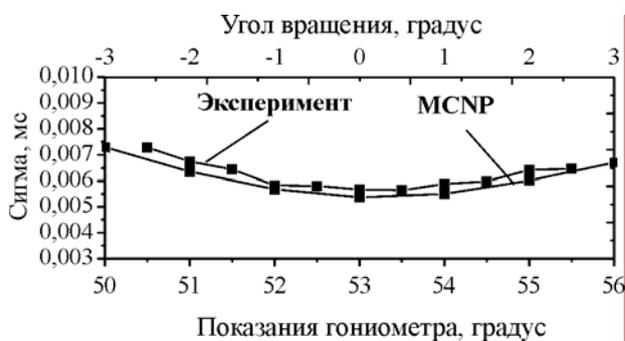


Рис. 8. Сравнение поведения полуширины экспериментального спектра и MCNP-функции отклика в зависимости от ошибки угловой юстировки для Fe-мишени размером $36,5 \times 5,0$ мм

В работе исследовано влияние точности юстировки детектора на параметры функции отклика с использованием методов Монте-Карло. Показано, что неточность в угловой юстировке по углу поворота вокруг вертикальной оси на 3–4 градуса приводит к уширению линии в 3–4 раза для мишени большого размера. Смещение детектора вдоль пучка на ± 5 см приводит к увеличению ширины функции отклика в 3–5 раз. Удовлетворительное согласие теоретического и экспериментального значений полуширины линий для Fe-мишени свидетельствует о достаточной корректности разработанной MCNP-модели дифракции нейтронов на поликристаллической мишени.

Разработанный метод может быть применен для решения и других задач, связанных с разработкой и изготовлением времяпролетного нейтронного детектора, в частности для исследования влияния конечных размеров мишени и детектора и процессов, происходящих в них, а также влияния конструкционных элементов на параметры нейтронного времяпролетного спектрометра.

Литература

1. Аксенов В. Л., Балагуров А. М. // УФН. 1996. Т. 166. С. 955–985.
2. Hiismaki P. // Proc. IAEA Symp. Neutron Inelastic Scattering. Grenoble, 1972. P. 803.
3. Pouyu H., Hiismaki P., Virjo A. // Nucl. Instr. Meth. 1975. Vol. 126. P. 421–433.
4. Аксенов В. П. и др. Нейтронный фурье-дифрактометр на реакторе ИБР-2. Дубна, 1991. Препринт ОИЯИ № РЗ – 91–172.
5. Hutchings M. T. // Nondestr. Test. Eval. 1990. Vol. 5. P. 395–413.
6. Carpenter J. M. // Nucl. Instr. Meth. 1967. Vol. 47. P. 179.
7. Holas A. // Nucleonika. 1968. Vol. 8. P. 871.
8. Александров Ю. А., Шаранов Э. И., Чер Л. Дифракционные методы в нейтронной физике. М, 1981.
9. Briesmeister J. F. (Ed.) MCNP- A General Monte-Carlo N-particle Transport, Version 4A, LA-12625, Los Alamos Natinal Laboratory, Los Alamos , New Mexico, November 1993.
10. Уиндзор К. Рассеяние нейтронов от импульсных источников. М., 1975.
11. Корн Г., Корн Е. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., 1974.
12. Бокучава Г. Д., Жук В. В., Кузьмин Е. С. Частное сообщение, 2000.

APPLICATION OF MONTE-CARLO METHODS IN PROBLEM OF ADJUSTMENT OF TIME-OF-FLIGHT NEUTRON SPECTROMETERS

G. D. Bokuchava, E. S. Kuzmin, I. S. Kuten, S. A. Kuten,
V. V. Zhuk, A. A. Khrutchinsky

The application of Monte-Carlo methods in problem of angular and spatial adjustment of time-of-flight neutron spectrometers is proposed. Results of numerical simulation are discussed.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНОЙ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ХРОМАТОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ЮНИХРОМ

**С. В. Черепица, С. В. Бычков, С. В. Гациха,
А. Н. Коваленко, А. Л. Мазаник, Н. М. Макоед**

Система ЮниХром представляет собой комплекс аппаратного и программного обеспечения, предназначенный для автоматизации хроматографических исследований, разработки хроматографических методик, проведения серийных и отдельных исследовательских анализов любой сложности [1, 2].

Название ЮниХром происходит от английского Universal Chromatography. Разработчики системы ЮниХром в слово «универсальная» вкладывают следующий смысл:

- работа с любым отечественным и зарубежным хроматографом;
- универсализация пользовательского интерфейса программного обеспечения для того, чтобы разные приборы выглядели для аналитика одинаково;
- возможность работы как с газохроматографическими, так и жидкостно-хроматографическими приборами;
- возможность выполнения любых цепочек сложных измерений, какие только могут присутствовать в отечественных ГОСТах и зарубежных стандартах на методики выполнения хроматографических измерений;
- универсальное математическое обеспечение для обсчета измеренных данных;
- спектральная арифметика;
- визуальное программирование хроматографических методик для автоматической работы системы ЮниХром с каждым конкретным хроматографом, что необходимо в случае серийных анализов на производстве;
- автоматический режим работы системы ЮниХром. Особенностью его является то, что для каждого конкретного случая алгоритм настраивается и может быть всегда изменен. Кроме этого, для пользователя всегда существует возможность вмешаться в запрограммированную методику в момент ее выполнения, изменить ее ход или откорректировать обнаруженные системой ЮниХром пики и любые другие характеристики спектра. Спектром в системе ЮниХром является измеренная хроматограмма со всеми ее атрибутами;
- взаимодействие с такими приложениями, как Microsoft® Word, Excel, Access, Internet Explorer и другие, для создания отчетов (взаимодействие с любым ПО, поддерживающим OLE Automation).

На сегодняшний день программное обеспечение системы ЮниХром работает под Win32™ операционными системами фирмы Microsoft®: Windows 95, 98 и Windows NT 4.0, Windows 2000.

Аппаратное обеспечение

Система ЮниХром является конструктивно не зависимой от источника сигнала хроматографа системой регистрации, обработки и хранения хромато-

графической информации и включает в себя два функциональных модуля: входной интегрирующий преобразователь аналогового сигнала в цифровой код и персональный компьютер с программным обеспечением системы, предоставляющим различные сервисные функции для регистрации и обработки хроматографических данных.

Аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) системы ЮниХром выполнен в виде автономного блока. Питание осуществляется от стандартной сети переменного напряжения 220 В. Блок имеет два независимых входа. Каждый вход может принадлежать к одному из двух следующих типов. Вход первого типа является потенциальным с входным сопротивлением 50 Ком. Высокий динамический диапазон регистрации входного напряжения от -3 до $+3$ В с шагом квантования 20 нВ и уровнем приведенных шумов 0,3 мкВ позволяет не только регистрировать сигнал с выхода базового усилителя, входящего в комплект с хроматографом, но и осуществлять подключение АЦП непосредственно к электрическому выходу детектора, в данном случае детектора по теплопроводности. Вход второго типа является токовым и обеспечивает измерение входного сигнала от $-0,25$ до $+0,25$ мкА с шагом квантования 2 фА при уровне приведенных шумов 5 фА. Это достигнуто благодаря имеющемуся встроенному в блоке АЦП прецизионному высокоточному усилителю малых токов. Столь низкий уровень приведенного ко входу шума и высокий динамический диапазон регистрации входного тока позволяют регистрировать сигнал как с выхода базового усилителя, входящего в комплект вместе с хроматографом, так и осуществлять подключение АЦП непосредственно к электрическому выходу ионизационного детектора, будь то пламенно-ионизационный детектор (ПИД), детектор электронного захвата (ДЭЗ), термоионный детектор (ТИД) или пламенно-фотометрический детектор (ПФД).

Подключение непосредственно к детектору хроматографа позволяет отказаться от усилителей малых токов, например ИМТ-05 или БИД-36, БИД-39, БИД-45. Высокий динамический диапазон регистрации входного тока обеспечивает регистрацию величин концентраций компонентов смеси от 100 до 0,00001 % без ручного переключения диапазонов, т. е. без вмешательства оператора. Как следствие, появляется возможность выполнять хроматографические измерения с использованием метода внутренней нормализации для количественного анализа смесей с большим диапазоном величин концентраций исследуемых компонентов. Насколько известно из публикаций, аналогов такого технического решения нет.

При биполярном режиме работы АЦП проводить измерения можно без предварительной установки нуля и полярности сигнала с помощью ручек регулировки на подключенном хроматографе.

Связь блоков АЦП нового устройства с компьютером осуществляется по стандартной линии RS-232 через последовательный порт компьютера. В блоке АЦП линия RS-232 преобразуется в линию RS-485. К одной линии RS-485 может быть подключено до 16 устройств, которые образуют так называемую «лабораторную сеть» устройств – LabNet. Схематически конфигурация построения такой сети представлена на рис. 1.

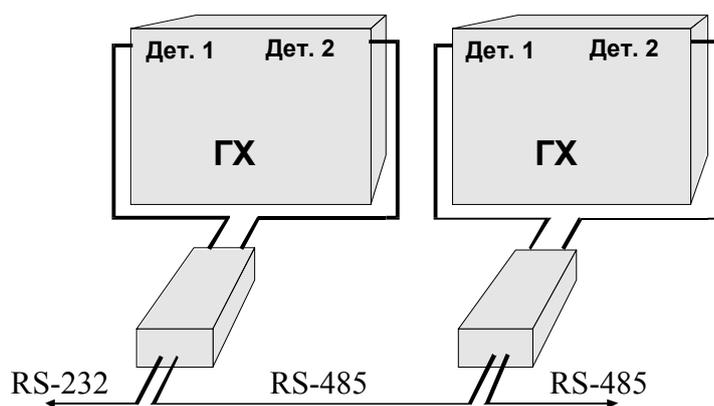


Рис. 1. Конфигурация построения лабораторной сети устройств LabNet

Именно такое сетевое решение соединения нескольких блоков АЦП, разнесенных на расстояние более 30 м, позволило подключить по 12 хроматографов к одному персональному компьютеру в контрольных лабораториях «Циклогексанон-1», «Циклогексанон-2» и «Метанол» Гродненского ПО «Азот», ЦОТК Могилевского ПО «Химволокно», ОАО «Невинномысский Азот», ОАО «Новгородский Азот» (АКРОН) и ЦЗЛ Новополоцкого ПО «Нафтан».

Программное обеспечение

Пакет программного обеспечения системы ЮниХром состоит из основного исполняемого модуля Uwin32 и драйверов поддержки различных типов хроматографического оборудования. Модуль Uwin32 является стандартным 32-разрядным приложением для Windows 95/98/Me/NT/2000. Это означает, что вся работа с программой и ее компонентами сводится к стандартным для Windows действиям по работе с окнами, файлами, другими программами и устройствами.

Идеология программы ЮниХром проста и состоит в следующем. Каждому измерению (анализу) отводится свое окно. Через это окно происходит управление процессом измерения, отображается хроматограмма и вся дополнительная информация о ней. Многооконный режим работы позволил пойти дальше. Стало возможным помимо окон ведущихся измерений на рабочем столе основной программы открывать окна для обработки измеренных и сохраненных ранее хроматограмм. Таким образом, система ЮниХром позволяет одновременно вести измерения и обработку сохраненных ранее хроматограмм в разделенных окнах. Общее число открываемых окон при этом ограничивается лишь памятью компьютера. Для управления столь большим количеством окон основная программа имеет соответствующие элементы управления на своем рабочем столе. Характерный вид рабочего окна системы ЮниХром представлен на рис. 2.

В процессе создания ПО ЮниХром разработчики учитывали многочисленные пожелания пользователей системы, работавших с так называемыми бета-версиями программного обеспечения. В результате в словаре для системы ЮниХром появилось такое основополагающее понятие, как **Окно спектра**, или

просто **Спектр**. Данная структура представляет собой окно, содержащее набор хроматограмм с соответствующими им пиками, общие свойства хроматограмм (название, длительность измерения, измерительный канал и другие параметры, вводимые пользователями), калибровочные данные и сценарий обработки хроматограмм. Благодаря структуре **Спектр** удалось реализовать возможность выполнения любых цепочек сложных измерений, спектральную арифметику, визуальное программирование хроматографических методик для автоматической работы системы ЮниХром. Оказалось возможным выполнять расчеты не только методом внутренней нормализации и внутреннего стандарта, но и методом внешнего стандарта (абсолютная калибровка). Наличие в спектре более одной хроматограммы позволило рассматривать эту структуру как универсальную библиотеку хроматографических пиков, и, соответственно, в системе ЮниХром появилась возможность идентификации пиков по таким гибким библиотекам. Именно наличие структуры **Спектр** позволило реализовать выполнение в автоматическом режиме методики газохроматографического детального углеводородного анализа и определения параметров автомобильных бензинов [3].

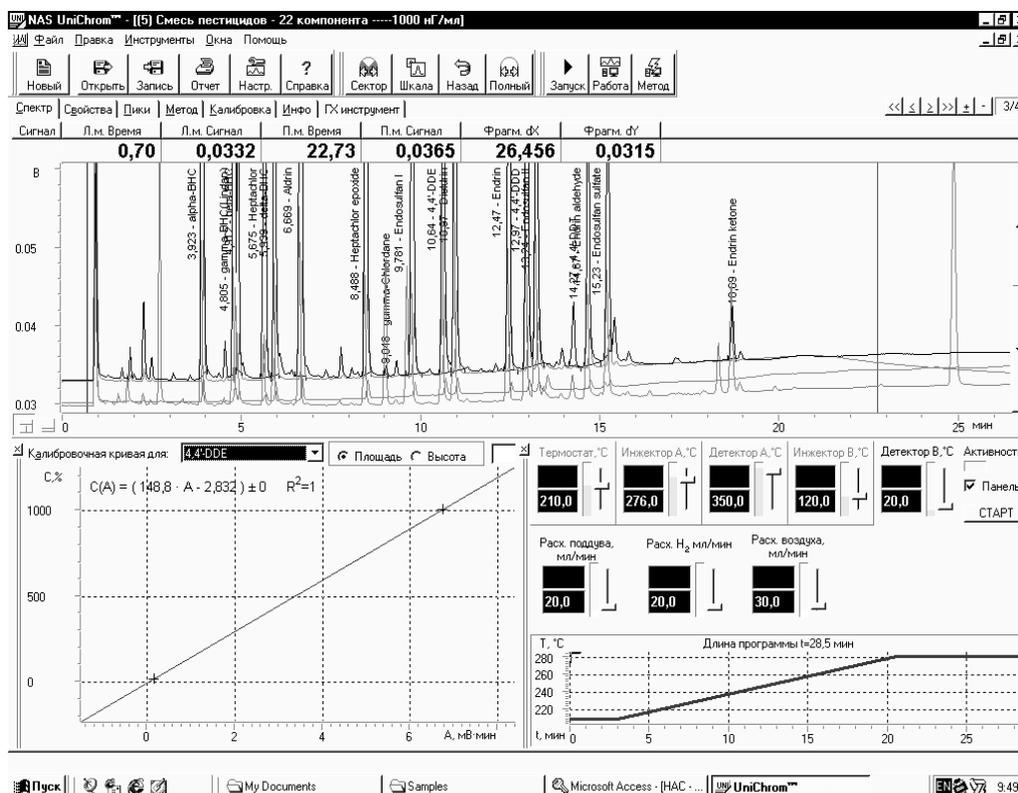


Рис. 2. Характерный вид рабочего окна системы ЮниХром

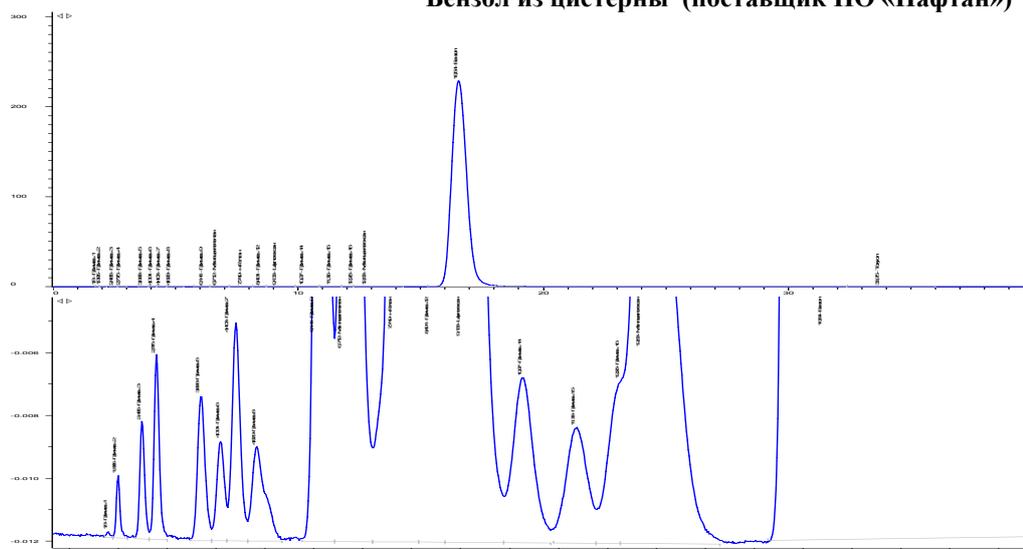
Естественным желанием разработчиков было предоставить пользователю возможности управлять основными параметрами измерительного прибора непосредственно от компьютера, не выходя из системы ЮниХром. Например, задавать температурные параметры инжектора, термостата колонок, переходной камеры, детектора, контролировать расход газов и давления в газовых магистралях. Управление установками хроматографа производится в едином стиле для различных типов приборов, что позволяет унифицировать пользовательский интерфейс. В настоящее время система ЮниХром укомплектована драйверами, позволяющими управлять работой таких распространенных приборов, как HP4890, HP5890, HP6890, Shimadzu GC17A, Кристалл-2000М, Кристаллюкс-4000 и Цвет-800.

Методики выполнения хроматографических измерений с применением системы ЮниХром

1. Количественное определение содержания примесей с использованием основного компонента (растворителя) в качестве внутреннего стандарта. Такая ситуация возникает всякий раз, когда необходимо выполнять количественные измерения содержания примесей в основном веществе. Доля основного вещества может составлять 95 % и более, в то время как содержание отдельных примесей необходимо контролировать на уровне 0,00001 % и менее. Вводить добавку в виде внутреннего стандарта не всегда представляется возможным. Часто бывает, что количество примесей достаточно большое и возможности колонки не позволяют отделить вводимую добавку от искомым примесей. К тому же процесс введения добавки часто сопряжен со значительным увеличением суммарной погрешности измерений. В качестве примера реализации измерений содержания примесей в основном веществе методом внутренней нормализации можно привести контрольные лаборатории ЦОТК Гродненского ПО «Азот» и ОАО «Невинномысский Азот», а также газокаталитическую лабораторию ЦЗЛ ПО «Нафтан». Из 19 регламентных методик выполнения хроматографических измерений 12 непосредственно связаны с определением чистоты основного вещества, будь то входное сырье или готовая товарная продукция. Проведение хроматографического анализа с измерением концентраций в динамическом диапазоне более 7 десятичных порядков требовало неотрывного присутствия операторов для своевременного переключения диапазонов чувствительности приборов. Для автоматизации измерений была выбрана система ЮниХром. Входы блоков АЦП системы были подключены непосредственно к ПИД имеющихся хроматографов: 3700, Цвет-100 и Цвет-500. Типичная хроматограмма регламентных измерений содержания примесей в исходном сырье бензоле приведена на рис. 3.

Установка и ввод в промышленную эксплуатацию систем ЮниХром в контрольных лабораториях служб контроля качества крупнейших химических предприятий Беларуси и России позволили перевести все хроматографические измерения полностью в автоматический режим.

Бензол из цистерны (поставщик ПО «Нафтан»)



Имя пика	Время выхода, мин	Площадь, мВ·мин	Концентрация, об. %
Примесь 1	1,800	0,01692	0,00001
Примесь 2	1,995	0,17258	0,00011
Примесь 3	2,485	0,42850	0,00026
Примесь 4	2,776	0,73053	0,00045
Примесь 5	3,688	0,84110	0,00052
Примесь 6	4,091	0,58988	0,00036
Примесь 7	4,403	1,38468	0,00086
Примесь 8	4,829	0,94460	0,00058
Примесь 9	6,141	11,54775	0,00713
Метилциклопентан	6,712	24,76129	0,01529
н-Гептан	7,749	36,76245	0,02271
Примесь 12	8,491	8,87329	0,00548
Циклогексан	9,133	30,99220	0,01914
Примесь 14	10,267	2,60147	0,00161
Примесь 15	11,363	1,87776	0,00116
Примесь 16	12,261	1,50891	0,00093
Метилциклогексан	12,827	21,69016	0,01340
Бензол	16,536	161754,05000	99,90352
Толуол	33,747	10,49359	0,00648

Рис. 3. Пример регистрации хроматограммы с динамическим диапазоном концентраций компонентов более 10^7 порядков.

Хроматограф Цвет-100, система ЮниХром, регистрация прямо с ПИД

2. Методика газохроматографического определения этилового спирта в жидких биологических средах организма. Уникальные возможности системы ЮниХром по автоматическому созданию сложных отчетов средствами Microsoft® Word™ и Microsoft® Excel™ можно наглядно продемонстрировать на примере выполнения методики № МН 1329-2000 [4] хроматографического определения остаточного содержания этилового спирта в крови, моче и слюне. Перед началом измерений лаборант вносит в соответствующие поля раздела «Свойства» формальные данные из направления на проведение анализа: ФИО гражданина(ки), год рождения, кто направил, дата и время и т. д. После выполнения хроматографического анализа программа по заранее созданному шаблону ToxEtanol.xlt на основании выполненного измерения и введенных формальных данных подготавливает итоговый отчет и выдает его в формате Excel.

Распечатанный протокол полностью соответствует утвержденной официальной форме химико-токсикологического анализа. Одновременно данные итогового документа заносятся в базу архива с помощью технологии, названной «расширения ЮниХром». С помощью модулей расширения можно реализовать связь практически с любой информационной системой масштаба подразделения или предприятия. Система управления базой данных всех выполненных анализов написана на Borland® Delphi™ 4.0 и реализована в виде самостоятельного приложения программы-редактора «Журнал учета выполненных анализов химико-токсикологической лаборатории».

За время эксплуатации систем в химико-токсикологических лабораториях Минского городского и Гродненского областного наркодиспансеров, а также Управления Белорусской государственной службы судмедэкспертизы по Витебску и Витебской области выполнено более 200 000 официальных анализов.

3. Методика газохроматографического определения параметров автомобильных бензинов. Возможность программного обеспечения системы ЮниХром проводить идентификацию сложных хроматограмм, содержащих несколько сотен пиков, в том числе и не полностью разрешенных, позволила автоматизировать хроматографические измерения детального углеводородного анализа и показателей качества бензинов и бензиновых фракций. По результатам только одного газохроматографического измерения образца бензина по МВИ № МН 998-99 [3, 5, 6], длящегося порядка 40 мин, можно определить в комплексе такие важные его характеристики, как:

- детальный углеводородный и групповой состав (соответствует ASTM D5134);
- содержание ароматических соединений (соответствует ГОСТ 6994 и ASTM D5580);
- содержание непредельных углеводородов (соответствует ГОСТ 8997 и ГОСТ 2070);
- фракционный состав (соответствует ГОСТ 2177);
- октановое число по исследовательскому методу (соответствует ГОСТ 8226 и ASTM D2699);
- октановое число по моторному методу (соответствует ГОСТ 511 и ASTM D2700);
- давление насыщенных паров (соответствует ГОСТ 1756 и ASTM D2889);
- плотность (соответствует ГОСТ 3900 и ASTM D4052).

Приведем краткую форму протокола анализа бензина с диаграммой фракционного состава, полученного с помощью системы ЮниХром.

Протокол анализа бензина № 18

Файл: C:\Unichrom\DB – Petroleum Products\Column HP-1 19091Z-115\Товарный бензин. \$\$\$

Спектр: ТОВАРНЫЙ БЕНЗИН (DATE: 21.10.98. TIME: 15.43)

Хроматограмма: АЗС-IV г. Минск: Новополоцкий НПЗ RON 82,0 MON 77,0

Индивидуальный состав (обработано 322 пика)

№	Название	t'	I лин	I лог	об. %	масс. %	мол. %	г/л	мол/л
1	Этан	0,05	200,00	200,00	0,023	0,017	0,054	0,130	0,004
2	Пропан	0,16	300,00	300,00	0,340	0,266	0,562	1,969	0,045
3	2-метилпропан	0,32	354,19	366,44	0,776	0,584	0,937	4,325	0,074
4	1-бутен	0,41	385,20	390,40	0,020	0,016	0,027	0,118	0,002
5	н-бутан	0,46	400,00	400,00	3,297	2,599	4,173	19,265	0,331
6	Транс-2-бутен	0,51	406,52	410,60	0,012	0,010	0,017	0,075	0,001
7	2,2-диметилпропан	0,53	409,19	414,63	0,024	0,020	0,025	0,146	0,002
8	Цис-2-бутен	0,59	416,56	425,01	0,013	0,011	0,018	0,079	0,001
9	3-метил-1-бутен	0,81	445,19	457,43	0,008	0,006	0,009	0,048	0,001
10	Циклобутан	0,85	450,11	462,07	0,000	0,000	0,000	0,002	0,000
11	2-метилбутан	0,96	464,74	474,76	7,571	6,381	8,253	47,296	0,656
12	1-пентен	1,11	483,76	489,15	0,018	0,016	0,021	0,115	0,002
13	2-метил-1-бутен	1,18	493,27	495,65	0,033	0,029	0,039	0,216	0,003
14	н-пентан	1,24	500,00	500,00	8,027	6,834	8,839	50,652	0,702
15	Транс-2-пентен	1,33	504,60	507,51	0,040	0,036	0,047	0,263	0,004
16	Цис-2-пентен	1,44	509,72	515,29	0,018	0,016	0,022	0,122	0,002
		
320	н-пентадекан	48,26	1500,00	1500,00	0,006	0,007	0,003	0,049	0,000
321	1-гексадекен	50,64	1590,71	1590,93	0,005	0,005	0,002	0,040	0,000
322	н-гексадекан	50,88	1600,00	1600,00	0,008	0,009	0,004	0,065	0,000
Всего:					100,000	100,000	100,000	741,178	7,943

Групповой состав

Группа	об. %	масс. %	мол. %	г/л	мол/л
Парафины	24,190	21,227	24,734	157,333	1,965
Изопарафины	32,484	29,333	30,100	217,411	2,391
Ароматика	32,548	38,412	34,363	284,700	2,729
Нафтены	9,253	9,570	9,504	70,933	0,755
Олефины	0,992	0,931	0,963	6,897	0,076
Оксиданты	0,003	0,003	0,004	0,024	0,000
Неизвестные	0,530	0,524	0,332	3,880	0,026

Показатели качества

Количество вещества, мол/л:	7,94
Содержание кислорода, масс. %:	7,16E-04
Содержание водорода, масс. %:	1,35E+01
Плотность, г/л:	741,18
Октановое число по моторному методу:	77,10
Октановое число по исследовательскому методу:	82,38
Давление насыщенных паров (по фракциям): (449,66 мм рт. ст.)	59,949 кПа
Давление насыщенных паров (по индивидуальным компонентам):	62,602 кПа (469,56 мм рт. ст.)
Фракционный состав по ГОСТ 2177А	% отгона н.к. 10 50 90 к.к.
	Т отгона 40,19 59,11 100,26 155,96 190,46

Сравнительный анализ параметров бензинов, измеренных газохроматографическим методом в исследовательских лабораториях трех организаций: Государственный экспертно-криминалистический центр (ГЭКЦ) МВД РБ, НИИ ЯП БГУ и ЦЗЛ Мозырского НПЗ, показал, что воспроизводимость параметров, рассчитанных по хроматограмме, превосходит воспроизводимость соответствующих методов по ГОСТам. В настоящее время газохроматографическая методика определения детального углеводородного состава и основных параметров бензинов и бензиновых фракций внедрена и успешно эксплуатируется в ЦЗЛ Мозырского НПЗ, в государственном экспертно-криминалистическом центре МВД РБ, в лаборатории аналитических исследований НИИ ЯП БГУ. Стабильность воспроизводимости результатов позволяет четко выявлять несоответствие продуктов ГСМ их сертификатам, когда имеются факты фальсификации смешения и разбавления ГСМ.

Пользователями данной методики анализа основных параметров бензинов могут быть любые производители, поставщики, переработчики или получатели нефтепродуктов или нефтяных фракций, а также контрольные лаборатории и организации по исследованию нефти и нефтепродуктов.

В настоящий момент лаборатория аналитических исследований НИИ ЯП БГУ аккредитована на независимость и техническую компетентность для проведения испытаний автомобильных бензинов. Аттестат аккредитации ВУ/112.02.0.1.0384.

4. Методика выполнения измерений компонентного состава, определение теплоты сгорания, относительной плотности и числа Воббе природного горючего газа. На сегодняшний день теплотворная способность природного горючего газа измеряется двумя методами. Первый метод основан на калориметрии, а второй метод – на определении компонентного состава газа с последующим расчетом его теплоты сгорания. При этом калориметрию применяли и применяют теплоэнергетики, т. е. потребители газа, а поставщики газа – газодобывающие и газотранспортирующие предприятия – определяют состав газа и по полученным данным о компонентном составе рассчитывают такие его параметры, как теплота сгорания, плотность, относительная плотность и число Воббе.

В настоящее время на Западе результаты определения теплоты сгорания, полученные двумя этими методами, согласуются в пределах 0,1 %. В России и Беларуси расхождения нередко достигают 1–1,5 %, что приводит к конфликтным ситуациям при взаимозачетах за газ. Исследование причин расхождений показало, что они связаны с рядом моментов, среди которых: класс точности применяемых приборов и настройка их на соответствующие границы (поставщик завышает, а потребитель занижает свой результат в пределах нормированной погрешности); некорректная градуировка хроматографа и, как правило, неграмотная интерпретация результатов; отсутствие или несоблюдение методики выполнения измерений, разработанной для данного типа хроматографа; недостоверность и непредставительность отобранной для анализа пробы газа; сравнение результатов, полученных на приборах поставщика и потребителя, разнесенных на значительное расстояние; высокая влажность газа. В целях решения указанных выше противоречий по заданию ГП «Белтрансгаз» была

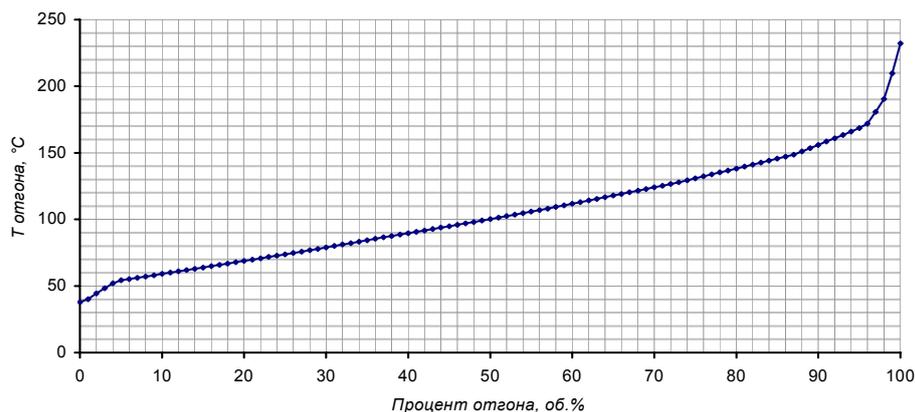


Рис. 4. Кривая дистилляции, полученная по данным детального углеводородного анализа разработана и аттестована в Госстандарте методика выполнения измерений компонентного состава, определения теплоты сгорания, относительной плотности и числа Воббе природного горючего газа № МН 1140-99 [7]. Погрешность определения теплотворной способности газа не превышает 0,2 % (см. рис. 4). Данная методика внедрена и успешно используется в центральной химической лаборатории ГП «Белтрансгаз», в ЦОТК Гродненского ПО «Азот», ОАО «Невинномысский Азот» и ОАО «Новгородский Азот» (АКРОН).

Метрологическое обеспечение системы

Система ЮниХром сертифицирована и занесена в Государственный реестр средств измерений Республики Беларусь № РБ 03 09 7202 98 и № 19675-00 в Госреестр Российской Федерации.

В соответствии с техническими условиями ТУ РБ 14597800.001-98 необходимо один раз в год проводить метрологическую поверку системы ЮниХром. Ее проводят в соответствии с методикой поверки МП 330-97.

В качестве технических средств поверки системы используется генератор тестовых сигналов специальной формы ГТС-1. Прибор ГТС-1 выдает прецизионные гистограммы тока и напряжения определенной, задаваемой по программе, формы и амплитуды в широком динамическом диапазоне. Получаемые гистограммы имитируют реальные хроматограммы.

Хроматографический комплекс в комплекте с системой ЮниХром согласно ГОСТу 26703-93 и ГОСТу 8.485 может быть поверен в соответствии с разделом «Оперативный контроль погрешности», используемой МВИ.

В настоящее время в контрольных и исследовательских лабораториях различных организаций и предприятий Республики Беларусь и Российской Федерации установлено и успешно эксплуатируется более 200 систем ЮниХром. Применение данной системы при проведении хроматографических исследований

позволяет существенно увеличить метрологические параметры имеющегося парка аналитического оборудования, автоматизировать процесс измерений, существенно ускорить обработку экспериментальных данных, подготовку итоговой отчетной документации, передачу аналитических данных в информационную систему предприятия.

Литература

1. ТУ РБ 14597800.001-98. Система регистрации, хранения и обработки спектрометрической информации ЮНИХРОМ.
2. *Соболев В. С.* // Приборы и системы управления. 1998, № 1. С. 55–63.
3. МВИ № МН 998-99. Методика газохроматографического определения параметров автомобильных бензинов.
4. МВИ № МН 1329-2000. Методика газохроматографического определения этилового спирта в жидких биологических средах организма.
5. *Черепица С. В., Бычков С. М., Гациха С. В. и др.* // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2000. Т. 66, № 2. С. 58–66.
6. *Charapitsa S. V., Bychkov S. M., Kavalenka A. N. et al.* // Proc. Intern. Conf., Pittsburg, March 13–17 2000. P. 1621.
7. МВИ № МН 1140-99. Методика выполнения измерений компонентного состава, определение теплоты сгорания, относительной плотности и числа Воббе природного горючего газа.

APPLICATION OF THE CHROMATOGRAPHIC DATA SYSTEM UNICHROM

**S. V. Charapitsa, S. M. Bychkov, S. V. Gatsiha,
A. N. Kavalenka, A. L. Mazanik, N. M. Makaed**

The chromatographic data system UniChrom is the software and hardware complex intended for the full automation of chromatographic measurements. This product is positioned for serial and unique analysis of any kind of complexity. System is suitable for both industrial and research laboratory.

Using UniChrom in laboratory can give a new life to existing equipment and tie it together with new one. UniChrom protects investments in analytical equipment and unifies instrumentation control for both legacy and new devices.

UniChrom system allows connection up to 16 chromatographs to one computer and simultaneous work with them. Each chromatographic device can use 2 channels (total 32 channels).

UniChrom directly controls of HP-4890, HP-5890, HP-6890 (Hewlett Packard), GC-17A (Shimadzu), Crystall-2000M (Russia) and «Tswett-800» (Russia).

For automation of chromatographic instruments that have only analog outputs it was developed an ADC Lnet (analog to digital converters laboratory network). ADC Lnet blocks allow connection up to 32 measuring channels through only one standard PC serial port RS-232. Lnet devices are connected in RS-485 chain. Network uses bus topology and proprietary protocol called Lnet. Segments can be up to 50m long. Conversion of RS-232 to RS-485 is made by one of ADC block. Lnet blocks use well-known chip AD7710 (Analog Devices) that provides 20–24 bit resolution depending on sampling rate.

The ADC Lnet blocks can be connected directly to the detector of a chromatograph, without any additional amplifiers. This solution makes possible shorten analog cable length to less than 1m, and connect to computer chromatographs of *almost any type*.

ADC Lnet have built-in low-current amplifiers. Noise level for input current and voltage is $1 \cdot 10^{-14}$ A and 0.3 mV, respectively. Low current channel can be connected directly to the ionization detectors (flame ionization detector – FID, electron capture detector – ECD, nitrogen phosphorus detector – NPD). Registration of the components concentrates in range of 0.00001 – 100 % takes place without a operator intervention. The real dynamical range of a measurement is 10,000,000.

The automatic report generation uses capabilities of MS Word, MS Excel, MS Access and other OLE Automation capable applications.

UniChrom data system allows development of complex methods for chromatogram data processing. For example, Detailed Hydrocarbon Analysis (DHA) and prediction of the basic parameters for petroleum fractions are successfully implemented in Novopolotsk and Mozyr Oil Refineries (Belarus). Automatic report generation with an automatic calculation is made using MS Office templates.

State Metrology Committees of Belarus and Russia certify the UniChrom system. More than 250 of such systems are exploited in the enterprises of Belarus and Russia.

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ В ОБЛАСТИ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ВОЛНОВОЙ ДИАГНОСТИКИ МАТЕРИАЛОВ И СРЕД

В. И. Иванов, А. Н. Лазарчик

Основной направленностью научно-технической деятельности лаборатории физики быстропротекающих процессов НИИ ЯП является разработка методов и систем многопараметрической диагностики материалов и сред, основанных на использовании оптического, ультразвукового и радиоволнового излучений.

В первые годы существования лаборатории доминирующей задачей являлась разработка методов и систем дистанционной лазерной диагностики стохастических рассеивающих поверхностей и сред для решения ряда прикладных специфических задач. На основе имеющегося задела в области дистанционной лазерной диагностики [1–4] с учетом специфики решаемых задач и их применения выполнен комплекс работ для дистанционного определения оптических характеристик атмосферы и океана, поверхностного волнения, дистанционной спектрометрии сверхмалых акустических колебаний и отражающих характеристик шероховатых поверхностей [5–23]. Предложены новые способы и разработаны системы измерения оптических характеристик рассеивающих сред на комбинированных трассах «атмосфера – гидросфера» [5–7], подстилающей поверхности [8]; лазерно-локационного определения объемных характеристик объектов, панорамной лазерной диагностики мелкомасштабного поверхностного волнения для дистанционного обнаружения подводных течений, взрывов и движущихся заглубленных объектов по их поверхностным проявлениям [9–19]; частотной лазерной спекл-спектрометрии сверхмалых акустических колебаний шероховатых поверхностей для дистанционной вибродиагностики объектов, а также их классификации на основе анализа собственных акустических колебаний и ряда других физических параметров [8, 20–23].

В постчернобыльский период, характеризующийся достаточно высоким уровнем загрязнения окружающей среды радионуклидами и химическими веществами техногенной природы, направленность деятельности лаборатории существенно изменилась.

С момента чернобыльской катастрофы большая часть населения республики хронически испытывает достаточно сильное мутагенное давление сочетательного типа, включая радиационные и токсические воздействия. Данный фактор может оказать критическое влияние на генетический статус человеческой популяции в Республике Беларусь, например в форме резкого увеличения частоты и тяжести генетических и онкологических заболеваний. Поэтому важной задачей является минимизация дополнительных лучевых нагрузок на организм человека, в частности, обусловленных рентгеновскими методами диагностики в медицинской практике. В этом плане совместно с 29-й поликлиникой г. Минска, РНПЦ «Кардиология» и предприятием «КОНФОРМ» лабораторией разработаны и созданы опытные образцы приборов, основанные на энергетической и много-частотной ультразвуковой доплеровской локации тканей и сосудов человека, позволяющие минимизировать, а в ряде случаев полностью исключить рентгенов-

ское излучение при диагностике заболеваний лобных и гайморовых пазух, диагностике мозгового кровообращения, коронарографии.

В условиях высокого мутагенного риска в постчернобыльский период чрезвычайно важной задачей является оперативная оценка и прогноз генетических изменений у населения республики. Вместе с тем объективная оценка генетического здоровья нации может быть получена только при осуществлении широкомасштабного постоянно действующего мониторинга поглощенных биологических доз радиоактивного излучения организмом человека с выявлением генетических изменений.

Оптимальным методом оценки генетического дрейфа и реконструкции поглощенных биологических доз является цитогенетический метод, основанный на анализе структурных и числовых aberrаций хромосом человека. Однако в связи с необходимостью анализа и систематизации информации большого количества цитогенетических препаратов и трудоемкостью их анализа, особенно в случае оценки числовых aberrаций, реализация цитогенетического метода в рамках широкомасштабного генетического мониторинга требует создания сети диагностических лабораторий, оснащенных 10–15 специальными высокопроизводительными компьютеризированными системами анализа хромосом.

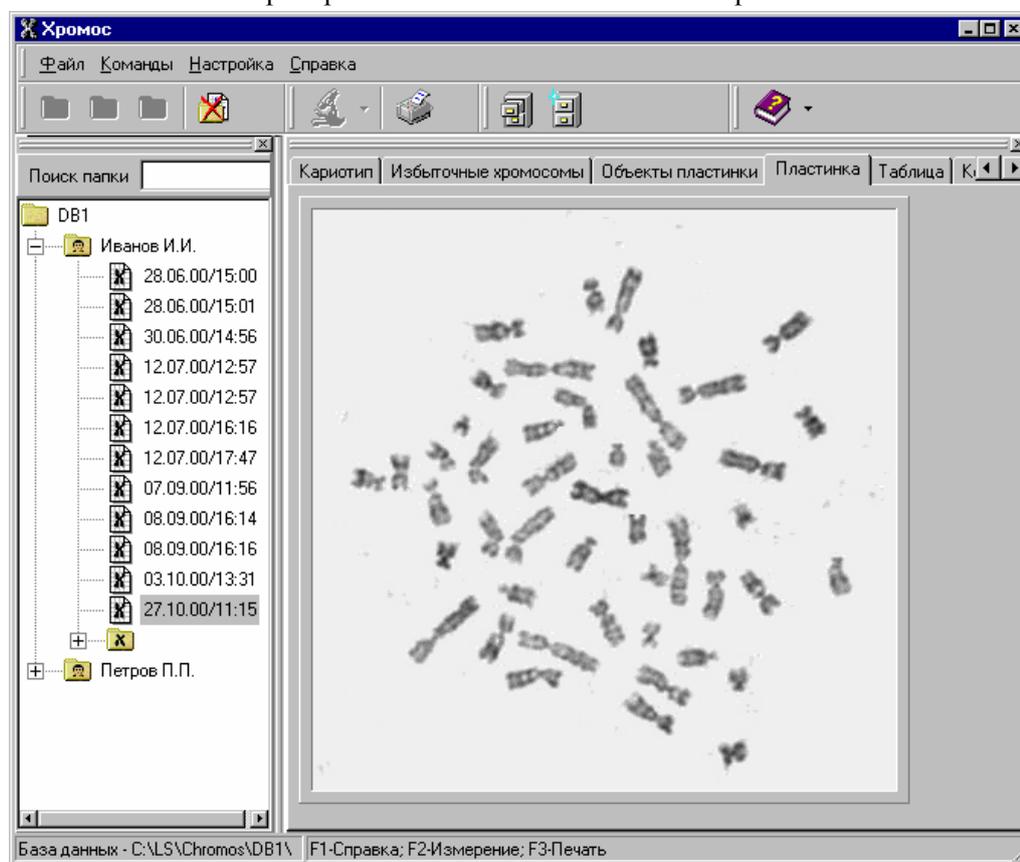


Рис. 1. Исходное изображение метафазной пластинки

Высокая стоимость зарубежных аппаратов и отсутствие отечественных разработок в этой области обусловили необходимость разработки и создания относительно недорогих компьютерных систем для генетического мониторинга.

Одним из первых шагов в этом направлении явилась разработка и создание в сотрудничестве с НИКИ радиационной медицины и эндокринологии в рамках программы «Радиоэкология» компьютерного анализатора хромосом [24], обеспечивающего повышение производительности анализа хромосом и реконструкции поглощенных биологических доз более чем в 100 раз, по сравнению с традиционными методами визуальной микроскопии, преимущественно используемой в Республике Беларусь.

Аппаратная часть системы включает высокоразрешающий оптический микроскоп, блок съема, выполненный на основе цветной камеры с жестким расстром, и цифровую кодировку изображений цитогенетических препаратов, блок управления шаговыми приводами предметного стола и узла точной фокусировки микроскопа, скоростную ПЭВМ.

Программная часть системы обеспечивает ввод и электронное редактирование изображения биопрепарата, сегментацию изображения на отдельные изолированные объекты, решение задачи распознавания: является ли каждый конкретный

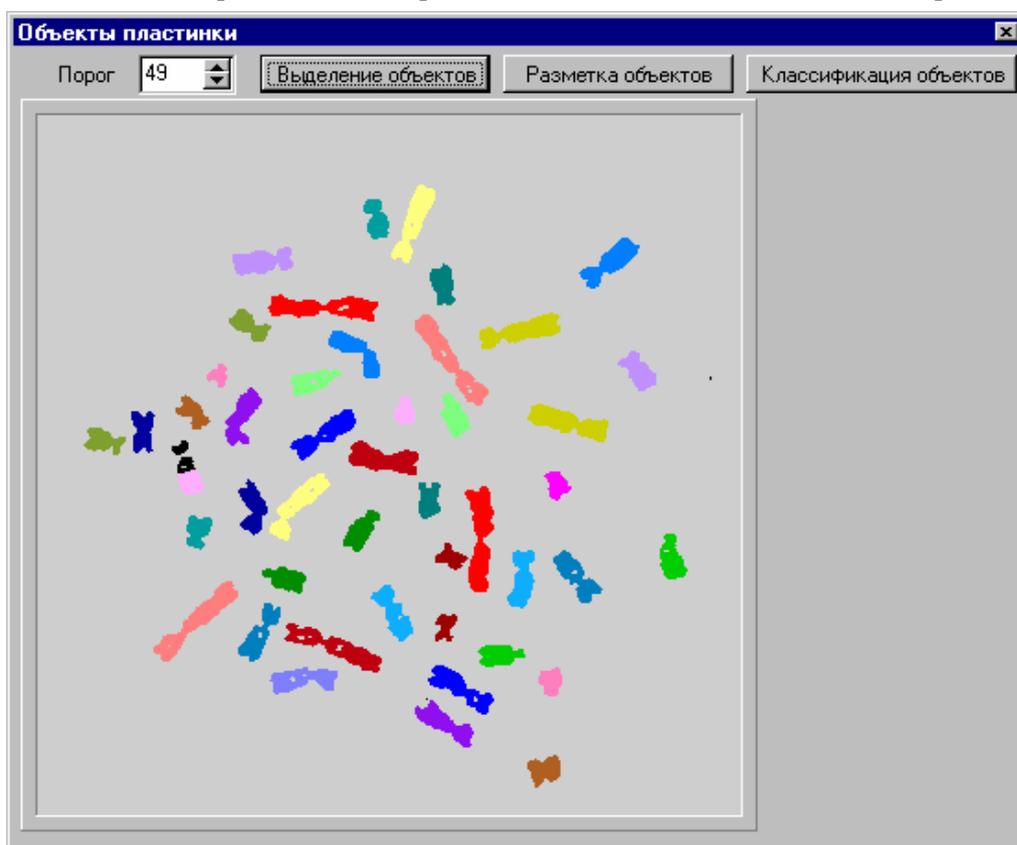


Рис. 2. Объекты пластинки, выделенные процедурой сегментации изображения

объект хромосомой, если да, то осуществляется измерение его морфометрических параметров, таких как площадь хромосомы, ее длина, периметр, длины плеч, по которым вычисляются плечевой и центромерный индексы хромосомы, суммарная длина всех хромосом и осуществляется нормировка длины каждой хромосомы по отношению к суммарной длине всех хромосом конкретной группировки (метафазной пластинки). Затем осуществляется классификация хромосом по их длине и центромерному индексу и построение кариотипа (т. е. портрета биологического вида) в соответствии с Денверской международной классификацией. Одновременно ведется учет дицентрических и кольцевых хромосом, являющихся маркерами радиационного воздействия, пропорциональная зависимость между частотой появления и дозой, как показано рядом исследователей, становится устойчивой с дозы в 0,02 Гр.

В отличие от известных систем автоматизированного анализа хромосом программная часть данной системы ориентирована на обработку больших массивов хромосомного материала. Интерфейс пользователя оптимизирован для задач массового обследования населения и позволяет оператору быстро подбирать наилучшее сочетание автоматических методов анализа и ручной корректировки их результатов на всех этапах обработки метафазной пластинки. Это дает возможность значительно повысить стабильность и достоверность результатов анализа.

На приведенных рисунках показаны программные окна, отображающие основные стадии анализа метафазной пластинки препарата.

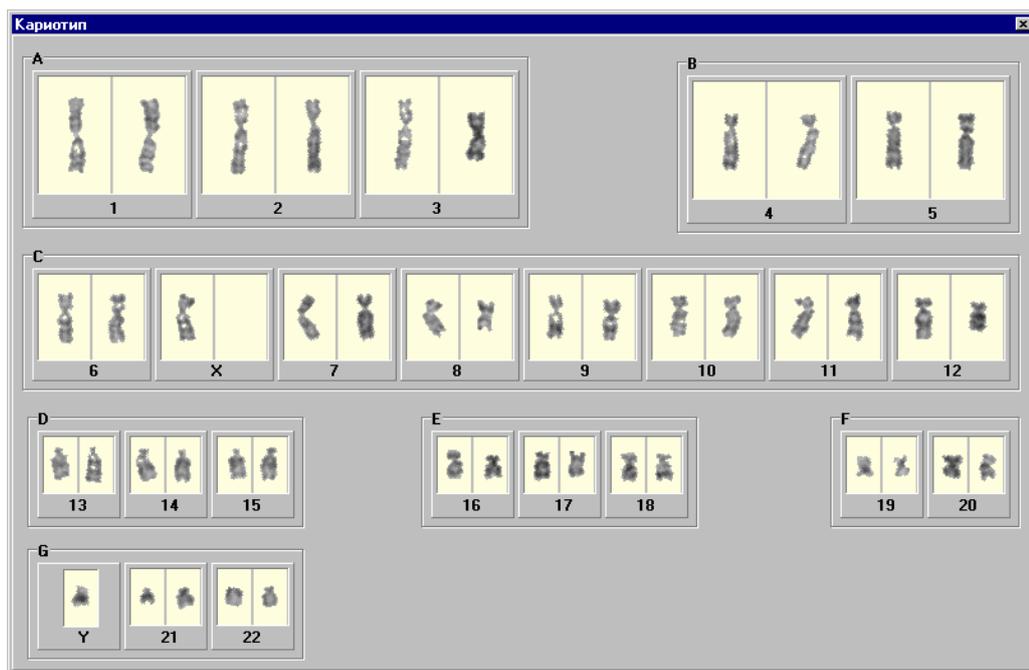


Рис. 3. Кариотип, построенный по результатам классификации объектов

Все алгоритмы, использованные в программе (выделение объектов, их разметка и классификация), являются оригинальными и по ряду показателей превосходят аналогичные известные алгоритмы.

Наряду с высокой производительностью одним из самых важных достоинств компьютерного анализа является возможность обнаружения начальных аномалий хромосом по числовым характеристикам их морфометрических признаков, а также автоматическое построение и документирование кариотипа.

Для полной реализации достоинств компьютерного анализа хромосом требуется совершенствование методик подготовки цитогенетических препаратов, в частности, направленных на минимизацию вариабельности длины хромосом в различных метафазных пластинках, минимизацию числа клеток, включившихся во 2-й и 3-й митозы; обеспечение оптимального разброса хромосом, минимизирующего число их поперечных наложений и исключаяющих продольные наложения; совершенствование методов окраски хромосом, повышающих их контрастность для возможности четкого обнаружения центромеры, спутников хромосом, хромосомного материала.

Хромосома	Площадь	Длина	П.индекс	Ц.индекс
A1(1)	513	57.1	1.08	0.48
A1(2)	551	57.6	1.11	0.47
A2(1)	538	56.2	1.58	0.39
A2(2)	509	55.6	1.96	0.34
A3(1)	466	54.7	1.43	0.41
A3(2)	422	38.5	1.10	0.48
B4(1)	411	43.0	2.54	0.28
B4(2)	403	44.0	2.86	0.26
B5(1)	432	44.9	2.84	0.26
B5(2)	446	43.7	1.53	0.40
C6(1)	362	38.1	1.79	0.36
C6(2)	360	38.4	1.42	0.41
CX(1)	333	36.3	1.39	0.42
CX(2)				
C7(1)	304	35.5	1.41	0.42
C7(2)	359	35.6	1.88	0.35
C8(1)	268	28.7	1.61	0.38
C8(2)	214	23.6	1.29	0.44
C9(1)	297	33.4	1.74	0.36
C9(2)	313	33.2	1.93	0.34
C10(1)	307	31.0	2.17	0.32
C10(2)	309	32.2	1.98	0.34
C11(1)	311	33.7	2.06	0.33
C11(2)	321	33.5	1.96	0.34
C12(1)	345	32.9	2.67	0.27
C12(2)	238	25.2	2.09	0.32
D13(1)	233	23.5	3.96	0.20

Рис. 4. Значения морфометрических параметров хромосомного набора

Данную проблему успешно решают сотрудники Научно-исследовательского клинического института радиационной медицины и эндокринологии Минздрава Республики Беларусь С. Б. Мельнов, С. Е. Семерихина и др.

Наряду с совершенствованием методик подготовки цитогенетических препаратов для решения задачи широкомасштабного генетического мониторинга нами осуществляется разработка методик и программ для статистической обработки результатов мониторинга, установления корреляционных связей между частотой генетических аномалий и экологическим состоянием территорий, социальным статусом, возрастом и общим состоянием здоровья обследуемых, разработка программ для формирования компьютерных баз данных.

В плане изучения более тонкой морфологии генетических изменений на молекулярном уровне хромосом, например исследования распределения и концентрации ДНК и других хромосоמוобразующих веществ, дальнейшее совершенствование компьютерного анализа хромосом осуществляется по пути освоения методик селективной окраски хромосом и разработки программно-аппаратных средств для высокоточного измерения спектрофотометрических характеристик хромосом при ультрафиолетовом возбуждении.

Литература

1. Иванов В. И., Малевич И. А. // Тез. докл. 5-го Всесоюз. симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. С. 3–7.
2. А. с. 803682 СССР. Способ дистанционного измерения оптических характеристик атмосферы / В. И. Иванов, И. А. Малевич, В. И. Скоморощенко. 1980.
3. А. с. 839387 СССР. Информационно-измерительная система для многопараметрического анализа атмосферы / В. И. Иванов, И. А. Малевич, В. И. Скоморощенко. 1981.
4. Иванов В. И., Малевич И. А., Чайковский А. П. Многофункциональные лидарные системы. Мн., 1986.
5. А. с. 1626913 СССР. Способ дистанционного измерения оптических характеристик атмосферы и гидросферы / В. И. Иванов, А. Н. Лазарчик, В. И. Скоморощенко. 1989.
6. А. с. 1582797 СССР. Дальномер для локационной системы / С. С. Ануфрик, В. И. Иванов, В. И. Скоморощенко, Э. Ю. Стефанович. 1989.
7. В. И. Иванов // Перспективные методы планирования и анализа экспериментов при исследовании случайных полей и процессов: Тез. докл. 3-й Всесоюз. конф. М., 1988. Ч. 2. С. 179–180.
8. А. с. 1512305 СССР. Способ лазерно-локационного измерения коэффициентов отражения / В. И. Иванов. 1989.
9. А. с. 1593429 СССР. Способ стереометрической оптической локации / В. И. Иванов. 1989.
10. А. с. 1591621 СССР. Способ определения рельефа лоцируемого объекта при импульсной локации / В. И. Иванов. 1989.
11. А. с. 1517048 СССР. Устройство для считывания изображений / В. И. Иванов, А. А. Рускевич, О. Э. Шукело, А. Н. Южаков. 1990.
12. А. с. 1508251 СССР. Устройство для считывания изображений / В. И. Иванов, А. А. Рускевич, О. Э. Шукело, А. Н. Южаков. 1990.
13. Иванов В. И., Лазарчик А. Н. // Методы и средства дистанционного зондирования Земли и обработка космической информации в интересах народного хозяйства: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. Рязань, 1989. Ч. 1. С. 43–45.
14. Иванов В. И., Рускевич А. А., Южаков А. Н. // Проблемы комплексной автоматизации гидрофизических исследований: Тез. докл. 5-й Всесоюз. конф. Севастополь, 1989. С. 167–169.

15. *Иванов В. И., Лазарчик А. Н.* // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26, № 16. С. 1205–1210.
16. *Иванов В. И., Лазарчик А. Н.* // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28. № 3. С. 319–324.
17. *Иванов В. И.* // Методы и средства дистанционного зондирования Земли и обработка космической информации в интересах народного хозяйства: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. Рязань, 1989. Ч. 1. С. 39–41.
18. *Иванов В. И.* // Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстротекущих процессов: Тез. докл. 14-й Всесоюз. науч.-техн. конф. М., 1989. С. 114.
19. А. с. 1609300 СССР. Устройство обработки сигналов лазерного доплеровского анемометра / В. И. Иванов, А. А. Рускевич, О. Э. Шукело, А. Н. Южаков. 1990.
20. А. с. 1518728 СССР. Способ определения параметров эллипса поляризации / В. Н. Цвирко, В. И. Иванов, И. В. Сташкевич, 1989.
21. *Иванов В. И., Рускевич А. А., Южаков А. Н.* // Приборы и техника эксперимента. 1989. № 1. С. 180–183.
22. *Иванов В. И., Цвирко В. Н., Южаков А. Н.* // Оптический, радиоволновой и тепловой методы неразрушающего контроля: Тез. докл. Всесоюз. конф. Могилев, 1989. Ч. 2. С. 147–148.
23. *Иванов В. И., Лазарчик А. Н.* // Вузовская наука: Тр. междунар. науч.-техн. конф., Мн., 2000. С. 163–167.

RESEARCH AND DEVELOPMENTS IN THE AREA OF MULTI-PARAMETRICAL WAVE DIAGNOSTICS OF MATERIALS AND MEDIUMS

V. I. Ivanov, A. N. Lazarchik

The main direction of scientific activity of the laboratory of physics of fast processes is development of the methods and systems for multi-parametrical diagnostics of different materials and media based on the usage of radio, ultrasonic and optical radiation. At earlier years of existence the laboratory was engaged in development of the methods and devices for laser remote diagnostics of stochastic scattering surfaces and media for specific applied purposes. In recent years the main efforts are concentrated on problems of overcoming of Chernobyl catastrophe consequences. In this direction several diagnostic systems were developed, in particular high-speed automatic system for analysis of human chromosomes was created for investigation and diagnostics radiation influence on genetic state of population of Republic of Belarus.

НИИ ЯП – ГОЛОВНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ-ИСПОЛНИТЕЛЬ ГОСУДАРСТВЕННЫХ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПРОГРАММ

В. Г. Барышевский, Г. Н. Смольский, Э. Ф. Яковицкий

Катастрофа на Чернобыльской АЭС поставила перед государством ряд сложнейших экологических, медицинских, сельскохозяйственных, экономических, социальных, правовых, демографических и других проблем. К их решению были привлечены все имеющиеся в республике ученые и специалисты соответствующего профиля. Основными задачами на первом этапе после аварии были оценка радиационной обстановки и выработка срочных мер для снижения отрицательного влияния радиации на организм человека.

Радиационная обстановка в Беларуси отличается сложностью, неоднозначностью и определяется загрязнением огромных территорий альфа-, бета- и гамма-излучающими радионуклидами с различными периодами полураспада, наличием радиоизотопов практически во всех компонентах природных и техногенных экосистем и вовлечением их в геохимические и биологические циклы миграции. Все это обуславливает множественность путей внешнего и внутреннего облучения населения.

Сознавая глобальный характер катастрофы, угрозу ее последствий здоровью жителей Беларуси, Верховный Совет признал всю территорию республики зоной экологического бедствия. Разработана и реализуется Государственная программа по преодолению последствий катастрофы на Чернобыльской АЭС. Государственная политика в области преодоления последствий чернобыльской катастрофы определяется законами «О социальной защите граждан, пострадавших от катастрофы на Чернобыльской АЭС» и «О правовом режиме территорий, которые подверглись радиоактивному загрязнению в результате катастрофы на Чернобыльской АЭС».

Выполнение Государственной программы, а также принятых законов потребовало создания системы радиационного контроля Республики Беларусь, которая, в свою очередь, выявила новые требования к приборному обеспечению радиационных измерений. Это объяснялось тем, что имевшийся парк средств измерений ионизирующих излучений не был ориентирован на решение задач радиационного мониторинга на зараженных радионуклидами территориях. Кроме того, появились новые задачи массового радиационного контроля продуктов питания, сырья, воды на содержание радионуклидов цезия, стронция, плутония и трансплутониевых элементов.

Для выполнения этих задач в 1990 г. решением Правительства Республики Беларусь была принята *Республиканская научно-техническая программа по созданию и выпуску аппаратуры и оборудования для обеспечения радиометрического и дозиметрического контроля* (РНТП 18.02.р). Программа была рассчитана на период 1991–1995 гг.

Главным содержанием программы являлись разработка и выпуск приборов, обеспечивающих решение трех основных задач радиационного контроля в республике:

1) радиационный контроль всех видов пищевого сырья и продукции, в том числе массовый контроль содержания альфа-, бета-, гамма-излучающих радионуклидов «чернобыльского», естественного и техногенного происхождения в питьевой воде, продуктах питания, сельскохозяйственной продукции, лекарственном сырье и т. д.;

2) комплексный радиационный мониторинг природной среды;

3) радиационный контроль состояния человека.

Главным исполнителем программы 18.02.р был определен Институт ядерных проблем Белгосуниверситета (НИИ ЯП БГУ).

Республиканская научно-техническая программа 18.02.р состояла из семи разделов (см. структурную схему 1; в заштрихованных прямоугольниках указана аппаратура, выполненная сотрудниками НИИ ЯП БГУ).

Структурная схема 1

Республиканской научно-технической программы 18.02.р 1991–1995 гг.

1. Разработать и создать методы и технические средства для биологической дозиметрии	3. Разработать и изготовить аппаратуру для измерения концентрации радионуклидов стронция-90 в воде, продуктах питания и объектах природной среды	
1.2. Станция для определения поглощенной дозы с использованием методов электронного парамагнитного резонанса	3.1. Бета-радиометр РУС-91	3.2. Бета-гамма-радиометр РУС-91
1.3. Передвижная радиологическая лаборатория по обследованию населения «ПРЛ-СИЧ»	3.3. Полевые экспресс-анализаторы РИС-01А	3.4. Опытная партия бета-радиометров РУБ-91
1.5. Резонансно-ионизированный масс-спектрометр «НУКЛИД»	3.6. Опытные образцы бета-радиометров ТИМ-110	3.7. Бета-радиометр EL-1211
2. Разработать и создать аппаратуру для измерения радиоактивности нуклидов цезия в воде, продуктах питания и объектах природной среды		2.1. Опытный образец гамма-спектрометра «ПРИПЯТЬ»
2.2. Опытная партия гамма-радиометров РУГ-91,91М	2.3. Опытная партия гамма-радиометров РКГ-07П	2.4. Опытные образцы гамма-радиометров РКГ-01А, 02А
2.5. Опытные образцы гамма-спектрометров МКГ-01А, EL-1308	2.6. Опытные образцы гамма-спектрометров МКГ-03А, EL-1310	2.7.1. Аппаратура контроля загрязнения крупного рогатого скота РГИК-СИЖ
2.7.2. Стационарный пункт контроля животных «СПРК»	2.7.4. Опытные образцы гамма-радиометров ТИМ-140	2.8. Полупроводниковый гамма-спектрометр «ПРИПЯТЬ-3М»

<p>4. Разработать и создать аппаратуру для измерения содержания плутония и трансплутониевых элементов в воде, продуктах питания и объектах природной среды</p>	<p>4.1. Аппаратура для определения содержания, динамики миграции плутония и трансураниевых элементов УРГ-01, КРА-01</p>	<p>4.2. Жидкостный сцинтилляционный альфа-бета-радиометр ТИМ-100</p>	<p>4.3. Полупроводниковый альфа-спектрометр ТИМ-130</p>
<p>5. Разработать и изготовить аппаратуру для контроля внешнего гамма-фона, радиоактивного загрязнения природной среды и объектов</p>	<p>5.1. Опытная партия гамма-дозиметров ДБГ-10А</p>	<p>5.2. Опытные образцы гамма-дозиметров ДКГ-01А, EL-1101, EL-1102</p>	<p>5.3. Экспериментальный образец передвижного гамма-спектрометра «ПЕГАС-В»</p>
<p>5.4. Подвижная радиометрическая лаборатория «БПРЛ»</p>	<p>5.5. Многоцелевой носимый бета-гамма-спектрометр</p>	<p>5.6. Радиометр содержания радионуклидов в древесине «РГИК-Л»</p>	<p>5.6.5. Радиометр содержания радионуклидов в древесине на корню ТИМ-141</p>
<p>5.7. Дозиметры рентгеновского и гамма-излучения EL-1119, EL-1119С</p>	<p>5.8. Дозиметр рентгеновского излучения EL-1103</p>	<p>5.9. Бета-радиометр EL-1117</p>	<p>5.10. Бета-гамма-спектрометр ТИМ-120</p>
<p>6. Разработать и создать новые типы детекторов ионизирующих излучений и других функциональных блоков средств измерений для решения задач по защите населения республики от последствий чернобыльской катастрофы</p>	<p>6.1.2.-6.1.3. Экспериментальные образцы сцинтилляционных детекторов на основе широкоиспользуемых сцинтилляторов и новых материалов</p>	<p>7. Разработать методы и создать технические средства для системы радионуклидного мониторинга республики</p>	<p>7.1. Проведен анализ средств измерений радона. Разработано технико-экономическое задание для использования их в системе радионуклидного мониторинга республики</p>

Ниже нами представлены по разделам результаты выполнения Республиканской научно-технической программы 18.02.р

По разделу *биологическая дозиметрия* были созданы:

- экспериментальный образец лазернофотоионизационного масс-спектрометра для измерения концентрации радионуклидов в микропробах биологических и других объектов;
- опытный образец станции для определения поглощенной дозы с использованием методов электронного парамагнитного резонанса;
- опытный образец передвижной радиологической лаборатории по обследованию населения (ПРЛ-СИЧ).

По разделу *аппаратуры для измерения радиоактивности нуклидов цезия* были разработаны и организован серийный выпуск:

- гамма-радиометров «Адани» РУГ-91, РКГ-07П «Витязь», РКГ-01А, РКГ-02А;
- гамма-спектрометров МКГ-01А, МКГ-03А, ЕЛ-1308, ЕЛ-1310;
- высокочувствительного автоматизированного шестикристального гамма-спектрометра «Припять», «Припять-3М»;
- носимых радиометров для прижизненного контроля загрязнения радиоцезием крупного рогатого скота ТИМ-140.

Кроме того, в НИИ ЯП БГУ разработана аппаратура и методика выполнения измерений для контроля загрязнения крупного рогатого скота радиоцезием на мясокомбинатах и в животноводческих хозяйствах «РГИК-СИЖ», а также стационарный пункт радиометрического контроля загрязнения радиоцезием сельскохозяйственных животных «СПРК».

По разделу *разработки аппаратуры для измерения концентрации радионуклидов стронция-90* выполнены следующие работы:

- разработаны и изготовлены высокочувствительные бета-радиометры РУС-91, ТИМ-110, а также радиометр стронция-90 в молоке ЕЛ-1311;
- разработаны и серийно выпускаются бета-радиометры для определения содержания стронция-90 в продуктах питания и других пробах РУБ-91;
- разработан и обеспечен выпуск полевых экспресс-анализаторов для контроля содержания радионуклидов в природных объектах РИС-01А.

В разделе *создания аппаратуры для измерения содержания плутония и трансплутониевых элементов в объектах природной среды* разработаны:

- экспрессные инструментальные методы и аппаратура для определения содержания и динамики миграции радионуклидов плутония и трансплутониевых элементов в воде, почве и донных отложениях УРГ-01, КРА-01;
- методы и аппаратура для альфа-спектрометрии образцов различной природы – ТИМ-130.

Согласно разделу *о создании аппаратуры для контроля внешнего гамма-фона, радиоактивного загрязнения природной среды и объектов* разработаны и освоен выпуск следующих типов приборов:

- малогабаритных гамма-дозиметров с полупроводниковым детектором ДБГ-10А;
- профессиональных носимых дозиметров для измерения мощности эквивалентной дозы излучения ДКГ-01А, ЕЛ-1101, ЕЛ-1102;
- носимых широкодиапазонных дозиметров гамма-излучения аварийного назначения ЕЛ-1119;
- носимых измерителей мощности поглощенной дозы рентгеновского излучения профессионального назначения;
- профессиональных бета-радиометров поверхностной загрязненности ЕЛ-1117;
- бета-гамма-спектрометров для инструментального измерения загрязнения территорий стронцием-90 – ТИМ-120.

Кроме того, НИИ ЯП разработал и аттестовал методику выполнения измерений для определения загрязнения радиоцезием древесины и создал носимый

контактный радиометр для контроля содержания радионуклидов в древесине на корню – ТИМ-141.

Разработан и изготовлен экспериментальный образец передвижного гамма-спектрометрического комплекса вертолетного базирования для дистанционного определения содержания гамма-излучающих нуклидов в природной среде «ПЕГАС-В», а также две базовые подвижные радиометрические лаборатории (БПРЛ) для предприятий «Радон», «Полесье».

По разделу *создания новых типов детекторов ионизирующих излучений* исследованы характеристики новых типов сцинтилляторов на основе монокристаллов сложных окислов и выработаны требования к выращиванию этих кристаллов, а также созданы новые экспериментальные образцы базовых сцинтилляционных детекторов на основе широко используемых сцинтилляторов и на основе новых сцинтилляционных материалов.

По разделу *создания методов и технических средств для системы радонового мониторинга республики* выполнена поисковая научно-исследовательская работа по анализу средств измерения радона и создано технико-экономическое обеспечение на их создание и использование в системе радонового мониторинга.

Главными итогами выполнения РНТП 18.02.р в Республике Беларусь явились:

- разработка и выпуск приборов для измерения мощности дозы гамма-излучения;
- разработка и выпуск приборов для измерения радионуклидов цезия в питьевой воде, продуктах питания, сельхозпродукции и объектах природной среды;
- разработка и создание основ инструментальных средств измерения стронция-90 в воде, продуктах питания, почве и выпуск основной партии радиометров для измерения содержания стронция-90;
- создание современной передвижной радиологической лаборатории, укомплектованной спектрометрами для определения излучения человека и различными дозиметрическими и радиометрическими приборами;
- создание аппаратуры для измерения альфа-излучающих радионуклидов в пробах почвы;
- создание инструментальных средств и необходимого методического обеспечения для прижизненного радиационного контроля крупного рогатого скота и древесины на корню;
- создание нового класса сцинтилляционных материалов, перспективных для применения в дозиметрической и радиометрической аппаратуре;
- выполнение НИР по разработке экспериментального образца аэро-гамма-спектрометрического комплекса.

Выпускаемые приборы обеспечивают проведение как массовых радиометрических измерений, так и спектрометрических измерений в пробах малой активности любой природы. Все опытные образцы прошли необходимую проверку в Белстандарте, большая часть сертифицирована и включена в Государственный реестр измерений.

В соответствии с заданиями программы в 1991–1995 гг. было разработано, организовано производство и осуществлена поставка в сеть радиационного контроля республики около 4 тыс. гамма- и бета-радиометров, более 200 профессиональных дозиметров гамма-излучения, более 10 высокочувствительных спектрометров, сдана в эксплуатацию передвижная радиологическая лаборатория по обследованию населения, создан пункт радиометрического контроля автомобильного базирования для прижизненного определения удельной активности радионуклидов цезия в мышечной ткани крупных сельскохозяйственных животных. Значительная часть приборов реализована в России, Прибалтике, Австрии и других странах.

Разработанный в НИИ ЯП новый класс сцинтилляторов на конкурсной основе используется при проведении крупномасштабных экспериментов в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева), предназначенных для получения информации о строении материи.

Характеристики основных приборов, разработанных и серийно выпускаемых по заданиям РНТП 18.02.р, приведены в каталоге «Приборы для радиэкологического мониторинга» (Минск, 1996), основные типы приборов и аппаратуры показаны нами в структурной схеме.

Для развития сети радиационного и экологического контроля в соответствии с Постановлением Совета Министров Республики Беларусь № 7 от 17 января 1997 г. НИИ ЯП БГУ в качестве головной организации выполнял Государственную научно-техническую программу **«Разработать и внедрить методы и аппаратные средства для обеспечения радиационной и экологической безопасности» («Радиоэкология»)** на период 1997—2000 гг. (см. схему 2).

По *первому* разделу программы разработаны и серийно выпускаются шесть типов приборов для системы предупреждения чрезвычайных ситуаций:

- газоаналитические приборы для анализа аммиака ССА-1 и анализа горючих газов СКГГ-1;
- многоканальный газоанализатор-сигнализатор хлора в атмосфере ССХ-1;
- портативный трехкомпонентный газоанализатор для одновременного определения в воздушном пространстве кислорода, взрывоопасных и токсичных газов;
- транспортный радиационный монитор, оборудованный дополнительным нейтронным каналом для осуществления контроля за несанкционированным перемещением радиоактивных каналов через государственные границы РМ-5000;
- интеллектуальный датчик мощности дозы гамма-излучения для автоматической сети радиационного мониторинга окружающей среды;
- измеритель-сигнализатор мощности дозы рентгеновского и гамма-излучения для обеспечения радиационной безопасности работ в радиоизотопных и радиологических лабораториях.

По разделу *аппаратуры для системы экологического контроля природной среды*:

- разработан контрольно-измерительный комплекс аппаратуры для снижения загрязнения окружающей среды при изготовлении асфальтобитумных смесей;

- подготовлен к выпуску автоматизированный газожидкостный хроматографический комплекс для экспрессного анализа содержания гербицидов, пестицидов, инсектицидов и других токсичных веществ в продуктах питания и объектах природной среды.

По третьему разделу (*аппаратура для обеспечения радиационной безопасности*) разработано 10 новых типов опытных образцов приборов:

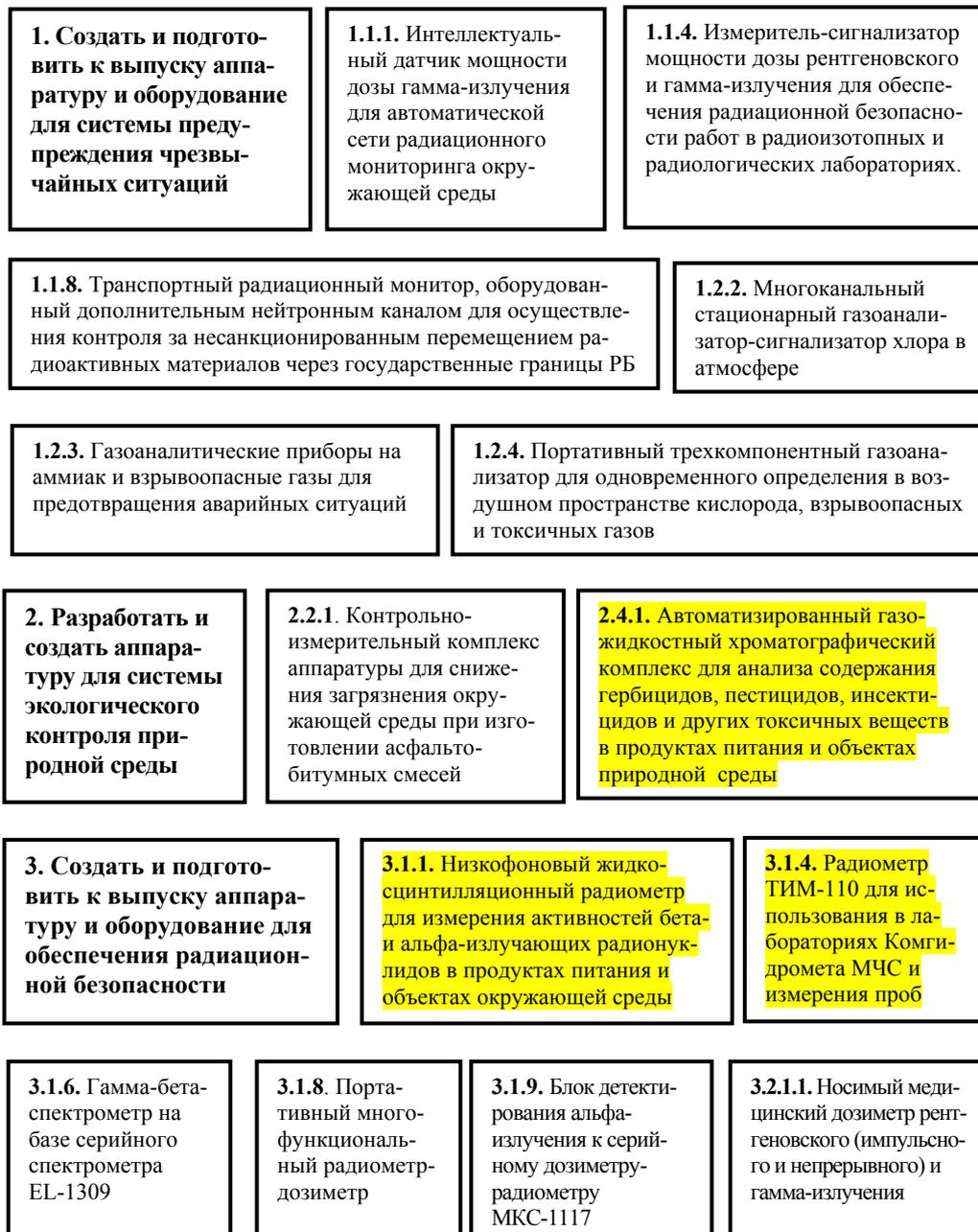
- модернизированный и усовершенствованный радиатор ТИМ-110 для лабораторий Госкомгидромета и для измерений проб золы;
- низкофоновый жидкосцинтилляционный радиометр для измерения активности бета- и альфа-излучающих радионуклидов в продуктах питания и объектах окружающей среды;
- бета-гамма-спектрометр на базе серийного спектрометра EL-1309-МКС-АТ-1315;
- блок детектирования альфа-излучения к серийному дозиметру-радиометру МКС-1117;
- цифровой персональный системный дозиметр рентгеновского и гамма-излучения с устройством считывания ДКС-АТ-3509;
- носимый медицинский дозиметр рентгеновского (импульсного и непрерывного) и гамма-излучения ДКС-АТ-1121;
- калибровочные стенды двух типов для обеспечения высококачественной поверки клинических, защитных и мониторинговых дозиметров АТ-01 и АТ-02;
- микропроцессорный поисковый портативный радиометр для обнаружения и локализации радиоактивных материалов МКС-РМ-1402;
- клинический дозиметр рентгеновского и гамма-излучения ДКС-АТ-5350;
- компьютерный цитометр нового поколения для дифференциальной диагностики заболеваний щитовидной железы.

Для компьютерного цитометра разработана методика и программное обеспечение для тонкой дифференциальной диагностики заболеваний щитовидной железы путем сравнительной оценки изображений цитологического материала с эталонными матрицами электронного атласа. На основе этой методики Министерство здравоохранения утвердило методические рекомендации «Экспертная система для цитологической диагностики заболеваний щитовидной железы» для практической помощи врачу-цитологу в постановке диагноза.

Выполнена научно-исследовательская работа по разработке и изготовлению макета бета-гамма-СИЧ. Актуальность проведенной работы заключается в том, что в Беларуси, которая является одним из немногих мест в мире с обширным цезиево-стронциевым загрязнением, отсутствует аппаратура, способная непосредственно измерять содержание стронция-90 в организме человека. По результатам НИР планируется создание измерительного комплекса «Экспертный бета-гамма-СИЧ».

Структурная схема 2

Государственной научно-технической программы «Разработать и внедрить методы и аппаратные средства для обеспечения радиационной и экологической безопасности» («Радиоэкология»). 1997—2000 гг.



<p>3.2.1.2. Цифровой персональный системный дозиметр рентгеновского и гамма-излучения с устройством считывания</p>	<p>3.2.1.4. Микропроцессорный поисковый портативный радиометр для обнаружения и локализации радиоактивных материалов</p>	<p>3.2.1.5. Калибровочные стенды 2 типов для обеспечения высококачественной поверки клинических, защитных и мониторинговых дозиметров</p>	
<p>3.2.2.2. Клинический дозиметр рентгеновского и гамма-излучения</p>	<p>3.2.2.3.1. Методика и программное обеспечение для тонкой дифференциальной диагностики заболеваний щитовидной железы путем сравнительной оценки изображений цитологического материала с эталонными матрицами электронного атласа</p>	<p>3.2.2.7. Макет бета-гамма-СИЧ</p>	
<p>4. Методическое и метрологическое обеспечение радиационных измерений</p>	<p>4.3.1. Методика выполнения измерений на бета-гамма-радиометр EL 1311 с целью обеспечения контроля содержания стронция-90 и цезия-137 в продуктах питания</p>	<p>4.3.2. Методики определения стронция-90 в пробах почвы, воды и продуктах питания</p>	<p>4.3.3. Методика определения удельной активности стронция-90 в воде по черенковскому излучению</p>
<p>4.3.4. Методики пробоподготовки и концентрирования радионуклидов стронция и цезия в воде</p>	<p>4.3.5. Методики радиометрических измерений образцов с многокомпонентным составом нуклидов</p>	<p>4.3.6. Методика отбора проб сточных вод и их осадков, твердых бытовых зольных отходов и уличного смета для определения содержания в них радионуклидов</p>	<p>4.3.10. Методика пробоподготовки сточных вод для радиохимического анализа стронция-90</p>
<p>4.3.13. Радиометрическая методика выполнения экспрессных измерений для контрольных уровней определяемых параметров</p>		<p>4.3.14. Методика экспрессного определения содержания изотопов плутония и америция в почвах</p>	
<p>5. Разработать и создать аппаратно-методическую базу для радиационного мониторинга радона</p>	<p>5.1.1. Радиометры радона в воздухе с использованием электрических полей для концентрирования дочерних продуктов распада, методика выполнения измерений</p>	<p>5.3.1. Радиометр эксхалляции радона из строительных материалов и изделий</p>	
<p>5.4.1. Методика регистрации радона в воздухе жилых помещений с применением угольных сорбентов</p>	<p>5.4.4. Методика выполнения измерений на сцинтилляционные гамма-спектрометры типа EL-1309 с целью обеспечения контроля содержания цезия-137 и естественных радионуклидов радия-226, тория-232, калия-40 в строительных материалах и изделиях</p>		
<p>6. Разработать новые принципы построения ядерно-физической и электронно-физической аппаратуры</p>	<p>6.1. Многоканальный быстродействующий сцинтилляционный детектор для медицинской радиологии</p>		

В целях методического обеспечения радиационных измерений разработано 11 методик, что в настоящее время чрезвычайно актуально в связи с необходимостью выполнения требований Закона Республики Беларусь «О радиационной безопасности населения» и соблюдения норм радиационной безопасности НРБ-2000. На выполнение этих требований ориентированы методики:

- регистрации радона в воздухе жилых помещений с применением угольных сорбентов;
 - выполнения измерений на бета-гамма-радиометре EL-1311 в целях обеспечения контроля содержания стронция-90, цезия-137 в продуктах питания;
 - селективного выделения стронция-90, цезия-137 из природных вод и молока;
 - измерений на спектрометре типа EL-1309 в целях обеспечения контроля содержания цезия-137 и естественных радионуклидов радия-226, тория-232, калия-40 в строительных материалах и изделиях;
 - экспрессного определения содержания изотопов плутония и америция в почве.
- В плане создания *аппаратуры для радиационного мониторинга радона* созданы опытные образцы двух типов приборов:
- радиометра радона в воздухе с использованием электрических полей для концентрирования дочерних продуктов распада;
 - радиометра эксхалации радона из строительных материалов и изделий.

По разделу *разработки новых принципов построения ядерно-физической и электронно-физической аппаратуры* разработан и создан экспериментальный образец многоканального быстродействующего сцинтилляционного детектора для медицинской радиологии.

Основными результатами выполнения Государственной научно-технической программы «Радиоэкология» явились:

- разработка и выпуск новых серий приборов для системы предупреждения чрезвычайных ситуаций;
- разработка аппаратуры для системы экологического контроля природной среды;
- разработка и серийный выпуск приборов для сети радиационного контроля, в том числе приборов для контроля альфа-излучения и спектрометров бета-излучения;
- выпуск новых серий приборов по контролю рентгеновского (импульсного и непрерывного) и гамма-излучения для медицинской дозиметрии;
- выполнение научно-исследовательской работы и подготовка к изготовлению экспертного бета-гамма-СИЧ.

Всего по заданиям ГНТП «Радиоэкология» разработаны 20 типов новых опытных образцов приборов и аппаратуры, один макет и 12 методик, используемых в системе радиационного контроля. Анализ заявок на 2001 г. по серийно выпускаемым приборам показывает, что приблизительно 40 % приборов будут поставлены в Республику Беларусь, 40 % – в Россию и 20 % – на экспорт в страны дальнего зарубежья.

Подводя итоги работ по указанным программам, можно с уверенностью сказать, что не только были выполнены поставленные задачи, но и фактически

развита целая отрасль промышленности Республики Беларусь, которая выпускает конкурентоспособную на внешнем рынке продукцию и решает проблемы обеспечения республики соответствующей аппаратурой.

INP AS THE LEADING EXECUTIVE CENTER OF STATE SCIENTIFIC AND TECHNICAL PROGRAMMES

V. G. Baryshevsky, G. N. Smolsky, E. F. Yakovitsky

Following the Chernobyl nuclear power station accident about 70 % of radioactive matter having occurred in the atmosphere of the European part of the USSR fell on the territory of Belarus. As that 23 % of our territory was polluted by radionuclides Cs-137 more than 37 kBk/m². The scale of the catastrophe demanded extraordinary measures and above all development of the system of radiation control. To work up and produce devices providing radiometric and dosimetric control in Republic of Belarus it was adopted two State scientific and technical programmes for periods of 1991–1995 and 1997–2000. Leading executive center for these programmes was assigned Institute for Nuclear Problems. In the article we consider scopes and problems solved during realization of scientific and technical programmes. It was shown that the nuclear-physical instrument-making industry was built up in Republic of Belarus. This industry is able to create and provide the functioning of the system of radiation control. The considerable part of devices produced are exported abroad.

ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

РОЛЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

М. В. Коржик

Явление сцинтилляций как способ обнаружения и измерения параметров ионизирующего излучения сыграло выдающуюся роль в развитии современной физики. Визуальное наблюдение сцинтилляций в ZnS позволило Резерфорду наблюдать α -частицы, излучаемые ядрами атомов, что, по существу, стало отправной точкой в экспериментальной ядерной физике и предопределило ее развитие. С развитием экспериментальной техники и, в частности, с появлением фотоэлектронных умножителей было установлено, что явление сцинтилляций предоставляет уникальную возможность для регистрации отдельных частиц и их параметров [1–3]. В относительно короткий период времени 1947–1951 гг. было установлено, что сцинтилляции могут наблюдаться в различных органических и неорганических кристаллических соединениях [4–7], жидкостях [8–11], газах [12–13] и полимерных соединениях [14]. Среди многообразия детекторов ионизирующих излучений сцинтилляционные детекторы на основе неорганических кристаллов обладают рядом неоспоримых преимуществ. Отметим основные из них.

1. Высокая плотность. Сцинтилляционные неорганические материалы, особенно синтетические кристаллические соединения на основе сложноструктурных оксидов, могут достигать плотности $\rho > 8 \text{ г/см}^3$. Это делает высокой их тормозную способность к различным видам ионизирующих излучений и обуславливает тем самым компактность детекторных систем, созданных на их основе. Высокая тормозная способность является особенно принципиальной в ячеистых (многодетекторных) системах.

Современная медицинская диагностика, основанная на изучении распределения специфических изотопов, вводимых в тело человека и животных, эксперименты по физике частиц и высоких энергий являются основными сферами применения таких систем. Действительно, в быстро прогрессирующих диагностических методах, основанных на позитронной эмиссионной томографии, высокое разрешение $\Gamma \sim 2 \text{ мм}$ в реконструкции изображения распределения изотопов удастся получить лишь при применении матричных детекторов на основе элементов из сцинтилляционных кристаллов тригерманата висмута (BGO) с плотностью $7,12 \text{ г/см}^3$ [15]. Высокая плотность вещества детектора, как у кристаллов BGO, позволяет снижать в первую очередь поперечные размеры детекторных ячеек d , поскольку $\Gamma \sim d/2\Theta a$, где a – константа, обусловленная спецификой регистрации γ -квантов, образующихся при аннигиляции позитронов.

В физике частиц измерение параметров частиц через электромагнитную компоненту распадов является наиболее широко используемым в настоящее время [16]. Это обусловлено тем, что сечение распада по электромагнитному

каналу исследуемых частиц на современных ускорителях [17] значительно превосходит сечения других каналов распада. Действительно, разрешение по массам частиц, регистрируемых через, например, двухфотонный распад с помощью детекторов полного поглощения (электромагнитных калориметров), зависит от энергетического разрешения и углового расхождения θ [рад] двух фотонов с энергиями $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ [ГэВ] как

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{1}{2} \left[\frac{\delta E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 1}} \oplus \frac{\delta E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 2}} \oplus \frac{\delta \theta}{\tan(\theta/2)} \right], \quad (1)$$

при этом

$$\left(\frac{\delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} \right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E_{\gamma}}} \right)^2 + \left(\frac{b}{E} \right)^2 + c^2, \quad (2)$$

где E – энергия γ -квантов, a – стохастическая компонента, b – энергетический эквивалент шума, c – систематическая компонента [18]. Стохастическая компонента зависит от продольных и поперечных флуктуаций энергии, выделившейся в электромагнитном ливне, в то время как в систематическую компоненту существенный вклад вносят утечки энергии ливня через боковые и торцевые поверхности кристалла. Таким образом, увеличивая плотность сцинтилляционной среды и уменьшая тем самым радиационную длину X_0 и радиус Мольера R_M , характеризующие геометрические параметры электромагнитного ливня в среде при прохождении через нее частиц и γ -квантов высоких энергий [21], удается достичь высоких значений энергетического разрешения, поскольку $a \sim \sqrt{X_0}$, а параметр c также по определенному закону уменьшается с уменьшением X_0 и R_M [16, 19].

Значения энергетического разрешения, достигнутые в детекторах полного поглощения (электромагнитных калориметрах) различных экспериментов, с помощью которых проводились измерения в течение последних 20 лет в различных лабораториях мира [20], приведены на рис. 1. Очевидным фактом является то, что лучшее энергетическое разрешение достигается в гомогенных калориметрах при использовании тяжелых сцинтилляционных кристаллов. Кроме того, электромагнитные калориметры на основе тяжелых неорганических сцинтилляционных кристаллов являются более предпочтительными для создания 4 π -детекторов, поскольку обеспечивают лучшее электрон-адронное разрешение, лучшие возможности для выделения π^0 мезонов в реконструкции событий, компактность детекторов на пространственно ограниченных экспериментальных подземных площадках. Эти неоспоримые преимущества предопределили использование в двух (из четырех) экспериментах, CMS и ALICE, на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе гомогенных калориметров на основе тяжелых неорганических сцинтилляторов [18, 21].

Наряду с высоким энергетическим разрешением высокая плотность сцинтилляционного детектора, особенно в физике частиц, позволяет улучшить пространственное разрешение событий, поскольку вследствие уменьшения флуктуаций

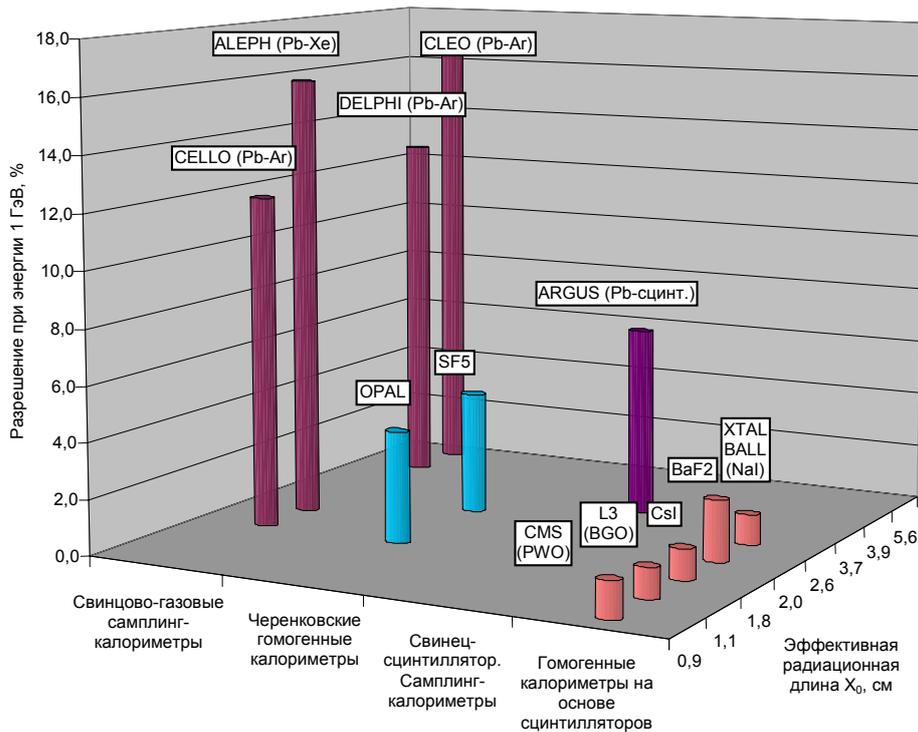


Рис. 1. Значения энергетического разрешения в детекторах полного поглощения (электромагнитных калориметрах) различных экспериментов

электромагнитного ливня возрастает точность определения выделенной им энергии в каждом кристалле детектора. Это, в свою очередь, также улучшает разрешение по массам частиц за счет уменьшения $\delta\theta$, как следует из выражения (1).

2. Высокое быстроедействие. Кристаллические сцинтилляционные материалы имеют широкий спектр времени высвечивания сцинтилляций, причем могут излучать весьма короткие импульсы света с постоянной времени высвечивания $\tau = 600$ пс, как, например, BaF₂ [22]. Это позволяет использовать их для регистрации γ -квантов при высоких нагрузках, а также в системах, где требуется высокое временное разрешение. Это особенно актуально для определения коротких интервалов времени и для работы в быстрых схемах совпадений, поскольку точность временных измерений сцинтилляционных детекторов пропорциональна $\sqrt{\tau}$.

Таким образом, комбинация высокой плотности и быстрого времени отклика детектора за счет быстрого высвечивания сцинтилляций, которые могут быть реализованы одновременно лишь в кристаллических сцинтилляторах, предоставляет уникальную возможность регистрировать редкие события в физике частиц за счет увеличения светимости ускорителей. Такая возможность реализуется на современных ускорителях коллайдерного типа. Высокое временное разрешение кристаллических сцинтилляционных материалов позволяет создать диагно-

стическое медицинское оборудование, основанное на дополнительном измерении времени пролета γ -квантов [15], что приводит к дополнительному увеличению контраста получаемого изображения распределения вводимого в тело радиоактивного изотопа.

В нейтронно-активационном методе исследования свойств пород в скважинах сочетание высокой тормозной способности к гамма-излучению, высоких временного и амплитудного разрешений является принципиальным в случае увеличения экспрессности измерений, что достигается лишь при использовании детекторов на основе тяжелых кристаллических сцинтилляционных материалов.

3. Световыход. Неорганические кристаллические сцинтилляторы позволяют достичь наибольшего значения световыхода Y по сравнению с другими сцинтилляционными материалами. По выходу сцинтилляций в единицу времени $S_\tau = Y/\tau$ кристаллические сцинтилляторы на основе соединений редкоземельных элементов при комнатной температуре превосходят жидкий ксенон [23]. Поскольку точность временных измерений сцинтилляционными детекторами пропорциональна $1/\sqrt{S_\tau}$, а энергетическое разрешение, измеренное в заданном временном интервале, пропорционально \sqrt{Y} , то кристаллические сцинтилляторы позволяют достичь наилучшего сочетания энергетического и временного разрешения в широком диапазоне энергий γ -квантов.

4. Идентификация частиц. Ввиду уникальной линейности между амплитудой сцинтилляций и энергией γ -квантов и частиц, поглощенных в веществе сцинтиллятора, а также различия наклона этих зависимостей для частиц, ионов и γ -квантов [24] неорганические кристаллические сцинтилляторы широко используются для идентификации частиц и пространственно-временного распределения их смешанных полей.

5. Объем. Уровень современной технологии производства кристаллических сцинтилляторов позволяет создавать детекторы с объемом до нескольких кубических метров. Это делает возможным детектирование не только редких событий при взаимодействии частиц на ускорителях, но и высокоэнергетических космических лучей. В сравнении с черенковскими и сцинтилляционными детекторами на основе сжиженных газов кристаллические сцинтилляторы обладают несравненно большими значениями удельного выхода сцинтилляций за единицу времени $\left[\frac{\text{фот}}{\text{MeV} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{нс}} \right]$, что делает их весьма привлекательными для космических экспериментов. С другой стороны, это же позволяет создавать на основе сцинтилляционных кристаллов миниатюрные детекторы для внутривенной и пероральной диагностики, обеспечивающие высокую экспрессность измерений.

6. Радиационная стойкость. Сцинтилляционные неорганические кристаллические материалы сохраняют свою работоспособность и долговременную стабильность параметров в интенсивных радиационных полях, что является принципиальным для измерительных систем, используемых в космическом пространстве, при исследовании недр методом гамма-каротажа, в физике высоких

энергий с использованием пучков с высокой светимостью. Высокая стойкость к изменению параметров кристаллов под действием ионизирующего излучения обусловлена высоким уровнем технологии их производства, обеспечивающей выпуск кристаллов с низким уровнем неконтролируемых структурных дефектов.

7. Долговечность эксплуатационных параметров. Подобно другим материалам, обладающим высоким структурным совершенством, кристаллы сохраняют свои физико-химические параметры в течение длительного времени. По этой причине большинство планируемых экспериментов в физике частиц и высоких энергий, время проведения которых от проектирования до анализа данных занимает 15–20 лет, ориентируются на применение во многих детекторных подсистемах кристаллических сцинтилляторов.

Литература

1. Broser V. I., Kallmann H. // Z. Naturforschg. 1947. Vol. 2a. P. 439–440.
2. Marshall F. H., Coltman J. W. // Phys. Rev. 1947. Vol. 72. P. 528.
3. Coltman J. W., Marshall F. H. // Phys. Rev. 1947. Vol. 72. P. 528.
4. Moon R. J. // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. P. 1210.
5. Kallmann H. // Phys. Rev. 1949. Vol. 75, № 4.
6. Collins G. B., Hoyt R. C. // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. P. 1259.
7. Bell P. R. // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. P. 1405.
8. Kallmann H. // Proc. Phys. Soc. (London), Letters to the Editor. 1950. P. 621.
9. Kallmann H., Furst M. // Phys. Rev. 1950. Vol. 79, № 5. P. 857.
10. Kallmann H., Furst M. // Phys. Rev. 1951. Vol. 81, № 5. P. 853.
11. Furst M., Kallmann H. // Phys. Rev. 1951. Vol. 85, № 5. P. 1951.
12. Reynolds G. T. // Nucleonics. 1950. Vol. 6, № 5. P. 488.
13. Swank R. K. // Nucleonics. 1954. Vol. 12, № 3. P. 14.
14. Schorr M. G., Torney F. L. // Proc. Phys. Soc. (London), Letters to the Editor. 1950. P. 474.
15. Derenzo S. E., Moses W. W., Huesman R. H., Budinger T. F. // Quantification of Brain Function: Tracer Kinetics and Image Analysis in Brain PET. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1993. P. 27.
16. Virdee T. Performance and limitations of electromagnetic calorimeters in Calorimetry in High Energy Physics / Ed. Antonio Ereditato. World Scientific. 1992. P. 5.
17. Newman H. // Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications. Frontiers, 1993. P. 5.
18. ECAL CMS Technical Design Report «Electromagnetic Calorimeter» CERN/LHCC 97. December, 1997.
19. Amaldi H. // Physica Scripta. 1981. № 23. P. 409.
20. Lorenz E. // Nucl. Instr. Meth. 1984. Vol. 225. P. 500.
21. ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, 15 December, 1995.
22. «Scintillation Detectors». Crismatec, Saint Gobain. Catalog, 1992.
23. Nortrop I. A., Nobles R. A. // Nucleonics. 1956. Vol. 14, № 4. P. 36.
24. Birks J. B. // Proc. Phys. Soc. (London), Letters to the Editor. 1951. P. 364.

THE ROLE OF SCINTILLATION DETECTORS IN NUCLEAR-PHYSICS MEASUREMENTS

M. V. Korzhik

Scintillation detectors on a base of inorganic crystals have a significant importance in various branches of modern science and technology. They are widely applied in high energy physics experiments, medical diagnostics and biological research. The crucial characteristics and advantages of scintillation materials over other types of detectors are discussed.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА

**М. В. Коржик, А. Е. Борисевич, Г. Ю. Дробышев,
Р. Ф. Зуевский, О. В. Мисевич, А. А. Федоров**

Разработка и создание новых экспериментальных систем для проведения исследований на базе ускорителей с высокой светимостью, таких как Большой Адронный Коллайдер (LHC) в Европейской лаборатории физики частиц (CERN), невозможны без использования новых детектирующих элементов, способных сохранить высокую стабильность своих параметров под воздействием радиационного излучения в течение длительного периода времени. Фактически в начале 90-х годов программа LHC инициировала проведение ряда научно-исследовательских проектов, делающих возможным разработку и построение детекторов с кардинально улучшенными рабочими характеристиками. Сцинтиллятор на основе вольфрамата свинца $PbWO_4$ (PWO) является результатом одного такого успешно выполняемого в настоящее время проекта. Он разработан благодаря кооперации ученых в области материаловедения, технологов и физиков, специализирующихся в области физики высоких энергий.

В течение пяти последних лет технология производства эволюционировала от выпуска отдельных образцов до массового производства сотен кристаллов в месяц с точно заданными параметрами. В настоящее время кристалл PWO используется для изготовления электромагнитного калориметра (ECAL) проекта компактный мюонный соленоид (CMS) и фотонного детектора в эксперименте ALICE в CERN [1, 2].

Сцинтиллятор на основе вольфрамата свинца был недавно также одобрен для проведения ECAL-эксперимента BTeV в Национальной лаборатории им. Ферми (США) [3]. Этот материал является наиболее привлекательным кандидатом для создания и модернизации нескольких малых экспериментальных установок, работающих в области средних энергий, где главным требованием является быстрый отклик и удовлетворительное энергетическое разрешение [4].

В настоящее время уже можно констатировать, что вольфрамат свинца станет наиболее широко применяемым сцинтилляционным материалом в экспериментах по физике частиц в ближайшее десятилетие. Мотивациями в пользу применения сцинтилляционного материала вольфрамата свинца в физике высоких энергий были как научные, так и экономические причины.

На рис. 1 показаны сравнительные характеристики энергетических разрешений, полученных различными электромагнитными калориметрами в течение последних нескольких лет. Гомогенные калориметры на основе кристаллов показывают лучшее энергетическое разрешение, а калориметр на основе PWO из-за стабильности характеристик сцинтилляционного материала в радиационных полях становится наиболее привлекательным для экспериментов на ускорителях с высокой светимостью.

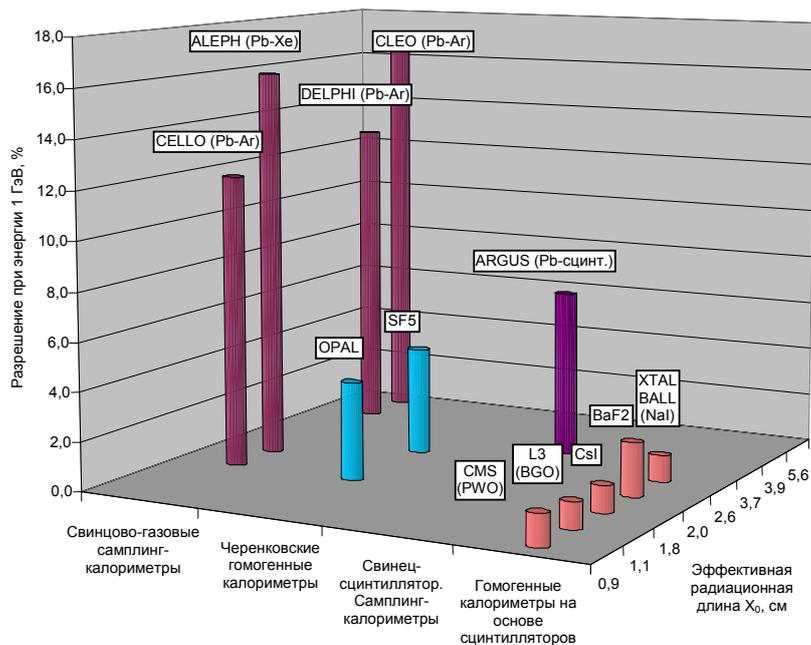


Рис. 1. Значения энергетического разрешения в детекторах полного поглощения (электромагнитных калориметрах) различных экспериментов

Таблица 1

Физические и сцинтилляционные характеристики некоторых тяжелых сцинтилляторов

Материал	ρ , г/см ³	X_0 , см ⁻¹	Y , фотон/МэВ	τ_{sc} , нс	λ_{em} , нм	$P \times X_0^3$, \$ США	Состояние технологии
PbWO₄	8,28	0,89	200	6	420	1,13	Массовое производство
Bi₃Ge₄O₁₂	7,13	1,12	8200	300	480	25	Массовое производство
CsI	4,51	2,43	16800	10	310	30	Массовое производство
Lu₂SiO₅:Ce	7,4	1,1	27000	40	420	66	Массовое производство
LuF₃:Ce	8,3	1,1	8000	23+slow	310	67	Опытные образцы
Gd₂SiO₅:Ce	6,71	1,36	12500	60, 600	430	75	Массовое производство
BaLu₂F₈	6,94	1,25	870	1+slow	313	100	Опытные образцы
Lu₂S₃:Ce	6,2	1,25	28000	32	592	100	Опытные образцы
LuBO₃:Ce	7,4	1,32	26000	39	410	115	Опытные образцы
Lu₂Si₂O₇:Ce	6,23	1,39	30000	30	380	134	Опытные образцы

Среди других перспективных быстрых и плотных сцинтилляционных материалов вольфрамат свинца имеет наилучшую комбинацию параметров. В табл. 1 суммированы параметры некоторых из этих материалов. В таблице приведены неорганические кристаллические материалы, которые сочетают радиационную длину $X_0 > 1,5 \text{ м}^{-1}$, световыход выше 100 фотон/МэВ, время затухания сцинтилляций $\tau_{sc} < 60 \text{ нс}$ и минимально возможную стоимость детектирующего элемента, которая оценивается как $X_0^3 \times P$, где P – цена за кубический сантиметр. В таблицу также включены сцинтилляторы CsI и BGO ($\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$) как широко используемые в физике высоких энергий. Можно констатировать, что материалы на основе лютеция также выглядят перспективно, однако они слишком дорогостоящи, BGO и CsI наилучшие кандидаты для детектирования γ -излучения с энергией $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$, однако PWO больше подходит для изготовления компактного детектора с наилучшим соотношением стоимость/совокупность характеристик.

Кристалл вольфрамата свинца неоднократно привлекал внимание разработчиков детекторов как люминесцентный материал. Начиная с 40-х годов, когда впервые была обнаружена люминесценция [5] монокристаллов вольфрамата свинца, исследовались их люминесцентные свойства и делались попытки установить корреляцию спектроскопических свойств в вольфраматах и кристаллах молибденовой группы [6–9]. Было установлено, что вольфрамат свинца занимает исключительное положение в семействе вольфраматов со структурой шеелита. Характерные дырочные дефекты [10] или другие парамагнитные центры, базирующиеся на дефектах и катион-анионных вакансиях, никогда не наблюдались в этом кристалле [11–13], и, как недавно было показано, структура валентной зоны и зон проводимости для вольфраматов свинца по существу отличается от других вольфраматов [14].

Возрождение интереса к интенсивному изучению кристаллов вольфрамата свинца произошло благодаря обнаружению его сцинтилляционных свойств [15–17]. В течение нескольких последних лет наблюдался определенный прогресс как в улучшении сцинтилляционных характеристик кристаллов, так и в совершенствовании самого кристалла [18–21]. В настоящее время Богородицкий завод химико-технологических изделий в России осуществляет массовое производство кристаллов длиной $25 X_0$ методом Чохральского. Малые партии кристаллов производятся также Шанхайским институтом керамики (Китай) с помощью модифицированного метода Бриджмена [22], компанией Hurukava [23], Институтом монокристаллов (г. Харьков, Украина) [24], а также отдельными группами исследователей [25].

В настоящее время сцинтилляционные свойства массово производимых кристаллов соответствуют требованиям экспериментов ЛНС. Достигнутый уровень технологии производства сцинтилляционных элементов PWO дает возможность получать достаточно быстрые оптически чистые сцинтилляционные элементы с относительно высоким световыходом и достаточной радиационной стойкостью [21]. В этой статье мы проанализировали результаты исследований сотрудников института, выполняемых в рамках проекта CMS в CERN.

1. Методы производства кристаллов вольфрамата свинца

Кристаллы вольфрамата свинца с высоким выходом сцинтилляционных элементов из булей выращиваются методом Чохральского на стандартном оборудовании «Кристалл 3М» или «Лазурит». Кристалл выращивают из сырья, спецификация на которое приведена в табл. 2. Применяется также дополнительная предкристаллизация для выращивания кристаллов с требуемыми параметрами.

Таблица 2

Спецификация на чистоту сырья для производства кристалла вольфрамата свинца методом Чохральского

Элемент	Типичная концентрация в сырье, ppm	Элемент	Типичная концентрация в сырье, ppm
Li	0,05	Mn	<0,05
Be	0,05	Fe	<0,5
B	0,05	Co	<0,05
F	<0,05	Ni	<0,05
Na	<0,2	Cu	<0,08
Mg	0,05	Zn	<0,2
Al	0,2	Ga	<0,05
Si	<0,3	Ge	<0,05
P	0,1	As	0,05
S	0,2	Se	<0,05
Cl	0,05	Br	<0,01
K	<2	Rb	<0,05
Ca	<3	Sr	0,05
Sc	<0,05	Cr	<0,1
Ti	0,1	Mo	<2
V	<0,1	Zr	0,05

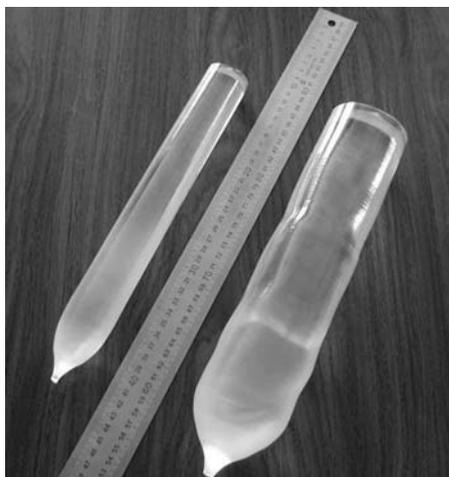


Рис. 2. Буля вольфрамата свинца

Выращенные були имеют длину 250 мм и в поперечном сечении имеют форму эллипса, вписанного в окружность диаметром 36–64 мм. Можно выращивать и кристаллы с диаметром до 100 мм, используя другие промышленные печи [26]. Процесс вытягивания кристалла осуществляется в отдельной камере в атмосфере, по составу близкой к воздуху, однако количество кислорода не превышает 1 %. Детальное описание процесса роста кристаллов приведено в патентах Российской Федерации № 12344556 и № 1234354567.

Були кристаллов отжигаются в атмосфере в егradientных промышленных печах для минимизации радиального и осевого напряжения булей перед механической обработкой. Сцинтилляционные элементы изготавливаются из булей в соответствии со спецификацией, описанной в [27]. Типичные були различных габаритов показаны на рис. 2.

Некоторые дополнительные требования к чистоте сырья по радиационной стойкости, высокому оптическому пропусканию и минимальному послесвечению приведены в [28, 29].

2. Физические свойства кристалла вольфрамата свинца

Вольфрамат свинца – это прозрачный в видимой области, бесцветный, двулучепреломляющий кристаллический материал со свойствами, приведенными в табл. 3.

Таблица 3

Некоторые физические свойства синтетического кристаллического вольфрамата свинца

Плотность, г/см ³	Коэффициент преломления на 600 нм, n_o/n_e	Постоянная фотоупругости, МПа ⁻¹	Постоянная сопротивления сжатию, МПа	Точка плавления, °С	Гигроскопичность
8,28	2,242/2,169	0,13	1,67	1123	нет

Плотность синтетического кристалла может уменьшаться на несколько процентов в зависимости от условий технологии. Коэффициент преломления кристалла и константы измерялись в [30–32]. Типичный спектр оптического пропускания выращенного кристалла массового производства длиной 0,23 м приводится на рис. 3.

Кристаллы вольфрамата свинца по природе своей являются четырехгранными стольцитами [33] шеелитного типа и моноклинными распитами [34]. Кристалл PbWO₄ был исследован методом рентгеновской дифракции и определен как шеелитоподобный кристалл кубической симметрии с пространственной группой I4₁/a и параметрами элементарной ячейки $a = b = 5,456(2)$, $c = 12,020(2)$ Å. Систематический дефицит свинца в кристалле, образующийся в процессе синтеза, приводит к дополнительным особенностям в кристаллической структуре. Они были определены путем совместных измерений методами рентгеновской и нейтронной дифракций [35]. Катионные вакансии в кристалле могут создавать суперструктуру.

Также из результатов измерений рентгеновской и нейтронной дифракций было обнаружено, что структурный мотив кристалла остается тем же самым и состоит из регулярной и чередующейся укладки атомов Pb и W в каждой колонке по оси z, как в чистом PbWO₄, так и в финальной сложной композиции Pb_{7,5}W₈O₃₂. В такой композиции параметры элементарной ячейки $a = b = 7,719(2)$, $c = 12,018(2)$ Å и пространственная группа – P4.

Фактически, упорядоченность вакансий скомпенсирована искажением вольфрамового анионного тетраэдра. Имеются четыре неэквивалентных положения Pb в такой структуре. Фактор заполнения Pb (4) – 0,5. Было установлено, что все суперструктурные отражения вызваны вакансией в позиции Pb (4).

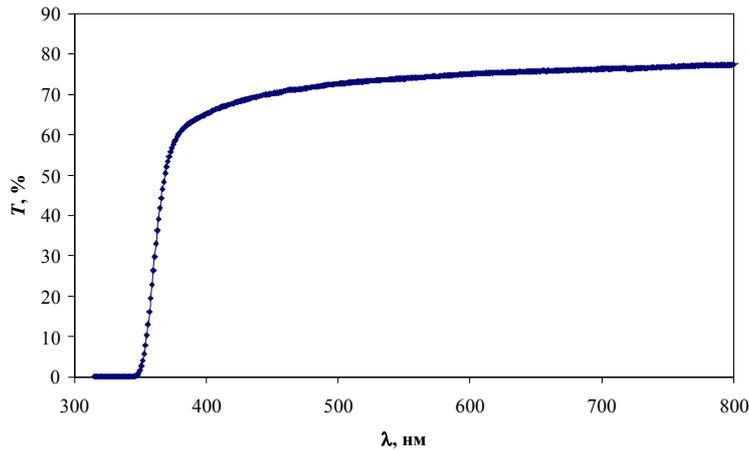


Рис. 3. Спектр оптического пропускания кристалла длиной 0,23 м

Электронная структура чистого и дефектного кристаллов вольфрамата свинца детально описана в работе [36]. На рис. 4 авторами представлен результат расчета парциальных плотностей электронных состояний для PWO, дефектного кристалла и кристаллов, слабо легированных висмутом и лантаном.

Обнаружен небольшой вклад *6s*-состояний свинца в плотность состояний, имеющий ширину 0,5 эВ и отдаленный более чем на 1 эВ от нижнего края основной части валентной зоны. Никакие значительные изменения частичных плотностей не наблюдаются в кристаллах с большим числом катионных вакансий, однако легированный висмутом кристалл демонстрирует локализованное расщепленное состояние приблизительно около 1 эВ ниже нижней границы зоны проводимости, которое формируется практически одинаковыми вкладами ионов висмута и вольфрама. Легирование лантаном существенно не изменяет частичной плотности в валентной зоне и прибавляет некоторые уровни в проводящую зону.

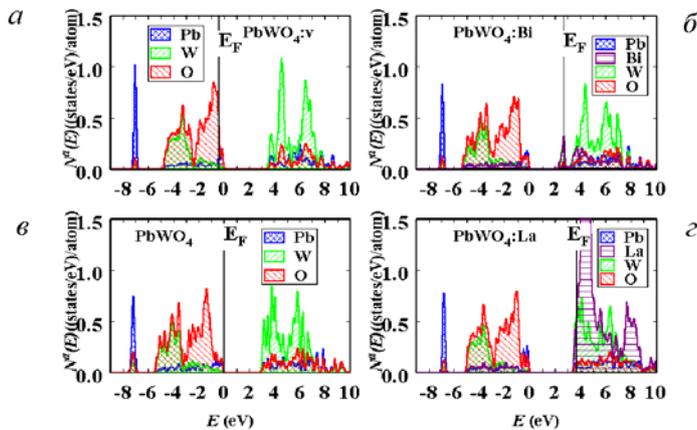


Рис. 4. Расчет парциальных плотностей электронных состояний для: *a* – чистого PWO, *б* – слабо легированного висмутом, *в* – дефектного кристалла, *г* – слабо легированного лантаном

3. Люминесцентные центры и механизм сцинтилляции

Как следует из электронной зонной структуры, люминесценция возникает в кристаллах PWO благодаря переносу заряда в анионных молекулярных комплексах. Как регулярные WO_4^{2-} , так и нерегулярные вольфрамовые группы WO_3 являются люминесцентными центрами. Однако безфонные линии в спектрах люминесценции не наблюдались даже при температуре жидкого гелия, поскольку коэффициент Янга – Райса во всех полосах $S > 6$. В рамках молекулярно-орбитальной аппроксимации посредством метода обобщения Хюккеля [37, 38] установлено, что анионные комплексы имеют самую высокую занятую молекулярную орбиталь t_1 , которая сформирована кислородными орбиталями $2p$ (p) и отделена от первого возбужденного $2e$ -состояния, созданного в основном из d -орбитали металла. Так как комплекс WO_4^{2-} имеет точечную симметрию кристаллического поля T_d , найдена конечная конфигурация энергетических термов – это ${}^3T_1, {}^3T_2$ и ${}^1T_1, {}^1T_2$ с основным состоянием 1A_1 . Оба перехода ${}^1A_1 \rightarrow {}^1T_1, {}^1T_2$ и ${}^1A_1 \rightarrow {}^3T_1, {}^3T_2$ явно обнаруживаются в спектре возбуждения синей люминесценции ($23\,800\text{ см}^{-1}$), вызванной излучающим переходом с триплетных уровней ${}^3T_1, {}^3T_2 \rightarrow {}^1A_1$ [39, 40], при этом самое низкое возбужденное состояние имеет энергию $30\,800\text{ см}^{-1}$.

При появлении анионной вакансии в комплексе WO_4^{2-} локальная симметрия нового нерегулярного WO_3 -комплекса уменьшается до C_{3v} . Дополнительная компонента кристаллического поля с низкой симметрией расщепляет уровни триплета на компоненты ($A + E$), приводя к некоторому сдвигу возбужденных энергетических термов. Этот сдвиг обнаружен при изучении спектров возбуждения зеленой ($20\,400\text{ см}^{-1}$) люминесценции при комнатной температуре [39, 40]. Однако электрон-фононное взаимодействие резко изменяется при переходе от регулярного к нерегулярному анионному комплексу. Это приводит к существенному увеличению сдвига Стокса люминесценции в нерегулярных группах, смещая максимум полосы люминесценции в зеленую область.

В кристаллах PWO есть и другие люминесцентные центры, связанные с красной ($15\,400\text{ см}^{-1}$) люминесценцией. В статьях [18, 41] эти люминесценции связывают с центром, который появляется из-за локализации Pb^{3+} -центров в кристаллах PWO. Трехвалентный ион свинца стабилизирован в кристаллах PWO дефектом Френкеля (ион кислорода смещается в межузловое положение с одновременным созданием V_o) [42]. Однако благодаря структурной особенности валентной зоны ион Pb^{3+} не создает локального центра дырочного типа. Дефект Френкеля дополнительно понижает локальную симметрию созданного WO_3 вольфрамового комплекса до C_3 или даже ниже, обуславливая сдвиг и расщепление первоначальных возбужденных энергетических термов. Такой искаженный вольфрамовый анионный комплекс ответствен за красную люминесценцию в кристаллах PWO. Первая полоса возбуждения ее, согласно [40], это широкая полоса с максимумом вблизи $28\,600\text{ см}^{-1}$ (350 нм). Механизм переноса заряда при появлении этой люминесценции согласуется с результатами работы [43], в

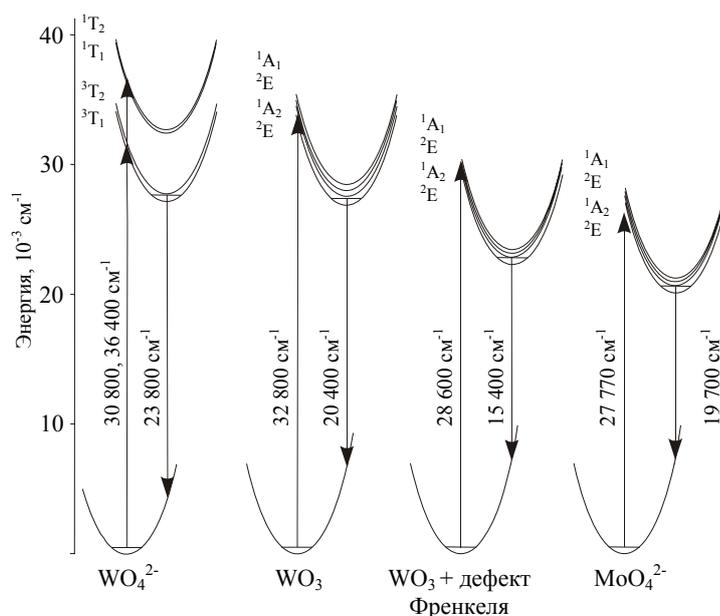


Рис. 5. Схема энергетических уровней излучающих центров в кристаллах PWO

которой удельная фотопроводимость при комнатной температуре номинально чистых кристаллов PWO измерялась при возбуждении вблизи 350 нм. Схема энергетических уровней излучающих центров в кристаллах PWO показана на рис. 5.

Мы относим молибденовые центры в кристалле вольфрамата свинца к характеристическим люминесцентным центрам. Они связаны с анионными примесными комплексами MoO₄²⁻, которые формируют устойчивые электронные центры. Хотя сырье проходит предварительную очистку, особенно от молибдена, до выращивания кристаллов ион молибдена химически очень близок иону вольфрама, и довольно сложно выделить молибден на уровне подготовки сырья. Примесь молибдена обычно присутствует в PWO в концентрации меньше чем один ppm. Свойства (MoO₄)³⁻-центра и его влияние на сцинтилляционные параметры PWO описаны в статьях [11, 39, 44, 45]. Фактически все упомянутые центры влияют на сцинтилляции. Тем не менее регулярный анионный комплекс синей люминесценции доминирует при комнатной температуре в кристаллах, произведенных при оптимальных условиях роста из специфицированного сырья и с соответствующим легированием.

4. Влияние электронных и дырочных центров на сцинтилляционные свойства кристаллов

Априорно синтетические кристаллы, которые выращиваются при относительно высоком массовом коэффициенте преобразования сырья, неидеальны и имеют ряд точечных дефектов. Для объяснения происхождения электронных и дырочных дефектов в кристаллах PWO использовалось несколько методов. Во-первых, были учтены данные измерения электронного пара-

магнитного резонанса (ЭПР) в широком диапазоне температур [46, 47]. Во-вторых, получены и проанализированы данные по термостимулированной люминесценции (ТСЛ) ряда синтетических кристаллов вольфрамата свинца, выращенных при различных технологических условиях [48–50]. Наконец, были проанализированы полученные недавно разными авторами обобщенные данные по ТСЛ, термостимулированной проводимости (ТСП), фотостимулированному ЭПР и измерения оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [45]. Из сделанного обобщения результатов исследования вытекает следующее.

PWO очень чувствителен к условиям синтеза. При выращивании кристаллов PWO по методу Чохральского из стехиометрического сырья доминирует утечка свинца из расплава, что ведет к созданию катионных вакансий V_c в позиции локализации ионов свинца в кристаллической решетке. Это подтверждено также и для кристаллов, полученных модифицированным методом Бриджмена [51]. При систематическом недостатке свинца в кристалле данное явление приводит к упорядочению дефектов в суперструктуру [36].

Собственные дефекты, основанные на катион-анионных вакансиях с парамагнитным основным состоянием, не обнаружены в кристаллах PWO. Это подтверждает, что центры, подобные отдельным F^+ (анионная вакансия $V_o + e$) и O, или не имеют никаких энергетических уровней в запрещенной зоне, или делокализованы в проводящей и валентной зонах соответственно. Следовательно, единственными кандидатами на метастабильные центры окраски в кристаллах PWO под воздействием излучения являются катионные вакансии, захватившие две дырки типа $O^{\cdot}V_cO^{\cdot}$, и кислородные вакансии или их ассоциаты, захватывающие четное число электронов.

После рентгеновского облучения и соответствующего заполнения ловушек только три характерных электронных центра наблюдаются в вольфрамате свинца методом ЭПР.

Из них наиболее мелкий встречается во всех кристаллах, так как он является внутренним дефектом: дополнительный электрон, автолокализованный в анионном WO_4^{2-} -комплексе, который через искажение Яна – Теллера создает WO_4^{3-} -центр [46, 52, 53]. Это довольно мелкая ловушка освобождается около 50 К с энергией активации 50 МэВ и частотным фактором в пределах от 10^3 до 10^4 с⁻¹. Высвобожденные электроны частично опять излучательно рекомбинируют, а частично захватываются более глубокими ловушками.

Вторым является $Pb^{1+}-V_o$ -центр, который стабилен в кристалле до 175 К [47, 54]. Не исключено, что вместо иона свинца другой ион может создавать такой же центр возле анионной вакансии, но важно то, что электрон захватывается в ловушку гетеровалентным катионом вблизи кислородной вакансии. Не установлено корреляции этого центра с обнаруженными ТСЛ полосами, однако он фотоионизируется ИК-излучением с порогом 0,9 эВ. Мы предполагаем, что, в частности, $Pb^{1+}-V_o$ -центр вносит вклад в ИК короткоживущее поглощение в кристалле в спектральной области около 1000 нм [55, 56].

Третьим является электронный центр WO_4^{3-} , который возникает на основе регулярного вольфрамового анионного комплекса, возбужденного близлежащим

редкоземельным (РЗ) трехвалентным ионом примеси, таким как лантан, лютеций или иттербий [52]. Центр распадается около 97 К и имеет энергию активации 200 (190) МэВ.

Детальные эксперименты с частичным отжигом показали, что коэффициент уменьшения интенсивности ЭПР WO_4^{3-} -La-комплекса соответствует эмиссии ТСЛ в этом интервале температур [47]. Кроме того, легирование кристалла устойчивыми трехвалентными редкоземельными ионами, такими как лантан, лютеций, гадолиний и иттербий с концентрацией в несколько десятков ppm, усиливает перераспределение центров захвата электронов [57–59].

Другие глубокие парамагнитные электронные ловушки создаются $(\text{MoO}_4)^{2-}$ -комплексами, заменяющими вольфрамовые группы. Они устойчивы почти до комнатной температуры [29, 58] и даже выше. Наличие MoO_4^{3-} обуславливает зеленую люминесценцию и медленное затухание сцинтилляций.

Обнаруженные экспериментами по ТСЛ и ЭПР электронные центры и их параметры приведены в табл. 4: S – это частотный фактор, γ – порядок кинетики, E_T – тепловая энергия активации ловушки и τ – время аннигиляции ловушек, которые позволяют оценить их влияние на свойства при комнатной температуре. Можно констатировать существование ряда ловушек в нелегированном и легированном РВО с приблизительными энергиями активации 50, 70, 130, 200, 210 (230), 270, 400, 490, 500, 580 и 700 МэВ.

Природа ловушек, которые не наблюдаются непосредственно методом ЭПР, остается предметом дальнейших дискуссий. За основу для рассмотрения нужно принять зеленую люминесценцию, излучаемую нерегулярным комплексом WO_3 [40].

Представляется маловероятной возможность существования различных ловушек, связанных с кислородными вакансиями внутри одних и тех же анионных комплексов. Все связи вольфрамового тетраэдра в кристалле PbWO_4 со структурой чистого шеелита имеют одинаковую длину. Эта ситуация, однако, значительно изменяется, если принять во внимание специфику структуры синтетического материала. Суперструктура появляется из-за частичного дефицита свинца в одном $\text{Pb}(4)$ из четырех его местоположений в решетке. Это вызывает смещения атомов, окружающих вакантную позицию, и искажает вольфрамовый тетраэдр, увеличивая анион-катионные расстояния от 1,79 Å в PbWO_4 до 1,84–1,94 Å для тетраэдра вокруг W (1) и уменьшая их до значений, близких к 1,68 Å внутри W (2–4) тетраэдра. Таким образом, в дополнение к обычному шеелитному тетраэдру имеются еще два типа вольфрамового тетраэдра с различными размерами.

Единственно возможный способ интерпретировать непротиворечивые данные ТСЛ – это связать кислородные вакансии V_o в этих тетраэдрах с ловушечными центрами с тепловыми энергиями активации 210–230 и 270 МэВ. Увеличение интенсивности ТСЛ-пиков, связанных с этими ловушками, сильно коррелирует с увеличивающимся числом процессов кристаллизации [13, 60] или прямо связано с увеличением доли суперструктуры в кристалле.

Параметры ловушек различных кристаллов вольфрамата свинца

Кристалл	T_{max} , К	E_T , эВ	S	γ	τ , с	$\lambda_{em}(E_{em})$, нм (эВ)
Нелегированный	47	0,07	2,00E+06	1,2	8,30E-06	458(2,71)
Нелегированный	51	0,05	4,00E+03	1,1	1,80E-03	
PWO:La	75	0,135	1,00E+08	1,6	2,8.00E-06	448 (2,77)
PWO:Y	75	0,131	1,00E+08	1,6	2,6.00E-06	
Нелегированный	105	0,23	6,70E+09	2,2	2,20E-06	500 (2,48)
PWO:Nb	103	0,21	7,50E+08	2,3	9,20E-06	498 (2,49)
PWO:La	97	0,19	2,90E+08	1,35	6,40E-06	443 (2,80)
PWO:Nb	103	0,22	1,50E+09	1,5	3,60E-06	498 (2,49)
PWO:Nb	114	0,27	9,00E+10	2,2	7,30E-07	504 (2,46)
Нелегированный	172	0,4	2,00E+10	1,1	3,10E-04	
Нелегированный	190	0,5	9,00E+11	1,4	5,00E-04	473
Нелегированный	226	0,49	2,00E+09	1,0	9,00E-02	500
Нелегированный	330	0,58	1,1E+07	1,0	480	600
Нелегированный	400	0,7	5,5E+7	1,0	10000	600

Ловушка в области 70 МэВ обнаружена во всех измеренных образцах кристаллов, однако она исчезает в образцах, выращенных в атмосфере, обогащенной кислородом. Мы предполагаем, что это связано с такими же вакансиями в регулярном шеелитном тетраэдре. Резкое падение концентрации этих трех типов ловушек, что обнаруживается через подавление интенсивности соответствующих полос ТСЛ в таких образцах, подтверждает данную интерпретацию.

Другой ловушечный центр с энергией активации 130 МэВ появляется в кристалле, легированном РЗ-элементами. Этот центр непарамагнитный и может являться центром РЗ-(WO₄)⁴⁻. Эта гипотеза согласуется с тем фактом, что кристалл РWO, легированный РЗ-элементами, демонстрирует сильную интенсивность фотоэлектронов ТСЛ вблизи 100 К. Высвобождение электрона из ловушки на 130 МэВ является причиной одновременного возникновения самых глубоких электронных центров путем как повторного захвата в ловушки, так и посредством создания РЗ-(WO₄)³⁻, приводя к увеличению интенсивности ТСЛ в этой области.

Группа пиков около 200 К приписывалась двойной вакансии, расположенной в том же самом тетраэдре [61]. Это хорошо согласуется с тремя видами упомянутых выше вольфрамовых тетраэдров. Из анализа интенсивностей ТСЛ соответствующих полос мы заключаем, что ловушки 400 и 500 МэВ возникают из-за искаженных суперструктурой тетраэдров, а ловушка на 490 МэВ связана с обычным тетраэдром. Мы не исключаем, что структура этой группы пиков может быть более сложной вследствие перекрытия с широким пиком, порожденным центрами (MoO₄)³⁻ [10].

Нелегированные кристаллы PWO также демонстрируют ТСЛ-спектры при температуре выше комнатной при 330 и 400 К, что соответствует электронным центрам с $E_T = 580$ и 700 МэВ соответственно. Отметим, что расчетное время аннигиляции пика 330 К хорошо согласуется с экспериментальными данными [57, 62–65]. Напротив, время затухания пика на 400 К намного меньше, чем указанное в работе [66], возможно, из-за недостаточной точности представленной аппроксимации и из-за очень слабой интенсивности этого пика.

Мы предполагаем, что центр 580 МэВ сформирован двойными вакансиями от различных соседних тетраэдров. Было установлено, что такой тип двойной вакансии очень стабилен в кристалле CaWO_4 после нейтронного облучения [67].

Наконец, мы связываем самые глубокие из наблюдаемых электронных ловушек с вольфрамowymi анионными комплексами WO_3 , искаженными дефектом Френкеля. Вакансия V_o , созданная дефектом Френкеля, может также захватывать в ловушку электроны, создавая центр типа $(\text{WO}_3)^{2-}$. Такой центр появляется при облучении, он стабилен при комнатной температуре и показывает спектры поглощения, близкие к спектрам центра WO_3 вблизи дефекта Френкеля [61].

Такая интерпретация дает возможность также описать влияние легирования трехвалентными редкоземельными ионами на появление электронных центров с $E \geq 400$ МэВ. Активация кристаллов стабильными трехвалентными редкоземельными примесями приводит к сильному подавлению ловушек на 400, 490, 500, 580 и 700 МэВ. Такие ионы, локализованные в узлах Pb, вносят в кристалл дополнительный положительный некомпенсированный заряд и таким образом этот процесс конкурирует с созданием V_o -вакансий. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению их (нормализованной) концентрации N и, следовательно, критически уменьшает количество двойных вакансий, так как вероятность возникновения таких дефектов пропорциональна N^2 . Кроме того, ионы примеси занимают незанятые позиции свинца в решетке и таким образом подавляют в кристалле долю суперструктуры с ее искаженными тетраэдрами.

Как уже было упомянуто, даже мелкие автолокализованные единичные дырочные центры не наблюдались в кристаллах вольфрамата свинца. Также и легирование пятивалентными ионами ниобия не приводит к их локализации в кристаллической матрице вольфрамата свинца. Обе эти особенности могут быть легко поняты в результате анализа зонной структуры. Из-за расщепления Pb^{2+} -состояния в нижней части валентной зоны оба центра, и V_o и $\text{Nb}^{5+}\text{O}_7^-$ имеют виртуальные уровни внутри валентной зоны, придающие высокую подвижность дыркам. И только $\text{O}^-\text{V}_c\text{O}^-$ становится метастабильным, демонстрируя в облученных кристаллах PWO широкую полосу поглощения с максимумом около 620 нм. Однако этот центр также оказывается мелким, так как наведенная полоса на 620 нм полностью исчезает при отжиге при температуре 480 К. Мы оцениваем энергию активации $\text{O}^-\text{V}_c\text{O}^-$ -центра в пределах 0,7 эВ.

На рис. 6 показана схема энергетического уровня электронных и дырочных центров в запрещенной зоне кристалла PWO. Фактически электронные центры группируются в отдельные семейства на энергетической шкале, и только существование первого из них вызвано искажениями кристаллической решетки, в то время как другие – вакансиями и примесными дефектами. Несколько явлений,

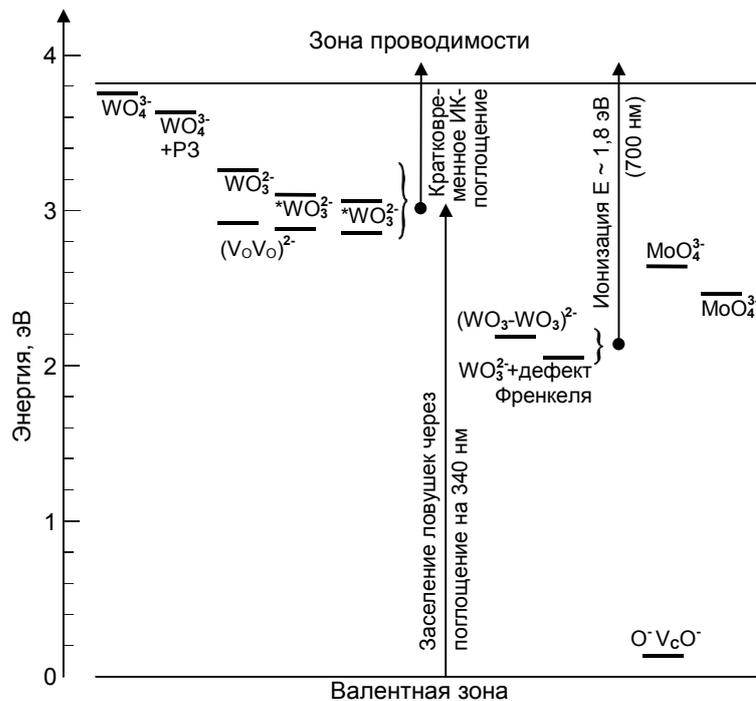


Рис. 6. Схема энергетического уровня электронных и дырочных центров в запрещенной зоне кристалла PWO

наблюдаемых в кристалле, строго подтверждают разработанную энергетическую схему.

Низкочастотная часть спектра радиационно наведенного поглощения в области длин волн $\lambda \geq 700$ нм просветляется ИК-излучением [63]. Это происходит за счет ионизации глубоко расположенных электронных центров. Кроме того, ионизация $Pb^{1+}-V_o$ и совокупности центров двойных вакансий создает сильную и широкую полосу короткоживущего поглощения в кристалле в ИК-области [55].

Заселение ловушек, взаимодействующих с центрами, излучающими зеленую и красную люминесценции, происходит не только через зону проводимости, но также и при облучении образцов ультрафиолетовым светом с длиной волны, близкой к 340 нм [69]. При таком освещении в кристаллах PWO также генерируется фототок.

ИК-сцинтилляция кристаллов PWO в спектральной области менее 1200 нм была недавно обнаружена [70]. Мы предполагаем, что межцентровая люминесценция $O^-V_cO^-$ может быть причиной этих сцинтилляций. Двойной дырочный центр в PWO служит причиной возникновения широкой полосы поглощения с максимумом 620 нм ($16\,130\text{ см}^{-1}$) и полной шириной на полувысоте 7600 см^{-1} . Если мы предположим, что двойной сдвиг Стокса приблизительно равен полной ширине на полувысоте, что обычно так и есть, то можно оценить положение максимума возможной полосы люминесценции $O^-V_cO^-$ около 1170 нм.

Из составленной схемы энергетических уровней и времени аннигиляции электронных центров при комнатной температуре возможно оценить влияние

каждого типа дефектов на сцинтилляционные свойства кристаллов. Только мелкие ловушки посредством относительно быстрого переноса электронов в зону проводимости вносят вклад в сцинтилляцию. Другие, основанные на анионных вакансиях или их ассоциациях, вносят вклад в медленные компоненты в сцинтилляциях, фосфоресценцию, а также наведенное облучением дополнительное оптическое поглощение. Дырочные центры вносят вклад только в наведенное облучением оптическое поглощение.

5. Улучшение световыхода сцинтилляций

Свойства сцинтиллятора вольфрамата свинца были тщательно оптимизированы для их дальнейшего использования как детекторов для ЛНС, где особенно важны радиационная стойкость и быстрота сцинтилляций, но световыход кристалла не является критическим параметром. Благодаря оптимизации технологии спектр пропускания радиационно стойких кристаллов становится близким к теоретическому пределу [20] и световыход быстрой сцинтилляции в образцах с объемом в несколько см^3 достигает 15–20 фотоэлектронов/МэВ. Соответствующий полноразмерный сцинтилляционный элемент, отвечающий CMS ECAL-спецификации, имеет световыход 10–12 фотоэлектронов/МэВ. Известно, что люминесценция групп WO_4^{2-} интенсивно гасится при комнатной температуре процессами перераспределения энергии между регулярными группами. Уменьшение температуры приводит к увеличению выхода люминесценции [18], однако затухание люминесценции становится чрезвычайно медленным. Дальнейшее увеличение световыхода кристаллов PWO возможно только введением в кристалл дополнительных центров люминесценции с определенными параметрами. Как было установлено, такие центры должны обладать энергией первого возбужденного и излучающего состояния меньшей, чем 3 эВ, чтобы оказаться меньшей, чем энергия самого низкого бесфонованного перехода регулярного анионного оксикомплекса (оценочно равная $27\,000\text{ см}^{-1}$). Кроме того, важен преимущественный захват электрона высокими электронными энергетическими уровнями активатора. Поскольку концентрация добавленной примеси обычно очень мала и непосредственное возбуждение примеси при облучении пренебрежимо мало, увеличение световыхода основано на перераспределении безызлучательных потерь от первого возбужденного состояния регулярного вольфрамового оксикомплекса. На рис. 7 показана интегральная зависимость световыхода кристалла PWO, легированного различными люминесцентными центрами в зависимости от концентрации активатора при возбуждении постоянным γ -излучением. Было обнаружено, что только Mo и Tb удовлетворяют требованиям и стимулируют видимое повышение световыхода сцинтилляций. Недавно было подтверждено, что комбинации примесей Mo, La, Tb, Y [59, 71, 72] увеличивают суммарный сцинтилляционный световыход в кристалле при комнатной температуре.

Сцинтилляции в кристаллах, легированных Mo, из-за совместного вклада правильного WO_4^{2-} и легированного MoO_4^{2-} оксикомплексов имеют максимум результирующей полосы люминесценции на 500 нм. Примесь Mo подавляет

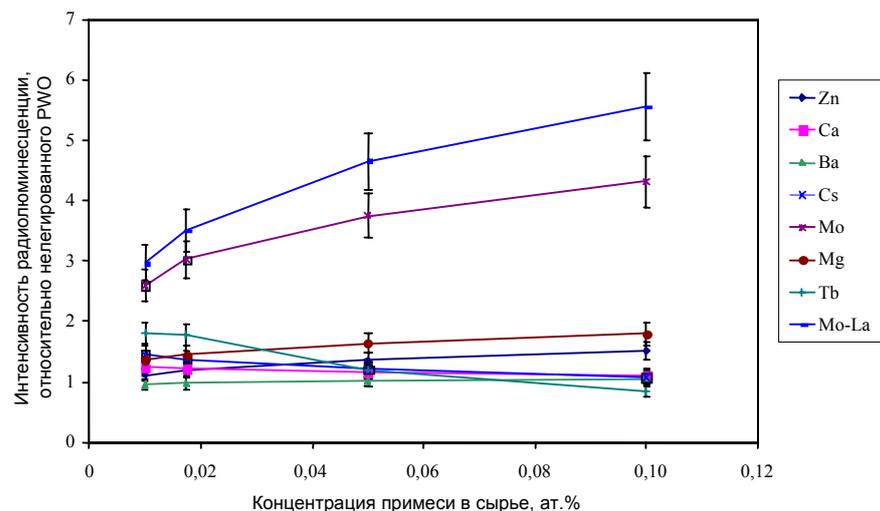


Рис. 7. Интегральная зависимость световых выходов кристалла PWO, легированного различными люминесцентными центрами в зависимости от концентрации активатора при возбуждении постоянным гамма-излучением

быстрые сцинтилляции регулярных вольфрамовых групп [35], однако это приводит к возникновению собственной относительно быстрой сцинтилляции из-за излучательного электронного перехода ${}^3T_1 \rightarrow {}^1A_1$, а также медленной компоненты благодаря термоактивации электронных центров, созданных Mo в вольфрамите свинца. Легирование лантаном создает в кристалле два мелких электронных центра с энергией термоактивации 130 и 200 МэВ. Оба центра высвобождаются через зону проводимости и также имеют энергетическую глубину выше излучательного уровня молибденового оксикомплекса. Таким образом, примесь молибдена является дополнительным источником электронов, которые будут снова захвачены молибденовыми оксикомплексами. По этой причине суммарный световой выход кристаллов, легированных равно как Mo, так и La, существенно выше. Доля медленной компоненты в сцинтилляции увеличивается с увеличением концентрации Mo и остается такой же в кристаллах, дополнительно легированных таким же количеством лантана.

Перекрывающаяся люминесценция регулярных вольфрамовых групп и ионов Tb^{3+} наблюдается в образцах, легированных Tb. При концентрации Tb около 100 ppm наблюдается широкая полоса люминесценции с максимумом на 420 нм, перекрывающаяся с узкими полосами эмиссии Tb^{3+} с максимумами на 348, 382, 410, 440, 490, 540, 587 нм. Помимо двух регулярных излучающих состояний 5D_3 , 5D_4 иона Tb^{3+} , имеющего энергию менее $27\,000\text{ см}^{-1}$, верхние f-уровни также вносят вклад в люминесценцию на 348 нм при низком содержании активатора. Люминесценция с 5D_3 -уровня интенсивно гасится взаимодействием с регулярными оксикомплексами, так что он добавляет в сцинтилляции только быстрые компоненты. Такая дополнительная люминесценция приводит фактически к удваиванию световых выходов сцинтилляций, чрезвычайно быстрых в кристаллах, ле-

гированных Tb, при малой концентрации активатора. Спектр наведенного облучением поглощения образцов, легированных как лантаном, так и молибденом, схож со спектром кристалла, легированного только лантаном [73].

6. Итоговое резюме о тестировании на пучках прототипов кристаллов на основе PWO

Тестирование матриц из кристаллов PWO на пучках проводилось для отладки спецификаций нескольких коллабораций и экспериментов. Тестирование первого прототипа с использованием ФЭУ и ЛФД описано в [74–78]. Недавно было показано, что сцинтилляционные кристаллы PWO также демонстрируют хорошее энергетическое и временное разрешение в области низкой энергии ($\sigma_E = 1,54\% / \sqrt{E} + 0,3\%$, $\sigma_T = 130$ пс) с моноэнергетическими фотонами и электронами с энергиями от 50 до 850 МэВ [79].

Первый рабочий детектор на основе кристаллов PWO описан в работе [80]. Хотя гигантские электромагнитные калориметры на основе кристаллов PWO еще находятся в процессе строительства, данные, полученные в результате исследования прототипов, показывают, что они обеспечивают долгосрочное использование детекторов с новым поколением ускорителей с высокой светимостью.

Авторы выражают благодарность всем участникам коллабораций CMS, ALICE, Crystal Clear Collaborations и другим нашим коллегам, кто потратил много времени на изучение свойств сцинтилляционного материала вольфрамата свинца во имя технологического прогресса. Мы также благодарны Международному научно-техническому центру (Москва, Россия) за финансовую поддержку исследования PWO и разработки технологии в рамках проектов 354, 354 b.

Литература

1. ECAL CMS Technical Design Report «Electromagnetic calorimeter», 14 December 1997.
2. ALICE Technical Proposal, CERN/LHC 95–71. 15 December 1995.
3. Proposal for an Experiment to Measure Mixing, CP Violation and Rare Decays in Charm and Beauty Particle Decays at the Fermilab Collider – BTeV. May 2000.
4. Novotny R., Doring W., Mengel K., Metag V. // SCINT' 97. Shanghai, 22–25 Sept. 1997: Book of Abstr. P. 21.
5. Kroger F. A. Some Aspects of the Luminescence of Solids. Elsevier Publ.Co., Amsterdam, New York, 1948.
6. Blasse G. and Brill A. // Philips Res. Rep. 1969. Vol. 24. P. 275.
7. Groenink J. A. and Blasse G. // J. Sol. State Chem. 1980. Vol. 39. P. 9.
8. W. Van Loo // Phys. Stat. Sol. 1975. Vol. 27(a). P. 565.
9. W. Van Loo // Phys. Stat. Sol. 1975. Vol. 28(a). P. 227.
10. Hofstaetter E., Oeder R., Scharmman A. et al. // Phys. Stat. Sol. 1978. Vol. 89(b). P. 375.
11. Hofstaetter E., Scharmman A., Schwabe D., Vitt B. // Z. Phys. 1978. Vol. B30. P. 305.
12. Böhm M., Erb O., Scharmman A. // Phys. Stat. Sol. 1984. Vol. 84(a). P. 291.
13. Oeder R., Scharmman A., Schwabe D., Vitt B. // J. Crystal. Growth. 1978. Vol. 43. P. 537.
14. Zhang Y., Holzwarth N. A. W., Williams R. T. // Phys. Rev. 1998. Vol. B57. P. 12737.
15. Baryshevsky V. G., Korzhik M. V., Moroz V. I. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A322. P. 231.
16. Kobayashi M., Ishii M., Usuki Y. // Proc. of the «Crystal 2000» Intern. Workshop. Charmonix, France, 1992. P. 375.

17. Nagornaya L., Ryzhikov V. // Proc. of the «Crystal 2000» Intern. Workshop. Charmonix, France, 1992. P. 367.
18. Lecoq P., Dafinei I., Auffray E. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. A 365. P. 291.
19. Korzhik M. V. PbWO₄ scintillator. Current status of R&D. Inorganic scintillators and their applications / Ed. P. Dorenbos, Carel W. E. Eijk. Delft University Press, 1995. P. 241.
20. Annenkov A., Kostivev V., Liogun V. et al. // Inorgani Scintillators and Their Applications / Ed. Yin Zhiwen, Li Peijun, Feng Xiqi, Xue Zhilin. Shanghai, September 1997. P. 13.
21. Annenkov A., Korzhik M., Ligoun V. // SCINT'99. Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia.
22. Chen H.F., C.Li, M. Shao et al. // SCINT'99. Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia. P. 332.
23. Ishii M., Senguttuvan N., Tanji K. et al. // SCINT'99. Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia. P. 402.
24. Nagornaya L. L., Ryzhikov V. D., Typitsina I. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. Vol. 42. P. 337.
25. Nikl M., Polak K., Nitsch K. et al. Inorganic Scintillators and Their Applications / Ed. P. Dorenbos, Carel W. E. Eijk // Delft University Press. 1995. P. 257.
26. Solskii I. M., Gektin A. V., Korzhik M. V. et al. // SCINT'99, Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia.
27. Auffray E., Lebeau M., Lecoq P. // CMS NOTE, 98/038. CERN, Geneva, Switzerland.
28. Auffray E., Lecoq P., Korzhik M. et al. // CMS NOTE 97/54, July 8, 1997. CERN, Geneva.
29. Böhm M., Borisevich A. E., Drobychev G. Yu. et al. // Phys. Stat. Sol. 1998. Vol. 167(a). P. 243.
30. Baccaro S., Barone L. M., Borgia B. et al. // Nucl. Instr. Meth.. 1997. Vol. A 385. P. 209.
31. Cocozzella N. Quality control in scintillating crystals through interference fringe pattern analysis: theoretical study, design and construction of a test bench: Thesis. University of Ancona, March 1999 (In Italian).
32. Cocozzella N., Lebeau M., Majni G. et al. // Nucl. Instr. Meth.. 2001.
33. Richter P. W., Kruger G. J., Pistorius C. W. F. T. // Acta Cryst. 1976. Vol. B32. P. 928.
34. Fujita T., Kawada I. and Kato K. // Acta Crystall. 1977. Vol. B33. P. 162.
35. Moreau J. M., Gladyshevski R. E., Galez Ph. et al. // J. of Alloys and Compound. 1999. Vol. 284. P. 104.
36. Williams R. T., Zhang Y. C., Abraham Y., Holzwarth N. A. W. // SCINT'99. P. 118.
37. Onopko D. E., Titov S. A. // Opt. Spektrosk. 1980. Vol. 50. P. 1195.
38. Kebabcioglu R., Müller A. // Chem. Phys. Lett. 1970. Vol. 8. P. 59.
39. Bohm M., Borisevich A. E., Drobychev G. Yu. // LAPP Preprint, LAPP-EXP-97. 13 Dec. 1997.
40. Korzhik M. V., Pavlenko V. B., Timoshenko T. N. et al. // Phys. Stat. Sol. 1996. Vol. 154(a). P. 779.
41. Annenkov A. N., Fedorov A. A., Galez Ph. et al. // Phys. Stat. Sol. 1996. Vol. 156(a). P. 493.
42. Fedorov A., Korzhik M., Missevitch O. // Radiat. Meas. 1996. Vol. 26. P. 107.
43. Grasser R., Scharmann A. // On the luminescence of tungstates and molybdates – recent results: Proc. Second Intern. Meeting on Luminescence – 35 Years Luminescence in Greifswald, 1989. P. 1239.
44. Annenkov A. N., Auffray E., Borisevich A. E. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. A403. P. 302.
45. Alves A., Hofstaetter A., Leiter F. et al. // LUMIDETR, 2000.
46. Böhm M., Henecker F., Hofstaetter A. et al. // Tungstate Crystals: Proc. Intern. Workshop on Tungstate Crystals, Rome, October 12–14 1998.
47. Hofstaetter A., Alves H., Bohm M., Korzhik M. V. et al. // SCINT' 99. Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia. P. 128.
48. Annenkov A., Bohm M., Borisevich A. et al. // SCINT'99, Aug. 16–20. 1999. Moscow, Russia.
49. Proc. Intern. Workshop on Tungstate Crystals, Rome, Oct. 12–14 1998 / Eds. S. Baccaro, B. Borgia, I. Dafinei, E. Longo.
50. Vedda A., Martini M., Meinardi F. et al. // SCINT' 99. P. 309.
51. Baoguo Han, Xiqi Feng, Guangin Hu. et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86. P. 3571.
52. Böhm M., Henecker F., Hofstaetter A. et al. // Radiat. Effects and Defects in Solids. 1999. Vol. 150. P. 413.
53. Laguta V. V., Rosa J., Zaritski M. I. et al. // J. Phys. Condensed Matter. 1998. Vol. 10. P. 7293.

54. Hofstaetter A., Korzhik M. V., Laguta V. V. et al. / The role of the defect states in the creation of the intrinsic WO₄³⁻ centers in PbWO₄ by sub-band excitation. *Lumidetr*, 2000.
55. Williams R. T., Yochum H. M., Ucer K. et al. // SCINT'99. P. 336.
56. Millers D., Chernov S., Grigorieva L. et al. // SCINT'99. P.613.
57. Nikl M., Bonacek P., Nitsch K. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71. P. 3755.
58. Baccaro S., Bohacek P., Borgia B. et al. // *Phys. Stat. Sol.* 1997. Vol. (a) 160.
59. Nikl M., Bohacek P., Vedda A. et al. // to be published in *Phys. Stat. Sol.* 2001).
60. Belski A. N., Klimov S. M., Mikhailin V. V. et al. // *Chem. Phys. Lett.* 1997. Vol. 277. P. 65.
61. Annenkov A. N., Auffray E., Korzhik M. V. et al. // *Phys. Stat. Sol.* 1998. Vol.(a) 170. P. 47.
62. Kobayashi M., Usuki Y., Ishii M. // *Nucl. Instr. Meth.* 1998. Vol. A 404. P.149.
63. Zhu R. Y., Ma D. A., Newman H. B. et al. // *Nucl. Instr. Meth.* 1996. Vol. A 376. P. 319.
64. Martini M., Rosetta E., Spinolo G. et al. // *J. Lumin.* 72–74. 1997. P. 689.
65. Nikl M. et al. // *Phys. Stat. Sol.* 1996. Vol. (b) 195. P. 311.
66. Nikl M., Nitsch K., Baccaro S. et al. // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 82. P. 5758.
67. Weightman P. et al. // *Phys. Stat. Sol.* 1973. Vol.(b) 58. P. 321.
68. Dafinei I. and Borgia B. // SCINT'97, CAS (Shanghai Branch). Shanghai, China 1997. P. 219.
69. Belogubov S., Bressi G., Ianuzzi D. et al. // SCINT'99. P. 304.
70. Annenkov A., Borisevich A., Hofstaetter A. et al. // *Nucl. Instr. Meth.* 2000. Vol. A 450. P. 71.
71. Lecoq P., Korzhik M. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2000. Vol. 47. P. 1311.
72. Annenkov A., Auffray E., Korzhik M. et al. // CMS NOTE. 1998/041. 20 July 1998.
73. Buyanov O. V., Chipaux R., Fedorov A. A. et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* 1994. Vol. A349. P. 62.
74. Alexeev G. A., Binon F., Dolgopолоv A. V., Korzhik M. V. // *Nucl. Instrum. Meth.* 1995. Vol. A364. P. 307.
75. Peigneux J. P., Schneegans M., Bateman E. et al. // *Nucl. Instr. Meth.* 1996. Vol. A378. P. 410.
76. Blick A. M., Kachanov V. A., Khaustov C. V. et al. // *Nucl. Instr. Meth.* 1997. Vol. A387. P. 365.
77. Alexeev G., Auffray E., Baillon P., Barney D. // *Nucl. Instr. Meth.* 1997. Vol. A385. P. 425.
78. Novotny R. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1997. № 44. P. 477.
79. Novotny R., Beck R., Doering W. et al. // SCINT'99. Aug. 16–20 1999. Moscow, Russia.
80. Kachanov V. A., Binon F. G., Blick A. M. et al. // SCINT'99. Aug. 16–20 1999. Moscow, Russia.

LEAD TUNGSTATE SCINTILLATION MATERIAL

**M. V. Korzhik, A. E. Borisevich, G. Yu. Drobyshev,
R. F. Zuyeuski, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov**

The design and construction of new experiments to be installed in accelerator facilities with high luminosity similar to the Large Hadron Collider, LHC at CERN require a novel detector elements able to keep their properties stability under long-term exposure to ionizing radiation. In fact, at the beginning of ninetieth, LHC program initiated a variety of Research and Development projects to make possible design and construction of unprecedented detectors. The lead tungstate PbWO₄ (PWO) scintillator is a result of one of the successfully performed project. It is a good example of the scintillator material engineering by community of material scientists, technologists and high energy physicists. Within five years crystal production technology has been transformed from production of several samples in mass production of the hundreds crystals with specified parameters a month. Currently, PWO crystal is used to make Electromagnetic calorimeter (ECAL) of the CMS and Photon Detector of ALICE experiments at CERN.

ОСОБЕННОСТИ СЕРТИФИКАЦИИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ КРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА В УСЛОВИЯХ МАССОВОГО ПРОИЗВОДСТВА

**М. В. Коржик, О. В. Мисевич, А. А. Федоров, Г. Ю. Дробышев,
Р. Ф. Зуевский, В. В. Панов**

На базе ускорителя LHC планируется провести несколько крупных экспериментов. В частности, эксперимент «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid, CMS) является одним из самых крупных проектов, готовящихся в настоящее время в ЦЕРНе [1, 2, 3]. Разработка эксперимента CMS началась в 1990 г. Основной идеей коллаборации было создание наилучшего возможного электромагнитного калориметра (Electromagnetic CALorimeter, ECAL), совмещенного с мюонной системой.

Электромагнитный калориметр будет состоять из сцинтилляционных кристаллов PWO с лавинными фотодиодами (ЛФД, Avalanche Photo Diode, APD) в качестве фотодетекторов. Общий объем кристаллов центральной части калориметра $8,14 \text{ м}^3$, объем торцевой части $1,52 \text{ м}^3$. Создание такого детектора является беспрецедентным. Ни одна физическая установка в мире еще не содержала столь большого количества кристаллических детекторов, удовлетворяющим весьма жестким требованиям, предъявляемым к их свойствам и дисперсии этих свойств.

По сравнению с другими используемыми сцинтилляторами и черенковскими радиаторами кристалл PWO имеет самую высокую плотность, наименьшие радиационную длину L_R и радиус Мольера R_M , что позволяет создать компактный электромагнитный калориметр. Участниками коллаборации CMS было принято решение об использовании кристаллов PWO при построении электромагнитного калориметра.

1. Особенности сертификации сцинтилляторов PWO для проекта CMS. Производство сцинтилляторов вольфрамата свинца для ECAL CMS – это конвейерное производство, которое будет работать с максимальной производительностью в течение нескольких лет, чтобы изготовить более 80 000 кристаллов PWO без складирования выпускаемой продукции. Это означает, что сбой при производстве кристаллов может негативно сказаться на работе всей коллаборации. Следовательно, производство и поставка кристаллов должны сопровождаться хорошо продуманной системой мероприятий, обеспечивающей эффективное производство сцинтилляционных кристаллов с заданными свойствами и минимальным количеством рекламаций.

Полученные в ходе исследований данные о физических свойствах сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца позволяют сформировать спецификацию на параметры кристаллов и выстроить последовательность необходимых измерений, проводимых перед производством кристаллов и во время производства, их поставки и эксплуатации.

Все необходимые измерения могут быть разделены на две группы: сертификационные и контрольные измерения.

Сертификационные измерения – набор измерений, позволяющих заказчику осуществлять приемку изделий. Этот набор включает спецификацию на механические, оптические и сцинтилляционные параметры (спектр излучения, оптическое пропускание на различных длинах волн, измеренное вдоль и перпендикулярно оси кристалла, световыход, кинетика сцинтилляций и неоднородность световыхода).

Контрольные измерения – набор измерений, позволяющий производителю контролировать воспроизводимость свойств кристаллов вольфрамата свинца в течение всего периода производства. По существу, контрольные измерения должны обеспечить получение достоверной информации для понимания эволюции технологии производства.

Спецификация на параметры сцинтилляционных кристаллов PWO проекта CMS. В рамках работ по созданию прецизионного электромагнитного калориметра проекта CMS наиболее важные параметры кристаллов PWO определены следующим образом.

Спектры оптического пропускания. *Пропускание перпендикулярно оси кристалла* – измеряется в направлении перпендикулярно оси кристалла в 10–20 точках вдоль сцинтилляционного элемента в диапазоне длин волн 300–700 нм с абсолютной погрешностью $\pm 0,5$ %. Эти данные требуются для проверки неоднородности пропускания, вызванной отклонениями в качестве сырья и технологии, позволяют делать заключение о радиационной стойкости кристаллов.

Пропускание вдоль оси кристалла – измеряется для определения длины поглощения света сцинтилляций и используется для униформизации сбора света из сцинтилляционных элементов.

При этом абсолютные значения пропускания должны быть: $T \geq 10$ % (360 нм); $T \geq 55$ % (420 нм); $T \geq 65$ % (600 нм).

Крутизна края спектра пропускания в диапазоне длин волн от 340–380 нм должна быть $S > 1,5$ %/мм. Выполнение данного условия служит дополнительным критерием радиационной стойкости кристаллов.

Световыход, неоднородность световыхода и время высвечивания сцинтилляций. *Световыход* – в более чем 10 точках должен измеряться вдоль кристалла с последующей оценкой неоднородности световыхода.

Величина светосбора должна превышать 10 фотоэлектронов/МэВ при измерении на ФЭУ XR2262, когда вся задняя поверхность кристалла находится в оптическом контакте с фотокатодом (окно 24×24 мм²) и используется оптическая смазка с коэффициентом преломления $n = 1,5$ типа Rhodorsil, при времени интегрирования 100 нс, температуре 18 °С и источнике излучения, расположенном в 80 мм от выходной поверхности кристалла.

Неоднородность световыхода – относительное изменение световыхода по длине сцинтилляционного элемента. Этот параметр имеет значительное влияние на точность определения энергии частиц, регистрируемых с помощью сцинтилляционных детекторов, работающих в режиме полного поглощения. Он выражается в процентах на единицу радиационной длины.

Неоднородность световыхода не должна превышать $0,35\%/X_0$, она обычно измеряется для двух диапазонов: от 35 до 115 мм и от 115 до 185 мм от передней поверхности кристалла.

Кинетика сцинтилляции. Параметры кинетики сцинтилляции могут быть выражены как постоянные времена высвечивания компонент сцинтилляции и их амплитуды или как число фотонов сцинтилляции, испускаемых в заданные промежутки времени.

Кинетика сцинтилляций должна удовлетворять критерию: отношение световыходов измеренных при временах интегрирования сигналов 100 и 1000 нс превышает 90 %. Послесвечение должно быть менее или равно 0,5 % от амплитуды пика при облучении γ -квантами от источника Co^{60} при скорости счета 1 МГц.

Радиационная стойкость. Приняты следующие требования к радиационной стойкости: индуцированное поглощение в кристалле при наступлении насыщения $\mu \leq 0,5 \text{ м}^{-1}$ при длине волны 420 нм, при условии бокового облучения от источника Co^{60} при мощности поглощенной дозы более 10 крад/ч и поглощенной дозе более 50 крад; потери световыхода менее 6 % при фронтальном облучении от источника Co^{60} при мощности поглощенной дозы более 15 рад/ч и поглощенной дозе более 200 рад; отсутствие постоянных времени восстановления менее одного часа.

Методы и средства сертификационных измерений сцинтилляционных параметров кристаллов PWO. Измерение оптического пропускания. Типичный спектр пропускания кристалла PWO состоит из плато в области 500–700 нм и плавно уменьшающейся кривой пропускания в области ниже 500 нм. То есть спектр пропускания PWO не имеет узких полос поглощения, так что нет необходимости производить измерения оптического пропускания с высоким спектральным разрешением. Спектр пропускания может быть измерен для нескольких выбранных длин волн, что позволяет значительно сократить время измерений. Поэтому измерения производятся на 11 длинах волн: 330, 340, 350, 360, 380, 405, 420, 450, 492, 620, 700 нм.

Методы измерения световыхода, неоднородности световыхода и кинетики сцинтилляций. Измерения световыхода (LY) и неоднородности световыхода (LYN) могут производиться, например, по положению пика полного поглощения в амплитудном спектре изотопа ^{60}Co , достаточно разрешенного от комптоновских сигналов и шума ФЭУ.

Из-за относительно малого световыхода PWO (5–20 ph.e / МэВ, т. е. 6–25 фотоэлектронов в пике полного поглощения γ -квантов со средней энергией 1,25 МэВ, источник ^{60}Co) необходимо использовать отражающее покрытие кристалла и иммерсионную среду между кристаллом и ФЭУ. Эти требования значительно уменьшают гибкость и быстродействие измерений и вносят дополнительную систематическую погрешность. Данный метод приемлем для поточных исследований с загрузкой 2–3 кристалла в час.

В системе ACCOS реализован метод счета фотонов, который совмещен с измерением кинетики сцинтилляций «старт-стоп» методом при возбуждении источником аннигиляционных γ -квантов ^{22}Na .

Методы исследования радиационной стойкости кристаллов. Проведение измерений радиационной стойкости всех поставляемых кристаллов не представляется возможным. Для оценки этого свойства предлагается использовать корреляцию между величиной радиационной стойкости кристаллов и величиной наклона края спектра пропускания, измеренного вдоль оси в диапазоне длин волн от 340 до 380 нм. Вместе с тем целесообразным представляется проводить дополнительные измерения радиационной стойкости части сцинтилляционных кристаллов по следующей схеме:

а) измерение индуцированного поглощения в верхних частях кристаллов для первых и последних кристаллизаций из приемлемых при смене сырья;

б) выборочная проверка полноразмерных кристаллов в случае, если одно из измерений по пункту а) дало значение индуцированного поглощения на специфицированной длине волны, близкое к верхнему пределу допустимых спецификацией значений.

Система для контроля радиационной стойкости кристаллов должна удовлетворять следующим требованиям:

- она должна быть пригодна для тестирования полноразмерных кристаллов (длиной 230 мм) и специально подготовленных образцов;
- изменение оптического пропускания должно измеряться на специфицированных длинах волн и в течение короткого цикла;
- вследствие зависимости радиационно-индуцированного поражения оптического пропускания от интенсивности облучения измерения должны выполняться в реальных условиях, т. е. при интенсивностях облучения от 15 до 100 рад/ч, соответствующих условиям реальных экспериментов, планируемых в рамках проекта CMS. Данное требование приводит к необходимости создания системы, пригодной для длительной непрерывной работы (несколько дней) в автоматическом режиме;
- система должна обеспечивать тестирование нескольких кристаллов одновременно.

Для мониторинга радиационной стойкости и постоянной времени восстановления кристаллов PWO спектротрическая система RGB была разработана и установлена на заводе. Данная система представляет собой аппаратно-программный комплекс, обеспечивающий оперативное автоматическое измерение величины падения оптического пропускания кристаллов PWO под действием ионизирующего облучения с последующим автоматическим вычислением наведенного излучением поглощения Δk .

Конструктивно система состоит из измерительного блока с кассетой и компьютера с установленным программным обеспечением «RGB data acquisition». Кассета предназначена для фиксации в ней 4 кристаллов PWO. В измерительном блоке находятся система источников света трех цветов (красный, зеленый, синий), фотодетекторы и управляющая электроника.

Действие спектрометра основано на измерении изменения оптического пропускания вдоль оси кристалла PWO после облучения на трех длинах волн. Система оборудована радиоактивным источником ^{60}Co , имеющим круговую геометрию и установленным в колодце с радиационной защитой. Цилиндрический контейнер с четырьмя кристаллами PWO, помещенный в шахту, облучается в поперечном направлении со всех сторон при мощности дозы порядка 10 крад/ч в течение 10 мин. Процедура измерения включает: предварительное измерение оптического пропускания, извлечение контейнера из спектрометра и помещение его в шахту, облучение, повторную установку контейнера в спектрометр и измерение поражения и восстановления оптического пропускания кристаллов. После чего программное обеспечение производит расчет индуцированного поглощения кристаллов.

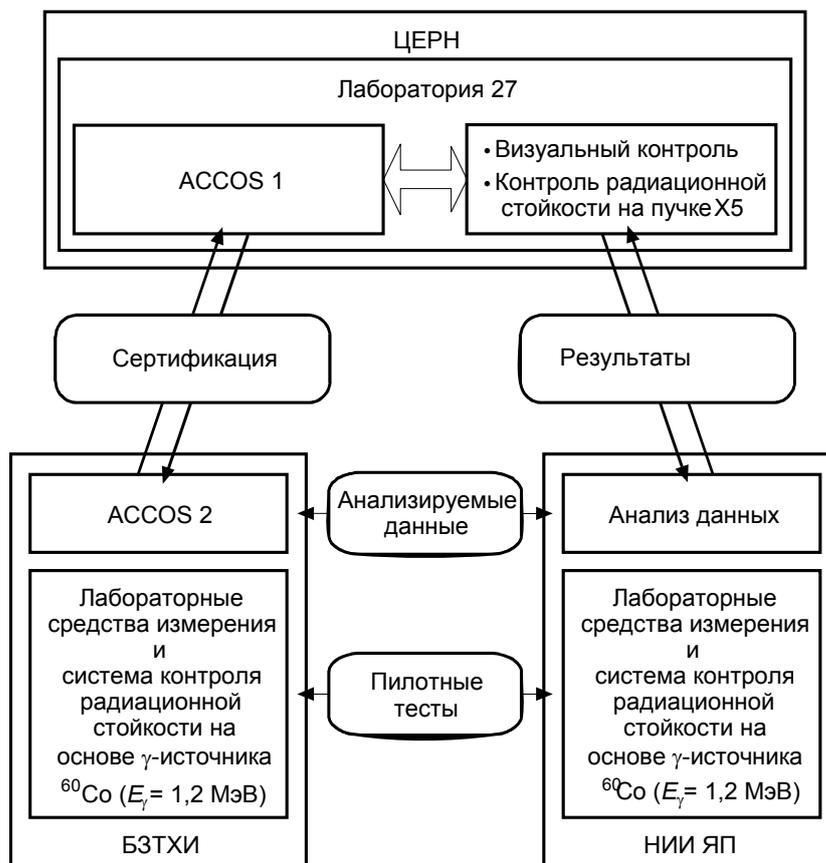


Рис. 1. Схема обеспечения контроля параметров кристаллов PWO

Алгоритм отбора сцинтилляционных кристаллов для использования в электромагнитной калориметрии при их массовом производстве. Все необходимые измерения, как сертификационные, так и контрольные, могут быть выполнены в рамках схемы контроля, приведенной на рис. 1. Она предусматривает участие не только производителя, но и потребителя кристаллов. С другой сторо-

ны, такое взаимодействие в процессе массового производства позволяет формализовать уровни принятия решений, иерархия которых представлена на рис. 2.

Как видно из данных схем, на первом уровне непосредственно на Богородицком заводе технохимических изделий (БЗТХИ) с помощью лабораторных средств измерения и системы контроля радиационной стойкости кристаллов на



Рис. 2. Иерархия уровней принятия решений при контроле параметров кристаллов PWO

основе источника ^{60}Co проводятся исследования пилотных партий кристаллов, а также выборочный контроль сырья методом GDMS. Затем в НИИ ядерных проблем как независимой экспертной организации, обладающей необходимым аналитическим оборудованием и квалифицированными специалистами, проводится анализ и выборочная верификация полученных данных. В случае получения положительных результатов, данная партия сырья принимается к производству кристаллов.

На втором уровне кристаллы произведенной партии проходят на заводе сертификацию на системе ACCOS, а также выборочный контроль радиационной стойкости кристаллов. Результаты сертификации анализируются в НИИ ЯП и передаются на завод, на основе чего по каждому кристаллу принимается решение о возможности его поставки в ЦЕРН. При этом НИИ ЯП передает в ЦЕРН результаты анализа кристаллов.

На третьем уровне в Лаборатории 27 в ЦЕРНе проводится регистрация и визуальный контроль поступивших кристаллов. Затем с помощью системы ACCOS осуществляется сертификация кристаллов, а также выборочное тестирование кристаллов на пучке частиц на комплексе X5. После чего кристаллы сортируются в соответствии со своими параметрами. Полученные результаты анализируются в Лаборатории 27 и НИИ ЯП. По результатам анализа ЦЕРН принимает по каждому кристаллу решение о его годности для монтажа в модулях детектора.

Таким образом, предложенная схема взаимодействия сторон и своевременный обмен данными должны обеспечить успешное производство кристаллов в заданные сроки.

2. ACCOS – Автоматическая система контроля качества кристаллов.

Система контроля качества кристаллов, пригодная для применения в условиях массового производства, должна быть максимально автоматизирована в целях уменьшения влияния субъективного фактора и иметь пропускную способность не менее 40 кристаллов в день.

Для массового производства в НИИ ЯП (Минск, Беларусь) совместно с Лабораторией физики частиц в Анси (ЛАПП, Анси-ле-Вье, Франция) и ЦЕРН (Женева, Швейцария) была разработана Автоматическая система контроля кристаллов (Automatic Crystal Control System – ACCOS) [4, 5].

Так как кристаллы PWO подвержены механическим повреждениям, необходимо минимизировать количество манипуляций с ними. Приемлемым решением оказалась установка кристаллов на специальные штативы, расположенные на вращающейся платформе. Кристаллы остаются неподвижными относительно платформы в течение всего цикла измерений, а спектрометры перемещаются вдоль измеряемого кристалла. Данное решение потребовало разработки соответствующих компактных спектрометров. Созданные приспособления также обеспечивают точное позиционирование кристаллов относительно измерительных приборов.

Система построена с на основе стандартных и специализированных модулей в стандарте VME, управляющих компьютеров типа IBM PC с операционной системой Microsoft Windows NT. Программное обеспечение реализовано с ис-

пользованием языков C++ и среды LabVIEW. Вся система установлена в термо-стабилизированном и светоизолированном боксе.

На рис. 3, *a* приведен вид типичной кинетики сцинтилляций кристалла PWO, а на рис. 3, *б* – ее интеграл, рассчитанный с помощью аналитического программного обеспечения системы ACCOS.

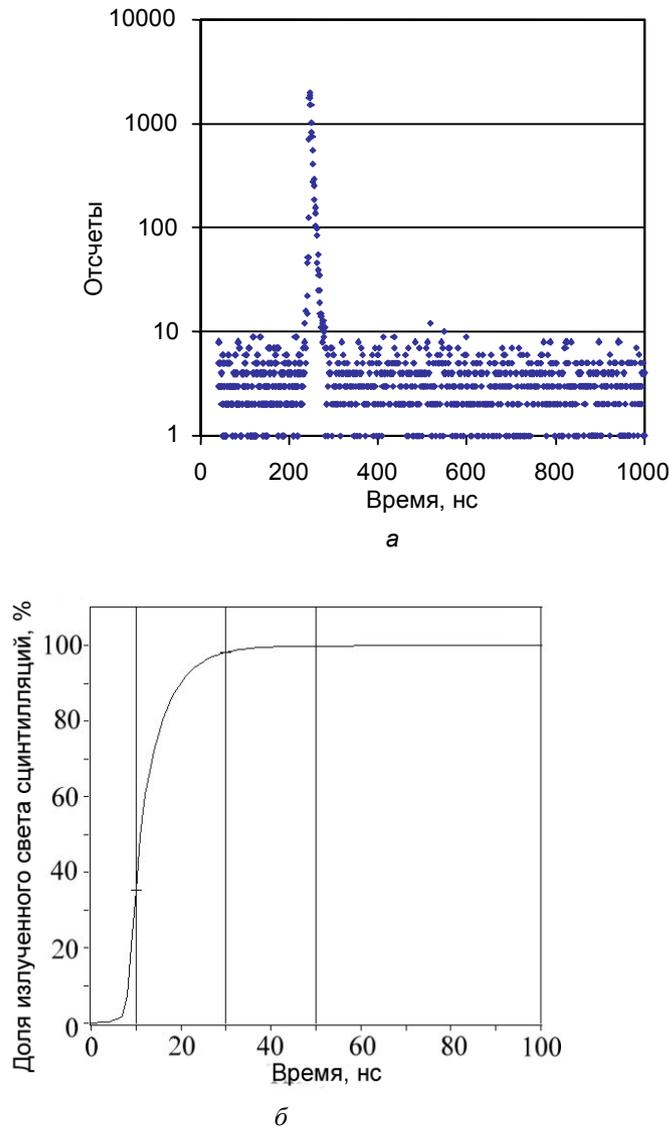


Рис. 3. Типичная кинетика сцинтилляций кристалла PWO (*a*) и ее интеграл (*б*)

Спектрометр для измерения пропускания содержит источник света на базе галогеновой лампы мощностью 20 Вт и четырехлинзового коллиматора; три объектива; вращающийся диск с 11 интерференционными фильтрами; модулятор; детектор на базе фотодиода Hamamatsu S6337 площадью $20 \times 20 \text{ мм}^2$ с рас-

ширенной в УФ-область чувствительностью и электронные блоки усиления сигнала и синхронизации чтения АЦП. Размеры спектрометра $70 \times 80 \times 220 \text{ мм}^3$. Столь компактная конструкция позволяет производить быстрые перемещения спектрометра между положениями измерения и калибровки.

При работе диск с интерференционными фильтрами вращается, обеспечивая поочередную установку фильтров в пучке света, и, таким образом, измерение сигнала на определенной длине волны. Время измерения на одной длине волны – порядка 0,5 с. Весь цикл измерения занимает 5,5 с.

На рис. 4 приведены типичные спектры оптического пропускания кристалла PWO, измеренные вдоль (а) и перпендикулярно (б) оси кристалла. Показаны разброс величин длин волн $\Delta\lambda$ спектров пропускания, измеренных перпендикулярно оси кристалла, и наклон края спектра пропускания в диапазоне длин волн от 340 до 380 нм, измеренного вдоль оси.

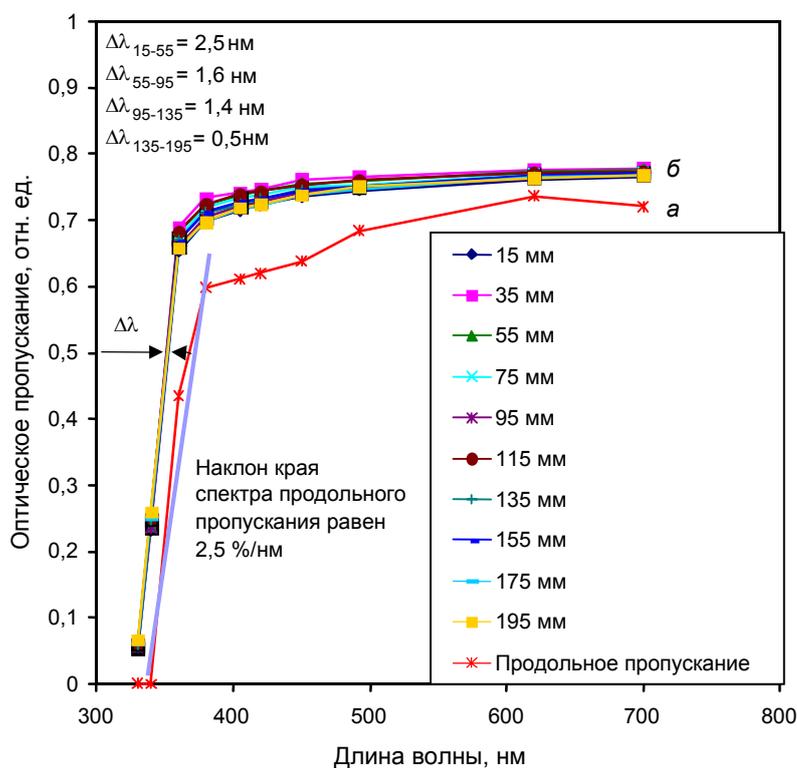


Рис. 4. Типичные спектры оптического пропускания кристалла PWO, измеренные вдоль (а) и перпендикулярно (б) оси кристалла

Программное обеспечение низкого уровня включает специальные драйверы устройств и динамические проблемно-ориентированные библиотеки, предназначенные для обеспечения связи и обмена данными между драйверами устройств

и приложениями высокого уровня. Программное обеспечение высокого уровня предоставляет пользовательский интерфейс для сбора, анализа и обработки данных, а также их сохранения и представления. Также имеется поддержка коммуникации с базой данных C.R.I.S.T.A.L., которая может генерировать список задач для измерительной системы и сохранять результаты измерений. Программное обеспечение высокого уровня разрабатывалось с помощью графической системы программирования LabVIEW.

3. Анализ параметров сцинтилляционных элементов PWO, полученных в условиях массового производства. Первые полномасштабные тесты кристаллов PWO на системе ACCOS были проведены в целях отладки процедуры рутинной сертификации параметров кристаллов и испытания самой системы. Для этих тестов были использованы кристаллы PWO, изготовленные в рамках подготовки массового производства кристаллов PWO на Богородицком заводе химических изделий.

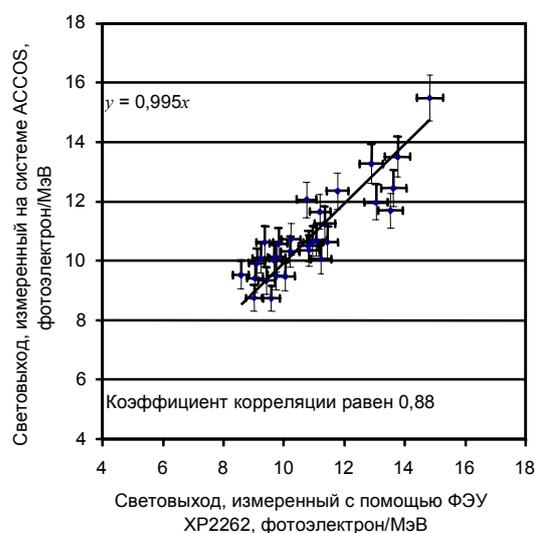


Рис. 5. Корреляция между результатами измерений световыхода кристаллов, полученных с помощью системы ACCOS и системы амплитудного анализа на основе ФЭУ XP2262

В ходе данных тестов особое внимание было уделено сравнению результатов измерений параметров кристаллов, полученных с помощью системы ACCOS и обычных лабораторных методов исследований.

На рис. 5 приведена корреляция между результатами измерений световыходов кристаллов, полученных с помощью системы ACCOS и системы амплитудного анализа на основе ФЭУ XP2262. Приведен результат аппроксимации линейной функцией.

На рис. 6 представлена корреляция между результатами измерений неоднородности световыхода для двух диапазонов 35–115 мм (а) и 115–185 мм (б) от передней грани кристалла, полученными с помощью системы ACCOS и системы

амплитудного анализа на основе ФЭУ ХР2262. Приведены результаты аппроксимации линейной функцией.

Как видно, обнаружено хорошее согласие между результатами, полученными с помощью системы ACCOS и обычными лабораторными методами исследований.

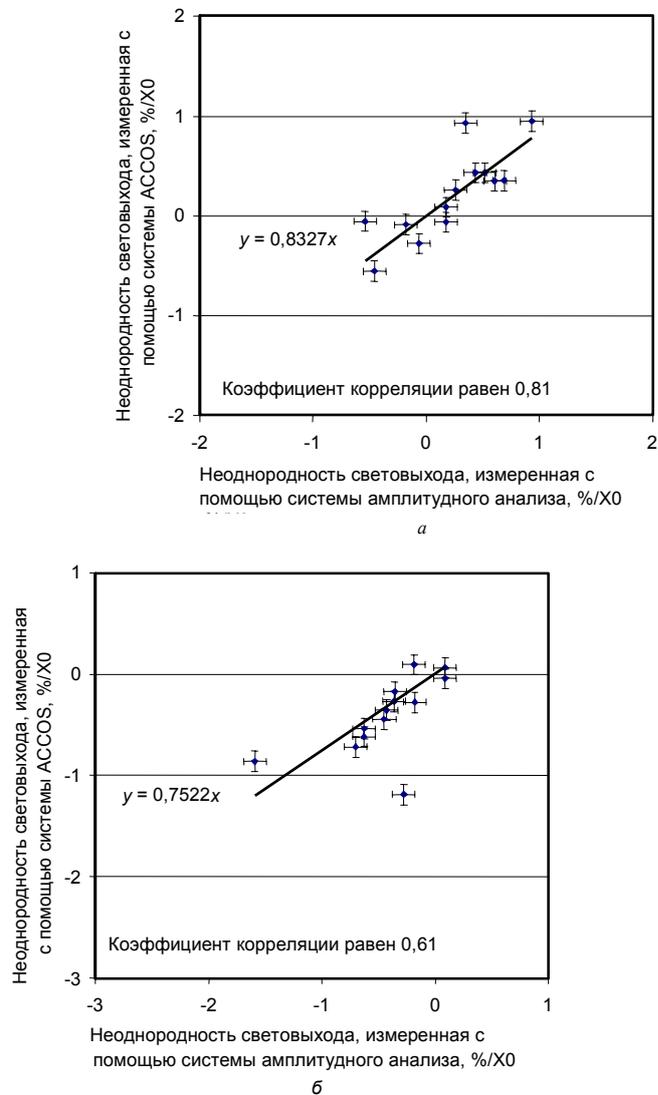


Рис. 6. Корреляция между результатами измерений неоднородности световыхода для двух диапазонов 35–115 мм (а) и 115–185 мм (б) от передней грани кристалла, полученными с помощью системы ACCOS и системы амплитудного анализа на основе ФЭУ ХР2262

Таким образом, установлено, что предложенный подход к сертификации кристаллов PWO и аппаратура для его реализации в виде системы ACCOS позволяют проводить надежную сертификацию сцинтилляторов для комплектации детектора ECAL CMS.

Литература

1. The Compact Muon Solenoid. Technical proposal CERN/LHCC 94–38. 15 Dec. 1994. P. 290.
2. *Faure J. L., Ille B., Lebeau M. et al.* // CMS TN. 1992. № 043. P. 23.
3. *Barney. D.* // CMS CR. 1998. № 004. P. 36.
4. *Auffray E., Drobychev G., Korzhik M. et al.* // IEEE'98. Abstr. Toronto, Canada, Nov. 8–14, 1998. № 20–31. P. 6.
5. *Drobychev G., Korzhik M., Peigneux J. P. et al.* // CMS TN. 1997. № 036. P. 38.

CERTIFICATION PECULIARITY OF LEAD TUNGSTATE CRYSTALS SCINTILLATION PARAMETERS AT MASS PRODUCTION CONDITIONS

**M. V. Korzhik, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov, G. Yu. Drobychev,
R. F. Zuyuski, V. V. Panov**

The building up of the large scale detectors for high-energy physics experiments in coming millenium such as CMS electromagnetic calorimeter requires the production of tens of thousands of scintillating crystal. The high-performance target of such detectors impose strict requirements on parameters of crystals, such as sufficient light yield, acceptable light yield uniformity, short decay time free of slow components, and very limited light yield loss under irradiation, precise dimensions. The challenge is to provide a high production rate and appropriate quality control for such a large scale project. The certifying procedure approach developed for the production centers and CERN is presented here. Multilevel quality control scheme is proposed. The equipment built for the automatic measurement of the optical and scintillation properties and the associated software tools as well as the method and tools for the radiation hardness tests are presented.

СВЕТОВЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ ТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

М. В. Коржик, А. Р. Лопатик, О. В. Мисевич, А. А. Федоров

Эксперименты по физике высоких энергий, запланированные в ближайшем будущем в мировых центрах по исследованию микромира, включая Европейскую лабораторию ядерных исследований (ЦЕРН), требуют создания многоканальных систем детектирования и идентификации частиц, таких, например, как электромагнитные калориметры на основе сцинтилляционных кристаллов $PbWO_4$ (PWO) и лавинных фотодиодов для экспериментов CMS и ALICE на LHC [1], которые будут содержать более чем 10^5 детекторных ячеек. Энергетические шкалы всех этих ячеек должны быть совмещены на этапе сбора либо обработки информации с помощью соответственно систем аппаратурной стабилизации шкалы либо ее мониторингования. Причем функционирование данных калориметров будет осуществляться в интенсивных радиационных и электромагнитных полях. Для стабилизации (или мониторингования) энергетической шкалы калориметра необходим высокостабильный источник световых импульсов, так как именно им определяется стабильность системы детектирования в целом. Нами разработана система мониторингования с нестабильностью не хуже 0,1% и параметрами световой вспышки (длительность и временная форма импульса, спектральный состав излучения), близкими к параметрам сцинтилляций PWO. Система поставляет световой импульс одновременно нескольким десяткам каналов и излучает около 10^6 фотонов на канал. При этом она обладает регулируемой частотой повторения импульсов, возможностью оперативного изменения числа фотонов во вспышке. Также реализована возможность изменения длины волны выходного излучения. Система обеспечивает долговременную стабильность при работе в магнитных полях до 3 Т. По сути, нами предложена и разработана уникальная многоволновая система мониторингования электромагнитного калориметра, позволяющая работать с высокой точностью на ускорителях нового поколения с высокой светимостью.

В существующих системах стабилизации в качестве эталонного источника световых импульсов используются: радиолюминесцентные (сцинтиллятор с нанесенным радиоактивным веществом), оптоэлектронные (светодиод, лазер) или газоразрядные (импульсная лампа) светоизлучающие элементы.

В радиолюминесцентных источниках [2] радиоактивный изотоп может наноситься непосредственно на рабочий сцинтиллятор либо применяется отдельный небольшой сцинтиллятор с нанесенным изотопом. Эталонные источники с непосредственно нанесенным изотопом находят ограниченное применение в спектрометрии низких энергий, поскольку наибольшая энергия излучения существующих изотопов ограничена единицами МэВ. Применение отдельного сцинтиллятора с более высоким световыходом, чем у рабочего, в качестве эталонного источника позволяет существенно расширить диапазон энергий. Так, например, применяя в качестве эталона сцинтиллятор YAP:Ce с изотопом ^{241}Am [3]

для мониторинга сцинтилляционного детектора с кристаллом PWO, можно достичь эквивалентного энерговыделения в PWO около 2 ГэВ.

Радиолюминесцентные источники имеют ряд преимуществ: отсутствие дополнительного электронного оборудования, небольшая длительность световой вспышки (при использовании быстрого сцинтиллятора), компактность, относительная дешевизна, возможность работы в сильных магнитных полях. Дисперсия числа фотонов во вспышке минимальна, так как полностью определяется фотостатистикой. Однако присущие радиолюминесцентным источникам недостатки, такие как невозможность изменения частоты и амплитуды импульсов, уменьшение светового выхода со временем вследствие радиационного поражения сцинтиллятора при интенсивном облучении, в ряде случаев недостаточная температурная и долговременная стабильность, существенно ограничивают область их применения. Кроме того, стохастический характер световых вспышек требует амплитудной селекции опорного сигнала, что приводит к заметному усложнению логики отбора событий. К тому же перекрытие амплитудных спектров эталонного и регистрируемого сигналов ограничивает динамический диапазон интенсивности измеряемых сигналов вследствие взаимного маскирования.

Оптоэлектронные эталонные источники в большей степени удовлетворяют вышеперечисленным требованиям. Однако с помощью светодиода проблематично получить 10^8 и более фотонов во вспышке при достаточно малой (порядка десятков наносекунд) длительности светового импульса. Кроме того, серийно выпускаемые светодиоды с яркостью $\geq 0,1$ кд до недавнего времени перекрывали спектральный диапазон от 560 нм до 1000 нм, что не согласуется со спектрами излучения большинства сцинтилляторов, расположенными в ультрафиолетовой или синей области. Существующие голубые SiC-светодиоды обладают малой яркостью $\sim 0,01$ кд [4].

Импульсные лазеры, обладая высокой яркостью и малой длительностью светового импульса, имеют большую дисперсию числа фотонов во вспышке из-за лавинного характера генерации, низкую долговременную стабильность, зависимость числа фотонов во вспышке от частоты импульсов [5]. Нестабильность от импульса к импульсу для лазера может достигать $\sim 10\%$ [6]. Поэтому в случае применения лазера в качестве светового эталона систему, как правило, дополняют каналом мониторинга лазера на основе сцинтиллятора с изотопом и ФЭУ [7] или PIN-фотодиода [8]. Одним из вариантов снижения долговременной нестабильности лазера до $0,2\%$ может являться стабилизация интенсивности излучения при помощи электрооптического затвора с использованием PIN-фотодиода в качестве датчика [9]. Кроме того, набор длин волн генерации относительно компактных и надежных неперестраиваемых лазеров (особенно лазерных диодов) ограничен. Несовпадение формы спектра излучения сцинтиллятора с монохроматическим лазерным излучением может привести к погрешностям мониторинга в случае изменения спектра оптического поглощения сцинтиллятора и иммерсионной среды или спектральной чувствительности фотоприемника вследствие старения или радиационного поражения.

Газонаполненные (криптоновые, ксеноновые) импульсные лампы, а также искровые разрядники из-за лавинного характера образования вспышки обладают

рядом таких недостатков, как низкая долговременная стабильность (относительный разброс интенсивности вспышки за несколько часов может достигать 100 % [10]), разброс амплитуды импульсов от вспышки к вспышке (12–14 %), и поэтому, требуют создания дополнительного канала мониторинга [11, 12, 13]. Частота повторения импульсов ограничена обычно сотнями Гц. Вместе с тем широкий спектр высвечивания (250–1000 нм) позволяет выделять при помощи светофильтров или монохроматора практически любой требуемый диапазон [14].

Другими словами, ни один из вышеописанных источников не удовлетворяет ряду противоречивых требований, предъявляемых к системам мониторинга: высокая долговременная и температурная стабильность, относительно малая длительность импульса вспышки и достаточно большое количество фотонов в импульсе, малая дисперсия амплитуды светового импульса, возможность работы в интенсивных радиационных полях.

Появившиеся недавно светоизлучающие диоды $\text{In}_x\text{Ga}_{x-1}\text{N}$ с яркостью в единицы и даже десятки канделл, спектральным диапазоном 370–530 нм, малой внутренней емкостью, возможность изготовления светодиода практически с любой длиной волны в данном диапазоне при варьировании значения X в пределах 0–0,5 [15], позволили частично устранить противоречия и создать эталонный источник световых импульсов, в наибольшей степени отвечающий вышеперечисленным требованиям. Необходимо сразу отметить особенности InGaN -светодиодов [16]. Параметры светодиодов сильно меняются не только от партии к партии, но и для приборов, изготовленных из одной пластины в едином технологическом цикле. Длина волны излучения для одного типа светодиода при одинаковых условиях может отличаться на ± 5 нм и при этом иметь сильную температурную зависимость. InGaN -светодиоды имеют высокое прямое падение напряжения (> 4 В при токе 20 мА) и очень чувствительны к статическому электричеству. Некоторые экземпляры не работают при пониженном значении тока.

Заметим, что абсолютное большинство светодиодов предназначено для работы в непрерывном режиме, поэтому назовем некоторые особенности работы светодиода при возбуждении импульсами тока с амплитудой, значительно превышающей значение номинального постоянного прямого тока, что необходимо для получения большого количества фотонов во вспышке. Как было установлено нами, значения тока в импульсе не должны превышать 2 А во избежание разрушения светодиода. Применение светодиода в импульсном режиме может приводить к значительным изменениям в спектре излучения. Для примера на рис. 1 приведены спектры излучения светодиода Gilway E902 [17], измеренные нами при возбуждении постоянным током 20 мА и импульсным током 2 А. Возбуждение импульсным током приводит к двукратному уширению спектра и сдвигу пика излучения на 25 нм в коротковолновую область. В спектре излучения светодиода NICHIA NLPB-500 в импульсном режиме появляется дополнительный пик с длиной волны 380 нм [18]. Основной пик (паспортное значение $\lambda = 450$ нм) при этом смещается в 430 нм. При длительности светового импульса 2–4 нс и токе через светодиод более 200 мА интенсивность излучения с длиной волны 380 нм становится преобладающей и продолжает расти с увеличением тока, тем самым светодиод превращается в источник ультрафиолетовых импульсов.

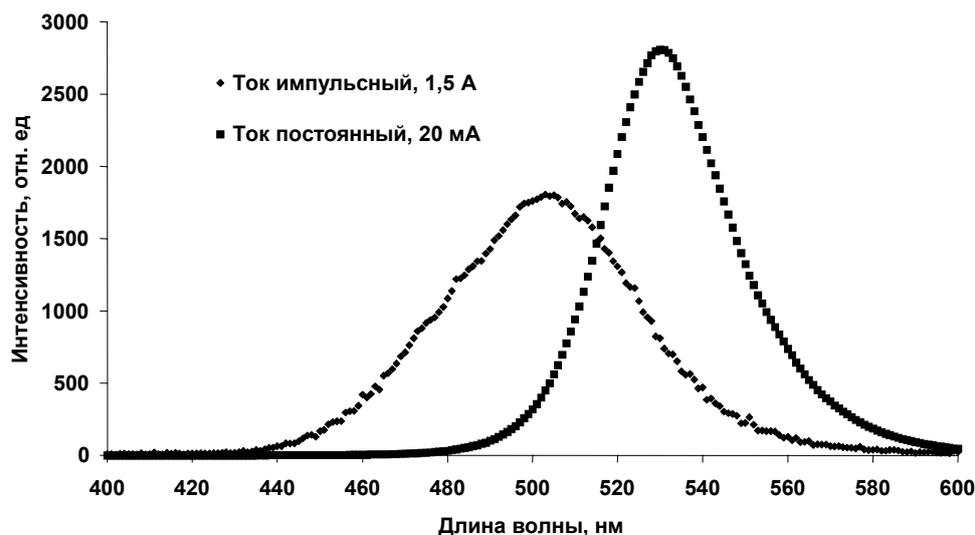


Рис. 1. Спектральные характеристики светодиода Gilway E902 при поджиге постоянным и импульсным током

Электрическую эквивалентную схему светодиода можно представить в виде емкости $p - n$ -перехода, подключенной параллельно диоду, и последовательного сопротивления. К сожалению, в спецификации на производимые изделия изготовители редко указывают данные параметры, играющие значительную роль при работе светодиода в импульсном режиме. Существование внутренней емкости (обычно ≥ 100 пФ) приводит к длительному послесвечению (сотни и более наносекунд для некоторых типов светодиодов) после прекращения действия поджигающего импульса тока. Поэтому мы предложили и использовали активную схему гашения для светодиода. Ее работа заключается в подаче гасящего импульса обратной полярности после прекращения действия поджигающего импульса тока. Существование последовательного сопротивления светодиода, достигающего 20 Ом и более, конечное значение выходного сопротивления генератора импульсов гашения и ограниченная пробоем светодиода величина обратного напряжения (как правило, 5 В) не позволяют достичь времени гашения светодиода менее нескольких наносекунд.

Для получения наносекундных импульсов тока возбуждения светодиода обычно используют высоковольтный транзистор, работающий в лавинном режиме [19]. Иногда применяют возбуждение светодиодов в обратном направлении, используя излучение, связанное с ударной рекомбинацией при обратном смещении $p - n$ -перехода [20]. Все эти методы позволяют получить через светодиод ток порядка нескольких ампер, допускают последовательное соединение светодиодов и, как следствие, позволяют получать мощный световой импульс. Однако лавинный пробой приводит к увеличению дисперсии числа фотонов в

световом импульсе [19]. Одним из вариантов минимизации дисперсии является работа токового ключа в линейном режиме. При этом необходимо отметить, что значительное последовательное сопротивление светодиода при токе через светодиод 2 А и длительности импульса поджига < 10 нс предъявляет повышенные требования к транзисторам выходного каскада блока поджига светодиода: граничная частота – более 1 ГГц, импульсный ток коллектора – более 2 А, постоянное напряжение коллектор/эмиттер – более 50 В, коэффициент передачи по току – более 20. Последовательное соединение светодиодов в целях увеличения интенсивности вспышки затруднено по той же причине.

Полученные результаты генерации световых импульсов некоторыми светодиодами в зависимости от длительности поджигающего импульса тока амплитудой 1,5 А с применением активного гашения и без приведены в таблице. Световой импульс пропускаться через световой смеситель, представляющий собой стеклянный цилиндр диаметром 10 мм и длиной 50 мм, обернутый светоотражающим материалом. Число фотонов оценивалось на выходе смесителя при помощи

Импульсные характеристики InGaN-светодиодов

Тип светодиода	Ток постоянный, 20 мА	Ток импульсный, 1,5 А Длительность импульса поджига ~ 8 нс				
		Длина волны излучения в максимуме, нм	Длина волны излучения в максимуме, нм	Число фотонов *10 ⁶	Длительность импульса на полувысоте, нс (по уровню 0,1 нс)	Длительность импульса на полувысоте, нс (по уровню 0,1 нс)
					с активным гашением	без гашения
Everlight EL383UBC	430	430	200	22 (100)	35 (200)	
Nichia NLPB 500 + ЖС4, 2 мм	450	440	800	7 (10)	9 (16)	
Everlight EL383UWC + СЗС12, 2 мм	470	450	1300	10 (16)	13 (30)	
Nichia NSPB 500S	470	460	4000	6 (9)	8 (13)	
HP HLMP-CB15	470	470	1500	6 (10)	8 (15)	
GILWAY E902	525	500	800	8 (15)	12 (20)	

PIN-фотодиода НАМАМАТСУ S3590-03 с чувствительной областью 10×10 мм. Временные параметры светодиодов измерялись стандартным старт-стопным методом. Из таблицы следует, что при применении современных светодиодов можно получать 10^9 фотонов при длительности светового импульса менее 10 нс, а использование активного метода гашения особенно эффективно при малых длительностях импульса и позволяет существенно сократить длительность световой вспышки при незначительном снижении числа фотонов.

Следующим важным вопросом является выбор способа стабилизации интенсивности излучения светодиода. Светодиод имеет температурную нестабильность интенсивности излучения, индивидуальную для каждого типа светодиода, определяемую физико-химическими свойствами кристалла. По различным оценкам [21, 22], температурная нестабильность светодиодов достигает $\pm 1\% / ^\circ\text{C}$ и более. Возбуждение светодиода в обратном направлении уменьшает нестабильность в 5–10 раз [23], но при этом уменьшается интенсивность излучения [20] и спектр излучения смещается в более коротковолновую область [23]. Стабилизация температуры светодиода реализуется простыми способами, однако вопрос долговременной стабильности светодиода остается открытым.

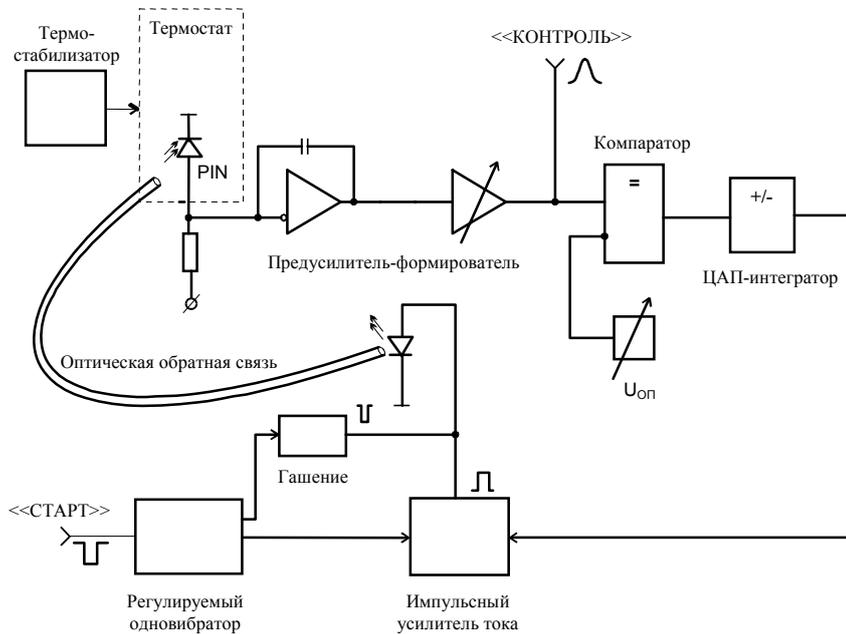


Рис. 2. Блок-схема стабилизированного источника световых импульсов

Долговременная стабильность светодиода также индивидуальна для различных типов светодиодов. Старение светодиода приводит к постепенному изменению эксплуатационных характеристик. В работах [22, 24] проведены исследования долговременной стабильности светодиодов. В результате нестабильность оценена в несколько процентов в день для зеленых и красных светодиодов. В системе с термостатированным синим SiC-светодиодом достигнута дол-

длительная нестабильность порядка 0,2 % [25]. Еще одной серьезной проблемой являются внезапные и необратимые изменения выходного сигнала светодиода [24], что, в частности, мы неоднократно наблюдали для светодиода HP HLMT-CL00.

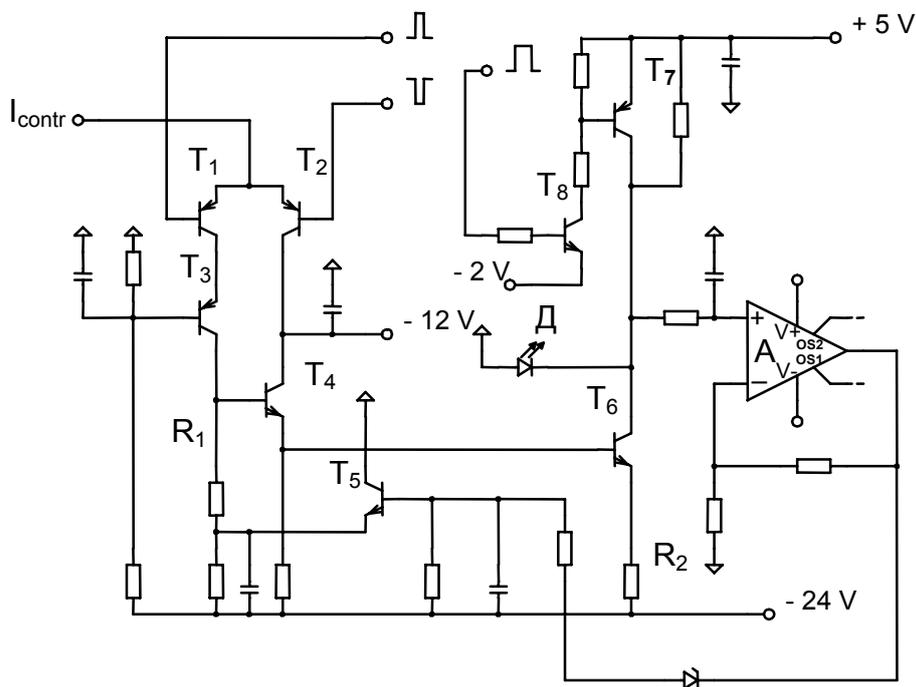


Рис. 3. Упрощенная принципиальная схема блока поджига светодиода

Наиболее радикальный способ стабилизации светодиода – стабилизация интенсивности выходного излучения с использованием оптической обратной связи по сигналу от PIN-фотодиода [26]. Температурная нестабильность PIN-фотодиода составляет $\sim 4 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$, а долговременная нестабильность – менее 10^{-4} [24]. Описанная в работе [26] система в целом имеет нестабильность около 0,1 %. Данный способ применен в нашем приборе.

Блок-схема прибора изображена на рис. 2. Входной импульс «Старт» запускает управляемый цифровым кодом одновибратор, собранный на ЭСЛ-элементах и генераторе задержки AD9500. Сформированный по длительности сигнал усиливается и поступает на схему поджига светодиода. Часть света светодиода ответвляется световодом на оптический вход канала обратной связи. В качестве фотоприемника канала обратной оптической связи используется термостабилизированный PIN-фотодиод HAMAMATSU S3590-03. Сигнал фотодиода усиливается зарядочувствительным предусилителем, затем усилителем формирования и поступает на компаратор, сравнивающий амплитуду сигнала с уровнем $U_{оп}$. Сигнал ошибки с выхода компаратора поступает на вход управления направлением счета реверсивного счетчика, соединенного с 12-разрядным ЦАП, выходной сигнал которого задает амплитуду тока поджига светодиода.

Схемные решения большинства блоков хорошо известны, поэтому рассмотрим подробнее схему поджига и гашения. Упрощенная принципиальная схема представлена на рис. 3.

Парафазный сигнал от ЭСЛ-одновибратора поступает на базы транзисторов $T1$ и $T2$, включенных по схеме токового ключа. Сигнал, снимаемый с коллектора $T1$, усиливается транзистором с общей базой $T3$, нагрузкой которого является резистор $R1$. Далее импульс усиливается по току транзистором $T4$ и поступает на мощный транзистор $T6$, в коллекторную цепь которого включен светодиод.

Ток через светодиод определяется сопротивлением $R2$ и амплитудой импульса на базе $T6$. Ток управления I_{CONTR} и сопротивление $R1$, в свою очередь, определяют амплитуду этого импульса. После прекращения поджигающего импульса на базу транзистора $T8$ подается импульс гашения. После усиления транзистором $T8$ импульс поступает на ключевой транзистор $T7$, подключающий катод светодиода к уровню + 5 В, разряжая внутреннюю емкость светодиода. Как правило, для полного гашения светодиода достаточно гасящего импульса длительностью несколько десятков наносекунд. Операционный усилитель A через транзистор $T5$ поддерживает нулевой средний потенциал на катоде светодиода, тем самым обеспечивая работу $T4$ и $T6$ в линейном режиме. Данная схема позволяет сформировать на светодиоде импульс тока ~ 2 А минимальной длительностью 5 нс, при этом падение напряжения на светодиоде может достигать 35 В (при увеличении напряжения на аноде светодиода до 25 В).

Прибор, использующий вышеописанные технические решения, был проверен в магнитном поле до 1 Т с внешним оптическим измерителем энергии светового импульса. Установлено, что магнитное поле 1 Т приводит к изменению интенсивности не более чем на 0,04 %. Кроме того, ряд приборов использовался в beam-тестах на пучках H4, X1, X5 GIF в ЦЕРНе в качестве эталонных источников световых импульсов при изучении радиационной стойкости кристаллов PWO непрерывно в течение нескольких месяцев. Достигнутая долговременная стабильность светового источника $\pm 0,1$ % позволила предложить данный принцип в качестве прототипа системы мониторинга создаваемого калориметра коллаборации ВТeV (Лаборатория им. Ферми, США), содержащего около 24 000 детектирующих ячеек.

Литература

1. The Compact Muon Solenoid: Technical proposal. CERN/LHCC 94–38. LHCC/P1, 15 December. 1994.
2. Menefee J., Cho Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. Vol. NS-13. P. 159.
3. Kachanov V. A., Rykalin V. V., Solovyanov V. L. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A314. P. 215.
4. HEWLETT PACKARD: Optoelectronics Designer's Catalog. 1996.
5. Gobbi A., Alard J. P., Augustinskiat G. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A324. P. 156.
6. Bianco S., Cantoni P., Cotta-Ramusino A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A305. P. 48.
7. Baumeister H., Beckmann P., Berger F. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. A292. P. 81.
8. Awes T. C., Baktash C., Cumby R. P. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A279. P. 479.
9. Fedorov A., Korzhik V., Lopatik A. et al. // CMS Note 2000/26.
10. Bonutti F., Camerini P., Grion N. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A337. P. 165.

11. *Bartoszek L., Bharadwaj V., Church M. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A301. P. 47.
12. *Berger J., Bermond M., Besson P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A279. P. 343.
13. *Sumiyoshi T., Hayashi K., Ogawa K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1988. Vol. A271. P. 432.
14. *Peigneux J-P., Singovski A., Fedorov A. et al.* // CMS Note 1999/061.
15. *Коган Л.* // Электронные компоненты. 2000. № 2. С. 22.
16. *McCarthy C. J.* // Spectra Photonics. December 1999. P. 77.
17. GILWAY. Lamps/ Leds: Engineering Catalog 168.
18. *Araki T., Misawa H.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66 (12). P. 5469.
19. *Zabierovski J.* // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A338. P. 577.
20. *Jonson P. N., Tolfree D. W. L.* // Nucl. Instr. Meth. 1976. Vol. 134. P. 29.
21. *Autiero D., Baldo-Ceolin M., Bobisut F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A372. P. 556.
22. *Martinčič R., Ivkovič V., Tiringier M.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. Vol. 147. P. 513.
23. *Шемякин В. А., Косяченко Л. А., Рабинков А. В.* // Конструирование и технология изготовления космических приборов. М., 1988. С. 143.
24. *Reiter W. L., Stengl G.* // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 169. P. 469.
25. *Böttcher M., Brewer W. D., Klein E.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. Vol. 206. P. 177.
26. *Reiter W. L., Stengl G.* // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 173. P. 275.

LIGHT SOURCES FOR PRECISE ELECTROMAGNETIC CALORIMETRY IN INTENSE RADIATION FIELDS

M. V. Korzhik, A. R. Lopatik, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov

Energy scale monitoring systems for multichannel scintillation detectors with various sources of reference light pulses are examined. LED based light pulse generator with active quenching of afterglow, allowing to reduce a light pulse duration up to 2 times is described. Number of photons is about $\sim 10^9$ per pulse for 10 ns duration. Long-term instability of the light pulse $\pm 0.1\%$ for a several weeks is obtained.

-
2. *Menefee J., Cho Y.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. Vol. NS-13. P. 159.
 3. *Kachanov V. A., Rykalin V. V., Solovyanov V. L. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A314. P. 215.
 4. HEWLETT PACKARD: Optoelectronics Designer's Catalog. 1996.
 5. *Gobbi A., Alard J. P., Augustinskiat G.* // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A324. P. 156.
 6. *Bianco S., Cantoni P., Cotta-Ramusino A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A305. P. 48.
 7. *Baumeister H., Beckmann P., Berger F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. A292. P. 81.
 8. *Awes T. C., Baktash C., Cumby R. P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A279. P. 479.
 9. *Fedorov A., Korzhik V., Lopatik A. et al.* // CMS Note 2000/26.

 10. *Bonutti F., Camerini P., Grion N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A337. P. 165.
 11. *Bartoszek L., Bharadwaj V., Church M. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. A301. P. 47.
 12. *Berger J., Bermond M., Besson P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A279. P. 343.
 13. *Sumiyoshi T., Hayashi K., Ogawa K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1988. Vol. A271. P. 432.
 14. *Peigneux J-P., Singovski A., Fedorov A. et al.* // CMS Note 1999/061.
 15. *Козан Л.* // Электронные компоненты. 2000. № 2. С. 22.
 16. *McCarthy C. J.* // Spectra Photonics. December 1999. P. 77.
 17. GILWAY. Lamps/Leds: Engineering Catalog 168.
 18. *Araki T., Misawa H.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. Vol. 66 (12). P. 5469.
 19. *Zabierovski J.* // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A338. P. 577.
 20. *Jonson P. N., Tolfree D. W. L.* // Nucl. Instr. Meth. 1976. Vol. 134. P. 29.
 21. *Autiero D., Baldo-Ceolin M., Bobisut F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A372. P. 556.
 22. *Martinčič R., Ivkovič V., Tiringier M.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. Vol. 147. P. 513.
 23. *Шемякин В. А., Косяченко Л. А., Рабинков А. В.* // Конструирование и технология изготовления космических приборов. М., 1988. С. 143.
 24. *Reiter W. L., Stengl G.* // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 169. P. 469.
 25. *Böttcher M., Brewer W. D., Klein E.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. Vol. 206. P. 177.
 26. *Reiter W. L., Stengl G.* // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 173. P. 275.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЕРОВСКИТОВ

М. В. Коржик, А. А. Федоров

Кристаллы структурного типа перовскита $(RE)AlO_3$, где RE есть La, Gd, Lu и Y, активированные редкоземельными ионами, сформировали к настоящему времени класс высокоэффективных быстродействующих трансформаторов энергии ионизирующего излучения в свет. Два из вышеперечисленных кристаллов: $YAlO_3$ и $LuAlO_3$, активированные ионами церия Ce^{3+} , являются весьма перспективными для применения в медицинской радиологии. При относительно высокой плотности и конверсионной эффективности эти кристаллы излучают быстрые сцинтилляции при возбуждении ионизирующим излучением, что является весьма важным свойством для использования в системах с высоким временным разрешением, в компьютерной томографии.

Быстрые сцинтилляции в оксидных кристаллах со структурой оксиортосиликата, граната либо перовскита могут быть получены при их активации редкоземельными ионами, излучающими, как правило, быструю межконфигурационную $d \rightarrow f$ -люминесценцию в ультрафиолетовой области спектра. Количество таких активирующих ионов, изоморфно замещающих Y либо редкоземельный матрицеобразующий элемент, ограничено четырьмя элементами: Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Yb^{3+} [1]. Однако $d \rightarrow f$ -люминесценция ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} локализована в диапазоне $\nu > 40\,000\text{ см}^{-1}$, причем у ионов Nd^{3+} она тушится за счет безызлучательных переходов на многочисленные f -уровни. По существу, лишь два иона – Ce^{3+} и Pr^{3+} – могут быть использованы как приемлемые активаторы, однако ион празеодима обладает, хотя и в меньшей степени, тем же недостатком, что и ион неодима. Положение максимума $f \rightarrow d$ -люминесценции указанных активаторов, ее временные характеристики зависят от типа матрицы или ее симметрии и силы кристаллического поля в позиции локализации, как отмечено в работах [1, 2].

Количество редкоземельных ионов, которые могут использоваться в качестве матрицеобразующих элементов, также ограничено, однако основным критерием отбора здесь является отсутствие f -, d -полос поглощения, перекрывающихся с активаторной люминесценцией. Лишь ионы Y, La, Ce, Gd и Lu удовлетворяют этому требованию. Ионы Gd^{3+} имеют энергетические f -уровни ${}^6I_{7/2,11/2}$; ${}^6P_{7/2,5/2}$ с энергией вблизи $30\,000\text{ см}^{-1}$, при этом влияние этих уровней на энергообмен в кристаллах зависит от превышения их энергии над энергией излучательного d -уровня активатора.

Настоящая работа посвящена результатам исследований кристаллов редкоземельно-алюминиевых перовскитов, активированных ионами, обладающими межконфигурационной $d \rightarrow f$ -люминесценцией, в целях создания на их основе быстродействующих сцинтилляционных детекторов. Систематическое излучение этих кристаллов позволило обнаружить тенденции изменения спектроскопических, оптических и сцинтилляционных параметров кристаллов, которые могут быть использованы в прогностических целях для разработки сцинтилляционных материалов на базе кристаллов других структурных типов.

1. Спектроскопия монокристаллов $YAlO_3$ с церием и их связь со сцинтилляционными свойствами

Спектроскопические характеристики, равно как и связь их со сцинтилляционными параметрами монокристаллов иттрий-алюминиевого перовскита $YAlO_3$ (ИАП, YAP), в настоящее время изучены наиболее полно. Начиная с первой работы Вебера были установлены основные характеристики кристаллов $YAlO_3:Ce$, связанные с локализацией в них ионов церия в трехвалентном состоянии [3–7].

Исследованные монокристаллы выращивались методом Чохральского (МЧ) в иридиевых тиглях в атмосфере инертного газа, а также методом горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) в молибденовых контейнерах в вакууме. Активаторы вводились в шихту в виде окислов. Концентрация активаторов измерялась рентген-флуоресцентным методом. Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Beckman-5760, спектры люминесценции – на СДЛ-2 (300 К) и SPEX (4,2 К), кинетика люминесценции – на PRA-3000. Сцинтилляционная эффективность η измерялась по аттестованной Госстандартом методике.

В монокристаллах $YAlO_3$ (пространственная группа D_{2h}^{16}) ионы Ce замещают ионы Y и локализуются в двенадцатиричной кислородной координации с точечной симметрией позиции локализации C_s . Коэффициент распределения ионов церия при выращивании по методу ГНК составил $0,25 \pm 0,05$ %, Чохральского – $0,6 \pm 0,08$ %.

На рис. 1 приведены спектры поглощения (СП) монокристаллов $YAlO_3:Ce$, выращенных различными методами. В ГНК-кристаллах на фоне длинноволнового края полосы фундаментального поглощения наблюдаются две группы полос с компонентами $\nu = 35\,714, 33\,900, 32\,260$ и $45\,000, 41\,450$ см^{-1} , которые соответствуют межконфигурационным переходам ионов Ce^{3+} $4f^1\{^2F_{5/2}(\Gamma_{6,7})\} \rightarrow 5d\{^2T_2(\Gamma_{6,7,7})\}$ и $4f^1\{^2F_{5/2}(\Gamma_{6,7})\} \rightarrow 5d\{E(\Gamma_{7,8})\}$ соответственно.

Отжиг в окислительной атмосфере приводит к увеличению поглощения в указанных полосах на 15–20 % для всех кристаллов, выращенных в вакууме. Это свидетельствует о том, что в процессе выращивания в вакууме часть ионов церия восстанавливается до ионного состояния Ce^{2+} . Помимо указанных изменений в СП появления новых полос либо их исчезновения не обнаруживается, что указывает на возможность локализации переходов ионов Ce^{2+} в УФ-области за пределами исследованного спектрального диапазона. Это дает основание утверждать, что ионы Ce^{2+} не оказывают тушащего действия на переходы ионов Ce^{3+} .

В МЧ-кристаллах помимо указанных полос наблюдается дополнительное поглощение в спектральной области $\nu > 27\,000$ см^{-1} . Отжиг в окислительной атмосфере приводит к дальнейшему увеличению дополнительного поглощения при уменьшении пикового поглощения в полосах ионов Ce^{3+} . Напротив, длительным отжигом в вакууме удается устранить дополнительное поглощение, причем наблюдаемый СП подобен измеренному для ГНК-кристаллов. Таким образом, в кристаллах, выращенных в инертном газе, часть ионов Ce локализуется в четырехвалентном состоянии, причем дополнительное поглощение связано с этими ионами.

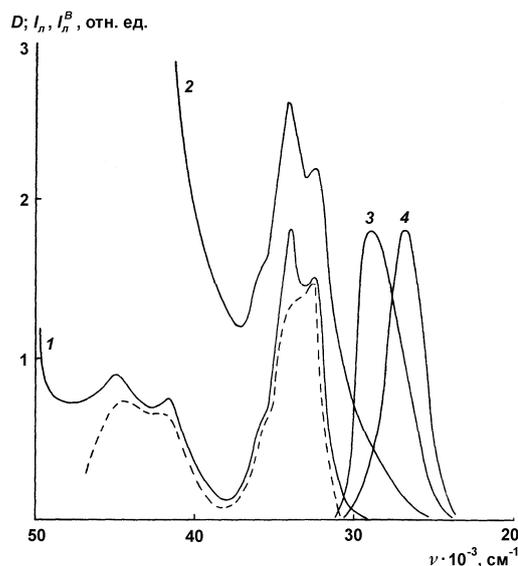


Рис. 1. Спектры поглощения D монокристаллов $YAlO_3:Ce$: с содержанием церия 0,12 вес. % (CeO_2), выращенных методом ГНК (1) и Чохральского (2); люминесценции I_n – выращенных по методу ГНК (3) и Чохральского (4), $\nu = 33\,300\text{ см}^{-1}$, $T = 300\text{ К}$; штрихами представлен спектр возбуждения люминесценции I_n^B , $\nu_p = 28\,000\text{ см}^{-1}$ для кристаллов, выращенных двумя методами

Возбуждение в обнаруженных полосах поглощения (ПП) ионов Ce^{3+} приводит к появлению межконфигурационной люминесценции ионов Ce^{3+} (рис. 1), причем максимумы полос люминесценции (ПЛ) для кристаллов, выращенных по методам ГНК и Чохральского, отличаются: $\nu = 28\,820$ и $27\,770\text{ см}^{-1}$ соответственно. Однако спектры возбуждения указанных полос люминесценции совпадают. Для объяснения отличия спектров свечения монокристаллов $YAlO_3:Ce$, выращенных в различных условиях, обратимся к анализу низкотемпературной люминесценции. Для ионов Ce^{3+} при $T < 77\text{ К}$ удастся выделить две межконфигурационные ПЛ, связанные с переходами из нижней штарковской компоненты терма 2T_1 на незначительно расщепленные кристаллическим полем спин-орбитальные компоненты основного терма $^2F_{7/2}$ и $^2F_{5/2}$. Эти ПЛ также хорошо разрешаются при $T = 4,2\text{ К}$ в ИАП (рис. 2) и как в ГНК-, так и в МЧ-кристаллах имеют максимумы $26\,430$ и $28\,650\text{ см}^{-1}$ соответственно.

В МЧ-кристаллах, имеющих дополнительное поглощение в коротковолновой области, наблюдается ПЛ с $\nu = 23\,200\text{ см}^{-1}$ (рис. 2, кривая 2), спектр возбуждения которой помимо собственной полосы содержит полосу ионов Ce^{3+} . Это указывает на то, что ионы Ce^{3+} сенсibilизируют свечение обнаруженного центра. При этом, как видно из перекрытия ПЛ Ce^{3+} и СВЛ (спектр возбуждения люминесценции) длинноволнового свечения, наибольшее тушение должен испытывать излучательный переход в состояние $^2F_{5/2}$. При повышении температу-

ры полоса с $\nu = 23\,200\text{ см}^{-1}$ тушится, однако канал тушения коротковолновой составляющей люминесценции ионов сохраняется, что приводит к уменьшению ее вклада в суммарную полосу свечения, наблюдаемую при 300 К, и, как следствие, сдвигу максимума суммарной полосы в длинноволновую область. Тушение коротковолнового излучательного перехода ионов Ce^{3+} для МЧ-кристаллов подтверждается наличием дисперсии времени затухания в полосе межконfigurационного свечения в зависимости от частоты регистрируемого излучения. При сохранении одноэкспоненциальности кинетики время затухания τ коротковолнового края ПЛ ($\nu = 29\,850\text{ см}^{-1}$) составляет $15,60 \pm 0,09$ нс, в то время как длинноволнового ($\nu = 25\,900\text{ см}^{-1}$) – $16,27 \pm 0,09$ нс. Для ГНК-кристаллов τ равны $16,1 \pm 0,09$ и $16,6 \pm 0,09$ нс соответственно. Дополнительным механизмом, приводящим к сдвигу максимума суммарной ПЛ ионов Ce^{3+} в МЧ-кристаллах в длинноволновую область, является, как видно из сравнения СП и СЛ, реабсорбция излучения. В ГНК-кристаллах при $T = 4,2\text{ К}$ длинноволновая люминесценция с $\nu = 23\,200\text{ см}^{-1}$ также наблюдается, однако ее относительная интенсивность на порядок слабее, чем для МЧ-кристаллов.

Для определения природы тушащего центра нами были измерены разностные спектры (рис. 3) образцов выращенных МЧ-кристаллов, а также отоженных в восстановительных условиях (вакуум, $T = 1500\text{ К}$, $t = 10\text{ ч}$) и окислительной атмосфере ($T = 1500\text{ К}$, $t = 10\text{ ч}$). Помимо широкой бесструктурной полосы, перекрывающейся с длинноволновым краем полосы фундаментального поглощения, выделена полоса с максимумом $\nu = 30\,000\text{ см}^{-1}$, совпадающая по положению с полосой возбуждения ПЛ с $\nu = 23\,200\text{ см}^{-1}$. Рост пикового поглощения в максимуме обнаруженной ПП коррелирует с ростом поглощения в бесструктурной коротковолновой полосе, равно как и с убыванием поглощения в длинноволновой $f \rightarrow d$ ПП ионов Ce^{3+} .

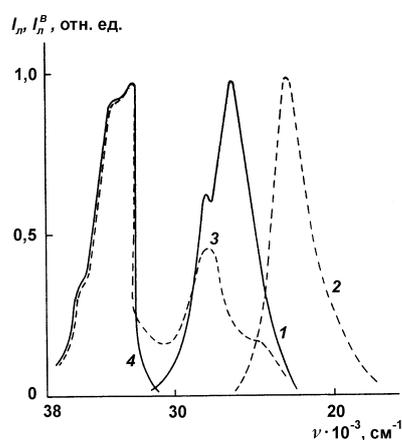


Рис. 2. Спектры люминесценции I_l и возбуждения I_d^6 монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$, выращенных методом Чохральского:
 $1 - \nu_B = 33\,300\text{ см}^{-1}$; $2 - \nu_B = 29\,500\text{ см}^{-1}$; $3 - \nu_p = 20\,000\text{ см}^{-1}$;
 $4 - \nu_p = 28\,650\text{ см}^{-1}$, $T = 4,2\text{ К}$

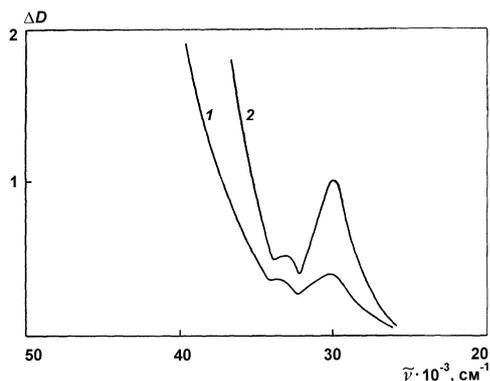


Рис. 3. Разностный спектр поглощения ΔD образцов монокристаллов, выращенных по методу Чохральского и дополнительно отожженных в вакууме и окислительной атмосфере: 1 – в канале сравнения отожженный в вакууме образец, в измерительном – после выращивания; 2 – в канале сравнения образец после выращивания, в измерительном – отожженный в окислительной атмосфере

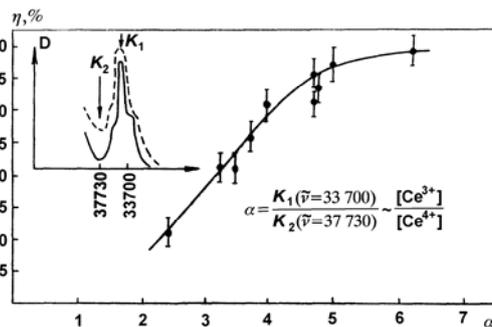


Рис. 4. Зависимость относительной сцинтиляционной эффективности η монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ от отношения коэффициентов поглощения K ($\nu = 33700 \text{ см}^{-1}$)/ $K(\nu = 37730 \text{ см}^{-1})$.
 $T = 300 \text{ К}$

Таким образом, появление ПП с $\nu = 30000 \text{ см}^{-1}$ связано с дефектами, возникающими в связи с локализацией ионов церия в четырехвалентном состоянии в кристалле, и обнаруженную полосу следует связать с дефект-центром, возникающим при стабилизации ионов Ce^{4+} .

Присутствие ионов Ce^{4+} в кристаллах $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ приводит к тушению люминесценции ионов Ce^{3+} и, следовательно, должно сказаться на сцинтиляционной эффективности монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$. На рис. 4 приведена зависимость относительной сцинтиляционной эффективности η монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ от отношения коэффициентов поглощения:

$$\alpha = \frac{K(\nu = 33700 \text{ см}^{-1})}{K(\nu = 37730 \text{ см}^{-1})},$$

характеризующих отношение количества ионов Ce^{3+} к Ce^{4+} в монокристаллах при суммарном содержании церия 0,05–0,15% (CeO). Из СП (рис. 1) видно, что поглощение на этих частотах отражает содержание ионов церия Ce^{3+} и дефектов, генерируемых ионами Ce^{4+} . Из приведенной зависимости видно, что локализация в кристалле ионов церия Ce^{4+} радикально влияет на величину η и может привести к более чем трехкратному ее уменьшению. Кристаллы, выращенные по методу Чохральского в атмосфере инертного газа, обычно характеризуются $\alpha < 4$ и требуют дополнительной термообработки.

2. Влияние точечных ростовых дефектов на скнтилляционные характеристики монокристаллов $YAlO_3:Ce$

Приведенные выше данные свидетельствуют, что как спектроскопические, так и скнтилляционные характеристики монокристаллов $YAlO_3:Ce$ существенно зависят от способа их получения и находятся в прямой зависимости от распределения ионов церия по степеням окисления Ce^{n+} ($n = 2, 3, 4$). Если принять во внимание, что скнтилляционный эффект в кристаллах $YAlO_3:Ce$ обусловлен безызлучательной передачей возбуждения от автолокализованных экситонов ($Sh + Se$) и автолокализованных дырок ($Sh + e$) к ионам Ce^{3+} с дальнейшим их высвечиванием в $d \rightarrow f$ -полосах, то можно предположить, что также существенный вклад в негативное влияние на скнтилляционные характеристики вносят возникающие на базе ростовых дефектов центры окраски (ЦО), взаимодействующие с ионами церия путем энергообмена. Такое предположение подкрепляется тем, что даже незначительное количество ионов Ce^{3+} ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в кристаллах ИАП уменьшает интегральную интенсивность люминесценции, приписываемой ($Sh + Se$) и ($Sh + e$), более чем на порядок. Иными словами, в дополнение к каналам тушения локализованных возбуждений матрицы, за счет безызлучательной передачи ($Sh + Se$), ($Sh + e$) $\leftrightarrow Ce^{3+}$, необходимо рассматривать лишь межцентровое взаимодействие ЦО – Ce^{3+} .

Для установления процессов взаимодействия ЦО – Ce^{3+} следует принять во внимание ЦО, возникающие как на базе собственных точечных дефектов матрицы, так и образующиеся на базе дефектов замещения при локализации ионов Ce^{2+} и Ce^{4+} в структуре $YAlO_3$.

Как правило, существующие в неактивированных кристаллах сложных окислов ЦО обусловлены точечными дефектами матрицы и возникают в области локализации катионных V_c и кислородных (анионных) V_o вакансий. Ранее [8–13] спектроскопические характеристики центров окраски исследовались в неактивированных и активированных ионами неодима монокристаллах. Было установлено, что ЦО обуславливают в кристаллах YAP полосы дополнительного поглощения $33\,333 \text{ см}^{-1}$ (300 нм), $27\,777 \text{ см}^{-1}$ (360 нм), $25\,000 \text{ см}^{-1}$ (400 нм), $20\,833 \text{ см}^{-1}$ (480 нм), $17\,857 \text{ см}^{-1}$ (560 нм) и $15\,873 \text{ см}^{-1}$ (630 нм). Авторами указывается, что γ -облученные монокристаллы YAP:Nd люминесцируют с $\lambda = 500 \text{ нм}$ и с $\lambda = 600 \text{ нм}$, и эта люминесценция предположительно связывается с ЦО на базе кислородных вакансий. Вместе с тем не была установлена связь условий получения монокристаллов с присутствием тех или иных ЦО, равно как не выяснена роль этих центров в энергообмене с другими активирующими примесями. Следует ожидать в нашем случае, что в ГНК-кристаллах, выращенных в вакууме, будут доминировать $F(V_o + 2e^-)$ и $F^+(V_o + e^-)$ -центры, в то время как в МЧ-кристаллах возможно повышенное содержание ЦО на базе катионных V_c -вакансий – $V_c^{2-}(V_c + h)$, $V_c^-(V_c + 2h)$ и т. д. Таким образом, сравнивая спектроскопические характеристики указанных кристаллов, можно провести разделение оптических переходов в дефектах различного типа.

Спектроскопические характеристики неактивированных ГНК- и МЧ-кристаллов представлены на рис. 5. В СП ГНК-кристаллов в ближней УФ-области обнаруживается полоса поглощения $\nu_1 = 36\,000\text{ см}^{-1}$, причем в МК-кристаллах поглощение в указанной полосе значительно слабее. Дополнительно в МЧ-кристаллах выявлена слабая ПП $\nu_2 = 24\,390\text{ см}^{-1}$, которая не наблюдается в выращенных ГНК-кристаллах. В области $\nu < 23\,000\text{ см}^{-1}$ СП представлен монотонно спадающей кривой без выраженных полос. Возбуждение в коротковолновую полосу приводит к появлению полосы люминесценции с $\nu_3 = 16\,600\text{ см}^{-1}$, а в длинноволновую – с $\nu_4 = 14\,995\text{ см}^{-1}$. Обнаруженные ПЛ характеризуются близкими кинетиками затухания. В диапазоне уменьшения интенсивности $I = I_0(1 - 0,01)$ закон распада ПЛ ν_3 является биэкспоненциальным с $\tau = 2,4 \pm 0,5\text{ нс}$ и $19,9 \pm 0,5\text{ нс}$ с долевым участием экспонент в кривой распада 75 и 25 %, а ПЛ ν_4 с $\tau = 1,25 \pm 0,3\text{ нс}$ (40 %) и $16,3 \pm 0,5\text{ нс}$ (60 %) соответственно. Измерение СВЛ обнаруженных ПЛ позволило выявить дополнительные полосы, связанные с излучательными центрами. Так, в видимой области для ν_3 в СВЛ регистрируется полоса возбуждения (ПВЛ) $\nu_5 = 19\,230\text{ см}^{-1}$, для ν_4 – ПВЛ ν_6 , а также $\nu_6 = 16\,260\text{ см}^{-1}$. Обнаружение в СВЛ обеих полос свечения, близких по частоте ПВЛ, существенно усложняет адекватность соотнесения наблюдаемых полос, однако следует принять во внимание, что в ГНК-кристаллах доминирует ПЛ $16\,600\text{ см}^{-1}$, в то время как в МЧ-кристаллах ПЛ $14\,995\text{ см}^{-1}$. Более того, при облучении в ПП $36\,000\text{ см}^{-1}$ (1 ч, через канал возбуждения СДЛ-2 $\Delta\lambda = 10\text{ нм}$) ГНК-кристаллы окрашиваются, при этом интенсивность поглощения в ПП $36\,000\text{ см}^{-1}$ уменьшается, а в СП проявляются обнаруженные в СВЛ полосы ν_5 и ν_6 . Облучение в ν_5 (3 ч) не меняет СП кристалла, напротив, облучение в диапазоне $3 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^4\text{ см}^{-1}$ (3 ч) обесцвечивает кристалл, полностью восстанавливая исходный СП. В МЧ-кристаллах фотохромные свойства не были установлены.

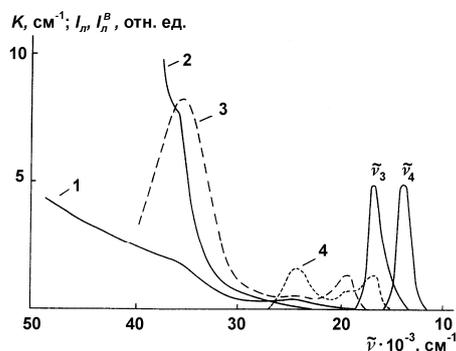
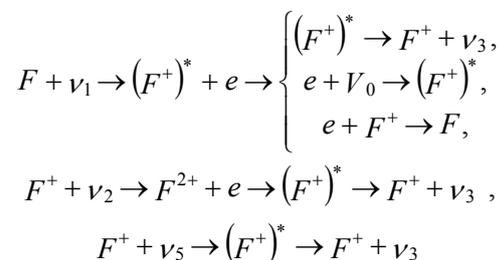


Рис. 5. Спектры поглощения K неактивированных монокристаллов YAlO_3 , выращенных по методу Чохральского (1) и горизонтальной направленной кристаллизации (2); спектры возбуждения люминесценции ($T = 300\text{ K}$): 3 – $\nu_p = 16\,600\text{ см}^{-1}$ (ν_3);
4 – $\nu_p = 14\,995\text{ см}^{-1}$ (ν_4)

Таким образом, ПЛ $16\,600\text{ см}^{-1}$, доминирующая в ГНК-кристаллах, появляется как в процессе фотоперезарядки ЦО, так и при их внутрицентровом возбуждении. Следовательно, она может быть обусловлена дефектами, как изменяющимися, так и не изменяющимися своего зарядового состояния и связанными с кислородными вакансиями. Такая ПЛ может появляться лишь в процессе ионизации F -центров либо в процессе непосредственного внутрицентрового возбуждения F^+ -центров.

Набор реакций:



объясняет фотоиндуцируемую окрашиваемость ГНК-кристаллов. При фотоионизации F -центров происходит преимущественное накопление F^+ -центров за счет как собственно ионизации F -центров, так и захвата электронов V_0 -вакансиями. В области спектра $3 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^4\text{ см}^{-1}$ локализована полоса фотоионизации F^+ -центров, облучение в которую, напротив, обуславливает обесцвечивание образцов.

Рассматривая природу ПЛ ν_4 , прежде всего отметим, что связанная с ПЛ ν_3 ПВЛ ν_5 появляется в СВЛ ПЛ ν_4 вследствие сенсбилизации ее излучения F^+ -центрами. Появление же в СВЛ ν_3 ПВЛ ν_2 , связанной с ПЛ ν_4 , может быть объяснено лишь возможностью образования ранее описанных F^+ -центров в возбужденном состоянии. Наиболее вероятно такой процесс идет через зону проводимости, т. е. облучение в ПП $24\,390\text{ см}^{-1}$ приводит к фотоионизации ЦО, обуславливающих ПЛ ν_4 . Таким образом, лишь полосы ν_2 и ν_6 являются связанными с ЦО, излучающими ПЛ ν_4 , при этом рассматриваемый центр по природе является электронным.

Поскольку ПЛ $14\,995\text{ см}^{-1}$ доминирует в МЧ-кристаллах, то ее следует связать с ЦО, возникающими вблизи V_c . Возможную связь указанной ПЛ с рекомбинационной люминесценцией следует исключить прежде всего по причине малости значений времени затухания кинетики ПЛ. Вместе с тем близость кинетики ПЛ ν_3 и ν_4 , равно как и подобие СВЛ, косвенно свидетельствует, что излучательные центры близки по природе. Можно предположить, что ПЛ ν_4 обусловлена также F^+ -центрами, однако другого типа, локализованными вблизи V_c . Такая гипотеза представляется вполне обоснованной, поскольку в неактивированных кристаллах могут существовать зарядоскомпенсированные ассоциаты V_cFF^+ , V_cF^+ и т. д. Поскольку ассоциаты дефектов являются более делокализованными в сравнении с точечными дефектами, они обладают большей возможностью к захвату свободных носителей. Это приводит к способности быстро восстанавливать зарядовую нейтральность, что и обуславливает обнаруженную фотостабильность МЧ-кристаллов.

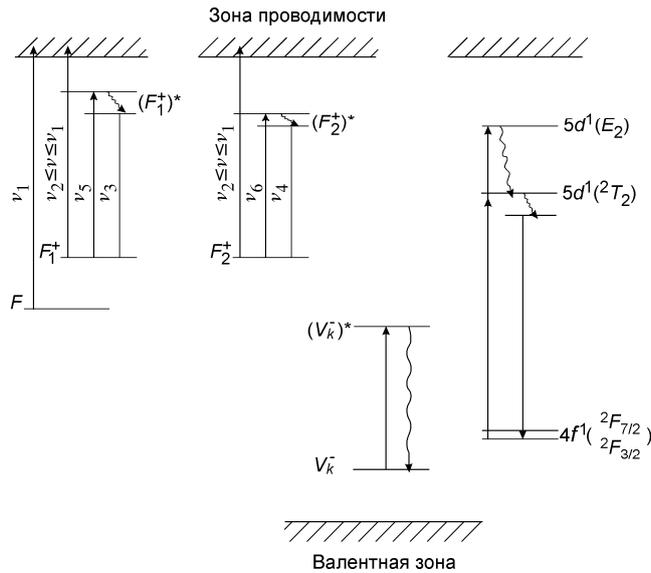
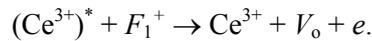


Рис. 6. Схемы оптических переходов в центрах окраски ионов Ce^{3+} в монокристаллах YAlO_3

В кристаллах, активированных ионами церия, наряду с описанными ЦО могут возникать ЦО на базе дефектов замещения, обусловленных неизоморфным вхождением активатора. В ГНК-кристаллах, выращенных в вакууме, помимо Ce^{3+} преимущественно стабилизируются также ионы Ce^{2+} [7]. Очевидно, что вхождение ионов Ce^{2+} в структуру YAlO_3 не приведет к образованию новых дефектов и будет компенсироваться вышеописанными F^+ -центрами либо непосредственно V_o -вакансиями. Действительно, в ГНК-кристаллах наблюдается ПЛ ν_3 . Примечательно, что даже путем кратковременного отжига в атмосфере (1200°C , в течение 1 ч) интенсивность указанной ПЛ в Се-активированных ГНК-кристаллах удается снизить более чем на 50%. При этом интенсивность поглощения в $f \rightarrow d$ -полосах ионов Ce^{3+} возрастает на 15–20%. Это свидетельствует об окислении ионов Ce^{2+} до трехвалентного состояния и уменьшении количества компенсирующих дефектов. Важно отметить, что Се-активированные ГНК-кристаллы являются фотостойкими, что свидетельствует о существенном подавлении F -центров при стабилизации в них ионов церия. Энергетическая структура ионов Ce^{3+} и локализуемых в структуре YAlO_3 (рис. 6) F - и $F_{1,2}^+$ -центров показывает, что в ГНК-кристаллах может осуществляться энергообмен $\text{Ce}^{3+} \rightarrow F_1^+$ по следующей схеме:



Вследствие незначительного количества F_1^+ -центров этот процесс не может привести к существенному подавлению световых люминесценции, а следовательно, и к сцинтилляционной эффективности, однако может привести к появлению медленного компонента в кинетике сцинтилляций.

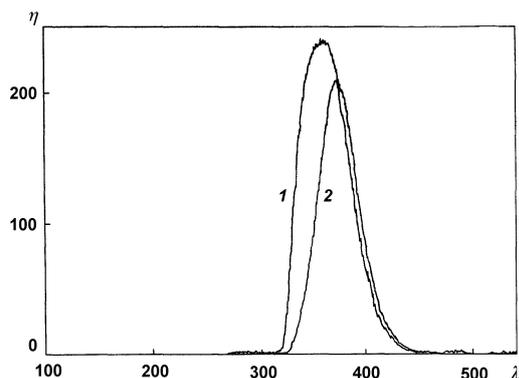


Рис. 7. Спектральная зависимость абсолютного световыхода $\eta(\lambda)$ для кристаллов $YAlO_3:Ce$, выращенных методом горизонтальной направленной кристаллизации (1) и по методу Чохральского (2). $T = 300$ К

В МЧ-кристаллах, как отмечалось в работе [7], обнаруживается новый тип ЦО, возникающий при стабилизации в структуре $YAlO_3$ ионов Se^{4+} . Такие ЦО характеризуются ПП $30\,000\text{ см}^{-1}$, а также незначительной по интенсивности ПЛ, $\nu = 23\,200\text{ см}^{-1}$, обнаруживаемой при гелиевой температуре. Была установлена корреляция между величиной поглощения в указанной полосе и широкой бесструктурной полосой поглощения с $\nu > 27\,000\text{ см}^{-1}$. Данный тип ЦО приводит не только к существенному уменьшению абсолютного световыхода кристаллов (рис. 7) по сравнению с ГНК-кристаллами, но и к затягиванию кинетики сцинтилляций посредством реабсорбции. Следует отметить, что в МЧ-кристаллах F -центры, равно как и F^+ -центры первого типа ($V_o + e$), сильно подавлены, в то время как F_2^+ -центры обнаруживаются по полосе люминесценции ν_4 . Это косвенно подтверждает гипотезу о том, что центры второго типа связаны с локализацией в структуре $YAlO_3:Ce$ катионных вакансий.

Обнаруженные в МЧ-кристаллах ЦО являются фото- и термоустойчивыми, вплоть до $T = 1000\text{ }^\circ\text{C}$. Было установлено, что дырочные центры в монокристаллах сложноструктурных окислов, например $Y_3Al_5O_{12}$, являются температурно-устойчивыми. Более того, такие центры в оксидах характеризуются лишь одной ПП. Наиболее вероятно данный тип ЦО обусловлен V_c^- -центром, стабилизирующим ионы Se^{4+} в монокристаллах $YAlO_3$.

Отметим еще одну существенную разницу между ГНК- и МЧ-кристаллами, выявленную нами по кривым термостимулированной люминесценции (ТСЛ). На рис. 8 приведены кривые ТСЛ кристаллов $YAlO_3:Ce$, измеренные после возбуждения образцов рентгеновским излучением при $T = 77\text{ К}$ в диапазоне температур $77\text{--}500\text{ К}$ и спектральном диапазоне $200\text{--}800\text{ нм}$. Определено, что спектральное распределение во всех пиках ТСЛ соответствует свечению Se^{3+} . Обращает на себя внимание факт наличия в МЧ-кристаллах интенсивного пика с $T = 283\text{ К}$. Этот пик соответствует ловушке с энергией активации $0,56\text{ эВ}$. Это означает, что связанные с обнаруженным пиком в ТСЛ ЦО распадаются при

комнатной температуре. Являясь нестабильными, дефекты такого вида вместе с тем могут обуславливать дополнительное затягивание кинетики сцинтилляций.

На рис. 9 приведена кинетика сцинтилляций кристаллов, измеренная в широком диапазоне времени. Видно, что в МЧ-кристаллах существенный вклад в кинетику сцинтилляций вносят медленные компоненты, появление которых обусловлено как дефектами замещения типа V_{Ce}^- , так и электронными ловушками, дезактивируемыми при комнатной температуре.

Таким образом, ЦО как на базе собственных точечных дефектов, так и дефектов замещения оказывают негативное действие на сцинтилляционные харак-

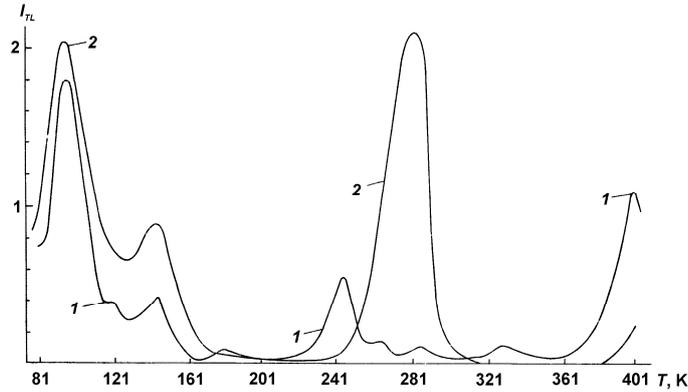


Рис. 8. Спектры термостимулированной люминесценции I_{TL} монокристаллов $YAlO_3:Ce$, выращенных методом горизонтальной направленной кристаллизации (1) и по методу Чохральского (2), измеренные в интегральном режиме. Диапазон регистрации свечения $30\,000\text{--}15\,000\text{ см}^{-1}$

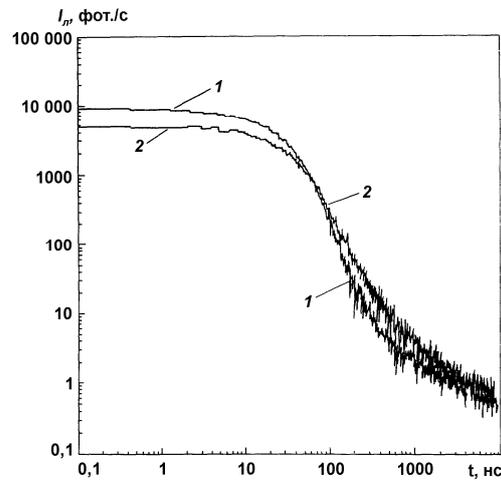


Рис. 9. Кинетика сцинтилляций монокристаллов $YAlO_3:Ce$, выращенных по методам горизонтальной направленной кристаллизации (1) и Чохральского (2). $T = 300\text{ К}$

теристики монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$. Однако ЦО, локализующиеся в ГНК-кристаллах, лишь незначительно затягивают кинетику сцинтилляций, в то время как доминирующие в МЧ-кристаллах ЦО на базе дефектов замещения приводят как к затягиванию кинетики, так и к существенному уменьшению сцинтилляционной эффективности кристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$.

3. Спектроскопия монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Pr}^{3+}$

Быстродействующий сцинтилляционный $\text{YAlO}_3:\text{Pr}^{3+}$ материал впервые был предложен авторами работы [14]. Одной из причин использования ионов Pr^{3+} как активатора является тот факт, что их $d \rightarrow f$ люминесценция характеризуется меньшими значениями времени затухания в сравнении с ионами Ce^{3+} [15].

СП, СЛ и СВЛ в ближней УФ-области образцов монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Pr}^{3+}$ приведены на рис. 10. В СЛ наблюдается ПЛ сложной структуры с максимумами вблизи $40\,450$ и $35\,500\text{ см}^{-1}$. Измеренная $d \rightarrow f$ ПЛ ионов Pr^{3+} по форме подобна полосе в ИАГ и также может быть соотнесена с излучательным переходом $4f^1(^2F_{5/2})5d^1(^2T_2) \rightarrow 4f^2(^3H, ^3F)$. Кинетика люминесценции при фотовозбуждении характеризуется одноэкспоненциальной кривой с $\tau_\lambda = 9,7\text{ нс}$. Спектры возбуждения в указанных максимумах совпадают и наблюдаются в виде широкой бесструктурной полосы с максимумом $\nu = 44\,200\text{ см}^{-1}$. Обнаруженная полоса локализована на длинноволновом краю полосы фундаментального поглощения (ПФП) монокристаллов YAlO_3 и связана с первым из четырех возможных межконфигурационных переходов ионов Pr^{3+} $4f^2 \rightarrow 4f^1(^2F_{5/2})5d^1(^2T_2)$. Более коротковолновые переходы как в СВЛ, так и в СП вследствие перекрытия с ПФП не наблюдаются.

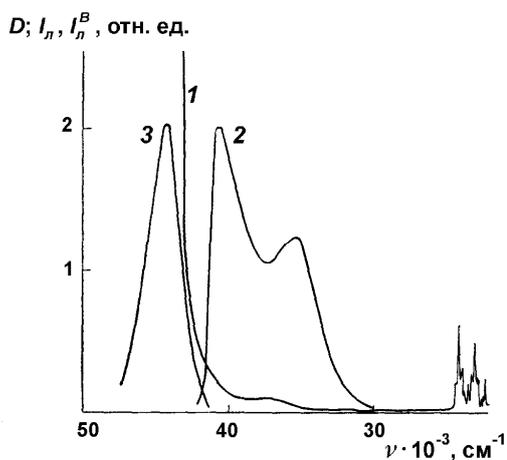


Рис. 10. Спектры поглощения D (1), люминесценции (2, $\nu_B = 45\,000\text{ см}^{-1}$), возбуждения люминесценции (3, $\nu_P = 40\,000\text{ см}^{-1}$) монокристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Pr}^{3+}$; содержание активатора 0,6 масс %, $T = 300\text{ К}$

4. Спектроскопия монокристаллов $GdAlO_3:Ce$ и $LaAlO_3:Ce$

Быстродействующий сцинтилляционный материал на основе гадолиний-алюминиевого перовскита был предложен в работе [16] и исследован подробно авторами [17, 18].

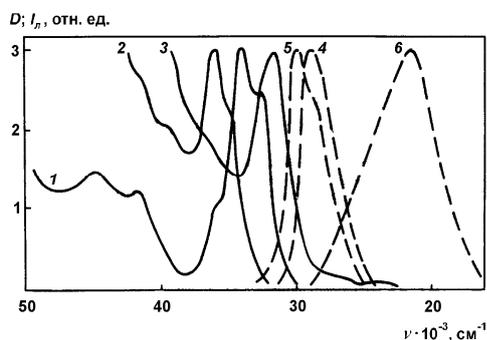
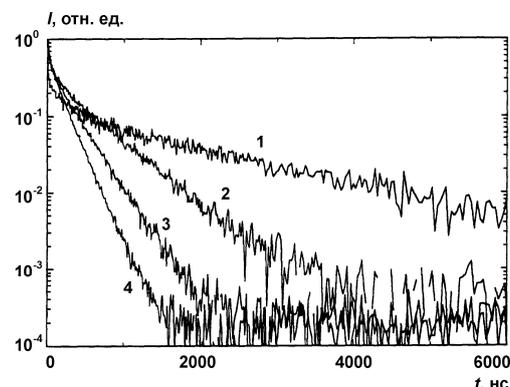


Рис. 11. Спектры поглощения D (сплошная линия) и люминесценции I_l (пунктирная линия) монокристаллов $YAlO_3:Ce$ (1, 4), $GdAlO_3:Ce$ (2, 5), $LaAlO_3:Ce$ (3, 6). $T = 300$ К

Рис. 12. Спектры кинетики сцинтилляций



кристаллов $GdAlO_3$, активированных ионами церия Ce^{3+} в количестве: 1 – 0,02; 2 – 0,22; 3 – 0,44; 4 – 0,75 моль %. Спектры нормированы на единицу в момент времени $t = 0$, $T = 300$ К

Спектры поглощения и люминесценции монокристаллов $GdAlO_3$ и $LaAlO_3$, активированных церием, приведены на рис. 11 в сравнении со спектрами $YAlO_3:Ce$. В кристаллах $LaAlO_3:Ce$ межконфигурационная люминесценция церия сильно потушена, а в кристаллах $GdAlO_3:Ce$ ее кинетика при фотовозбуждении, равно как и кинетика сцинтилляций, сильно зависит от концентрации активатора. Спектры кинетики сцинтилляций, измеренные для образцов с различным содержанием церия при импульсном рентгеновском возбуждении, приведены на рис. 12.

В природе изменения соотношения быстрой и медленной компонент лежит то же явление, что и обнаруженное в кристаллах $Gd_2SiO_5:Ce$ и описанное авторами [19, 20]. Поскольку ионы Gd^{3+} сенсibilизируют люминесценцию примесных ионов Ce^{3+} , эффективность выхода сцинтилляций, равно как и кинетика люминесценции при различных типах возбуждения, является концентрационнозависимой.

5. Спектроскопия и особенности монокристаллов со структурой перовскита на основе Lu

Новый сцинтилляционный материал – лутеций-алюминиевый перовскит, активированный ионами Ce^{3+} , был предложен авторами [21]. Среди исследованных $(RE)AlO_3$ перовскитов он имеет максимальную плотность $8,34$ г/см³. Подобно другим перовскитам $d \rightarrow f$ -люминесценция ионов Ce^{3+} локализована в

ближней УФ-области и имеет максимум 390 нм. Кинетика люминесценции при фотовозбуждении характеризуется суперпозицией трех одноэкспоненциальных компонент со значениями времени 11, 28 и 835 нс и с парциальным вкладом в кинетику 60, 26 и 13 % соответственно. Следует отметить трудности получения монофазного лутециевого перовскита как при выращивании методом ГНК, так и МЧ. Как правило, в кристалле присутствует фаза лутециевого граната $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, которая вызывает в кристалле зеленую люминесценцию, возникающую как при фото-, так и рентгеновском возбуждении и обуславливающую медленную компоненту высвечивания в сцинтилляциях.

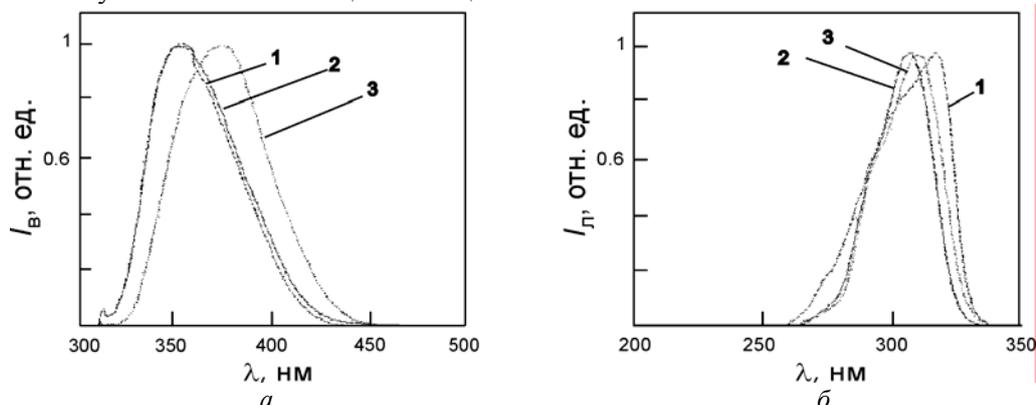


Рис. 13. Нормированные спектры люминесценции ($\lambda_{exc} = 300$ нм) (а) и возбуждения люминесценции ($\lambda_{lum} = 350$ нм) (б) кристаллов (1) $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$, (2) $(\text{Lu}_{0,5}-\text{Y}_{0,5})\text{AlO}_3:\text{Ce}$, (3) $\text{LuAlO}_3:\text{Ce}$

Для стабилизации перовскитовой фазы нами был предложен твердый раствор $(\text{Lu}-\text{Y})\text{AlO}_3$ [22]. Иттрий-алюминиевый перовскит имеет более широкий диапазон стабильности в системе $\text{Y}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3$, чем LuAlO_3 в системе $\text{Lu}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3$. С другой стороны, ионный радиус ионов Y^{3+} близок к ионному радиусу ионов трехвалентного лутеция. Обе перовскитовые фазы имеют близкие точки плавления и хорошо растворяются друг в друге. На рис. 13 приведены спектры люминесценции и ее возбуждения различных твердых растворов в сравнении со спектрами $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$. Были получены монофазные твердые растворы $(\text{Lu}_{0,5}-\text{Y}_{0,5})\text{AlO}_3:\text{Ce}$ с плотностью $6,3 \text{ г/см}^3$, максимумом интерконфигурационной люминесценции 342 нм и кинетикой люминесценции при импульсном рентгеновском возбуждении, характеризуемой тремя компонентами 4,6; 22; 83 нс с парциальным вкладом 33, 52, 15 %. При повышении концентрации Lu в расплаве в кристалле появляется гранатовая фаза, приводящая к существенному ухудшению оптической прозрачности и выхода сцинтилляций.

Одним из фундаментальных ограничений, препятствующих монофазной кристаллизации в системе $\text{Lu}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3$, является способность ионов Lu, в отличие от других редкоземельных ионов, стабилизироваться в октаэдрической координации, замещая ионы Al. Это приводит к тому, что при стехиометрической смеси окислов алюминия и лутеция, при попытке выращивания последнего, часть ионов Lu стабилизируется в позициях Al, сдвигая тем самым отношение

ионов, локализирующихся в позиции редкоземельного элемента и алюминия, к величине, характерной для граната.

6. Природа сцинтилляций и их параметры в кристаллах редкоземельно-алюминиевых перовскитов

Рассматриваемые в настоящей работе кристаллы со структурой перовскита являются сложноструктурными кислородными соединениями, при этом для таких соединений, активированных редкоземельными ионами, существует ряд закономерностей, приводящих к возникновению сцинтилляций в них.

Сцинтилляционная эффективность как параметр, характеризующий эффективность преобразования энергии ионизирующего излучения в свет, может быть определена феноменологически как $[h\nu_e/(\beta E_g)]SQ$, где $h\nu_e$ – средняя энергия излучаемого сцинтиллятором фотона, Q – квантовый выход люминесценции сцинтилляций, βE_g – средняя энергия образования электрон-позитронных пар в кристалле, S – параметр, характеризующий эффективность энергопереноса возбужденных состояний матрицы к люминесцирующим центрам. Параметры βE_g и Q могут быть измерены либо достаточно точно оценены [23]. Параметр S определяется непосредственно механизмом возникновения сцинтилляций в кристалле. Исследуя кислородные кристаллы различных структурных типов (гранаты, перовскиты, оксиортосиликаты), мы установили следующее эмпирическое правило, являющееся необходимым условием возникновения сцинтилляций в этих кристаллах.

Эффективные сцинтилляции в сложноструктурных кислородных соединениях возникают, если: 1) будучи номинально неактивированными, кристаллы демонстрируют люминесценцию релаксированных возбужденных состояний матрицы при их рекомбинации и 2) будучи активированными редкоземельными ионами, они имеют резонанс между полосой люминесценции, обусловленной релаксированными возбужденными состояниями матрицы и межконфигурационными полосами поглощения активаторных ионов [24]. В исследованных кристаллах редкоземельных перовскитов наблюдаются следующие собственные полосы люминесценции, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Собственная люминесценция отдельных кристаллов редкоземельно-алюминиевых перовскитов при стационарном 122 keV возбуждении

Кристалл	Коротковолновая полоса, см ⁻¹	Длинноволновая полоса, см ⁻¹
YAlO ₃	44 800	33 600
GdAlO ₃	–	31 746 (<i>f</i> → <i>f</i> -люминесценция ионов Gd ³⁺)
LaAlO ₃	–	~30 000 (очень слабая)

Таким образом, сцинтилляции в рассмотренных кристаллах возникают преимущественно в результате энергопереноса, обусловленного кулоновским взаимодействием, от релаксированных возбужденных состояний матрицы к излучающим центрам. Следовательно, сцинтилляции являются результатом двух независимых процессов. В первом создаются релаксированные возбужденные мат-

ричные состояния, возникающие при проникновении ионизирующего излучения в кристалл. Типичное время τ_1 здесь менее 10 пкс. Во втором создаются возбужденные излучающие ионы с типичным временем τ_2 , которое сравнимо с временем излучения активатора порядка 10 нс. Поскольку $\tau_1 \ll \tau_2$, случайное распределение релаксирующих возбужденных матричных состояний на первой стадии устанавливает начальные условия для второй стадии.

Задача возникновения сцинтилляции может быть формализована как кинетическая задача переноса энергии из уже существующего распределения возбужденных релаксированных матричных состояний к группе невозбужденных центров излучения. Хотя эти две системы могут рассматриваться как донорные и акцепторные системы и эволюция акцепторной системы будет описана известными математическими методами, главная задача – правильное определение донорной системы. Неактивированные кристаллы упомянутых выше классов излучают при рентгеновском и жестком УФ-возбуждении две собственные полосы люминесценции, обусловленные автолокализованными (Sh + Se) экситонами со слабой кулоновской связью и автолокализованными (Sh + e) дырками вблизи вакансии в позиции тяжелого иона решетки. Эти полосы имеют максимумы, локализованные вблизи $40\,000$ и $30\,000\text{ см}^{-1}$, и сцинтилляционную кинетику со средним временем высвечивания τ порядка $10\text{--}50$ и $200\text{--}400$ нс соответственно. Поскольку ионы Ce^{3+} излучают в ~ 10 и ~ 100 нс и существует резонанс между этими полосами люминесценции и расщеплением $\text{Ce}^{3+} 5d^1$ конфигурационного энергетического уровня [25], то имеется эффективный перенос энергии от релаксированных возбужденных матричных состояний к ионам Ce^{3+} . В пользу этого указывают спектры возбуждения люминесценции Ce^{3+} в кристаллах LuAlO_3 и YAlO_3 , демонстрирующие полосы вблизи 8 эВ , что находится в хорошем соответствии с наличием упомянутых выше полос возбуждения собственных полос люминесценции [26–31].

Релаксированные возбужденные состояния матрицы основной решетки отличаются и участвуют различным образом в процессах переноса энергии, однако они идентичны в процессах переноса энергии посредством кулоновского взаимодействия. С другой стороны, распределение релаксированных возбужденных матричных состояний или простого возбуждения экситонов, созданных ионизирующим излучением, разделяется на два вида. К первому виду относятся экситоны, окружающие акцепторы в пределах так называемых черных сфер [32]. При N_{D_0} – начальной концентрации экситонов концентрация экситонов в черных сферах равна:

$$N'_{D_0} = N_{D_0} n_a 4 / 3\pi R^3, \quad (1)$$

где n_a – концентрация активатора, R – радиус черной сферы. Вероятность мультипольного кулоновского взаимодействия экситон – акцептор, усредненная по всем сферам в приближении диполь-дипольного взаимодействия [33], выражается в виде

$$W_{da} = C_{da} / R^6, \quad (2)$$

где микроскопический донорно-акцепторный параметр C_{da} определяется как

$$C_{da} = 3\pi\hbar e^4 f_a f_d / (n^4 m^2 w^2) \int F_a(E - E_2) F_d(E - E_2) dE, \quad (3)$$

где n – коэффициент преломления; m и e – масса и заряд электрона; $\int F_a(E - E_2) F_d(E - E_2) dE$ – интеграл перекрытия донорных и акцепторных спектров люминесценции и поглощения; w – средняя частота перекрытия; $f_d(f_a)$ – силы осциллятора донора (акцептора). Кинетика распада экситонов первого сорта, включая спонтанный распад экситона, есть

$$N'_{D_0} = N'_{D_0} \exp(-(W_{da} + 1/\tau_d)t), \quad (4)$$

где τ_d – среднее значение времени распада экситона.

Второй вид экситонов, которые создаются вне черной сферы и диффундируют в кристаллах, имеет начальную концентрацию

$$N''_{D_0} = N_{D_0} (1 - n_a 4/3\pi R^3). \quad (5)$$

Эти экситоны взаимодействуют с фононами с характерным временем, намного меньшим, чем время распада возбужденного состояния акцептора τ_a . В этом приближении возбуждение передается от одного положения в кристалле к соседним за время $\tau_{tr} \approx h/\delta E_{ex}$, где δE_{ex} – ширина экситонной зоны, которая значительно больше, чем время переноса деформации $\tau_d \approx h/\delta E_d$, где δE_d – это локальная деформация [34]. Такие экситоны являются локализованными, или некогерентными. В этом приближении экситоны и фононы движутся одинаково, поэтому могут быть описаны нестационарным уравнением диффузии:

$$\partial c(\vec{r}, t) / \partial t = D \Delta c(\vec{r}, t) - P c(\vec{r}, t) \quad (6)$$

с начальным условием

$$c(\vec{r}, 0) = c_0 \quad (7)$$

и граничными условиями черной сферы

$$c(R, 0) = 0, \quad (8)$$

где $c(\vec{r}, 0)$ – концентрация экситонов в точке \vec{r} во время t ; D – коэффициент диффузии экситонов; P – вероятность появления экситона в черной сфере в единицу времени. Таким образом, вероятность появления экситонов в черных сферах для всего кристалла рассчитывается по формуле [32]:

$$P = 4\pi DR n_a \left(1 + R/\sqrt{\pi Dt}\right), \quad (9)$$

тогда с учетом спонтанного распада

$$dN''_D / dt = -N''_D \left(1/\tau_d + 4\pi DR n_a \left(1 + R/\sqrt{\pi Dt}\right)\right). \quad (10)$$

Кинетика диффузии экситона при начальном условии

$$dN_D''(0) = N_{D_0}'' \quad (11)$$

есть

$$N_D'' = N_D'' \exp\left(-\left(1/\tau_d + 4\pi DR n_a\right)t - 8\sqrt{\pi DR^2 n_a \sqrt{t}}\right). \quad (12)$$

Суммарная кинетика экситонов может быть записана как

$$\begin{aligned} N_D = N_{D_0}' \exp\left(-\left(W_{da} + 1/\tau_d\right)t\right) + \\ + N_{D_0}'' \exp\left(-\left(1/\tau_d + 4\pi DR n_a\right)t - 8\sqrt{\pi DR^2 n_a \sqrt{t}}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

В то время как общая кинетика люминесценции акцепторной системы

$$dN_A/dt = -N_A/\tau_a - N_d/\tau_d - dN_d/dt, \quad (14)$$

где N_A – заселенность акцепторного возбужденного состояния. Решая при начальных условиях:

$$N_A(0)=0, \quad (15)$$

получаем

$$\begin{aligned} N_A = N_{D_0}' W_{da}/(W_{da} + 1/\tau_d - 1/\tau_a)(\exp(-t/\tau_a) - \exp(-(W_{da} + 1/\tau_d)t)) - \\ - N_{D_0}'' 4\pi DR n_a/(1/\tau_a - 1/\tau_d - 4\pi DR n_a) \exp(-t/\tau_a) + \\ + N_{D_0}'' 4\pi R n_a \sqrt{\pi D} \exp(-t/\tau_a) \times \\ \times \int \left(\sqrt{\pi D} + R/\sqrt{t}\right) \exp\left(\left(1/\tau_a - 1/\tau_d - 4\pi DR n_a\right)t - 8\sqrt{\pi DR^2 n_a \sqrt{t}}\right) dt. \end{aligned} \quad (16)$$

Выражение (16) достаточно точно описывает кинетику сцинтилляций в рассматриваемых кристаллах при различном содержании ионов Се. Вычисление по (16) при различных содержаниях Се в пределах $\sim 10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ также показывает, что время высвечивания кинетики сцинтилляций при низком либо высоком содержании активатора выходит на плато. Этот факт очевидно следует из нашего рассмотрения, потому что при низкой концентрации активатора доминирует диффузия экситонов и, наоборот, при высоком содержании, когда происходит перекрывание черных сфер, происходит только прямое взаимодействие экситонов и ионов активатора. В последнем случае кинетика сцинтилляций стремится к излучательному времени ионов Ce^{3+} . Данные по усредненному времени высвечивания сцинтилляций, полученные из выражения (16) при различном содержании Се, представлены на рис. 14.

Развитая модель объясняет зависимость световыхода кристаллов, активированных Се, от содержания активатора. Действительно, при низком содержании активатора экситоны, находящиеся вне черных сфер, теряют энергию согласно условию (11) в ходе спонтанного распада. Когда содержание активатора увеличивается, часть таких экситонов уменьшается пропорционально $1/n_a$ и эффективность переноса энергии к ионам Ce^{3+} увеличивается. Таким образом, сцинтилляторы на основе кристаллов сложноструктурных оксидов, активированных ионами Се, имеют низкий световыход сцинтилляций при низком содержании активатора, который увеличивается с n_a и имеет максимум вблизи $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Нормированная зависимость световыхода сцинтиллятора YAP:Ce от concentra-

ции активатора, полученная при интегрировании кривой времени распада, показана на рис. 15.

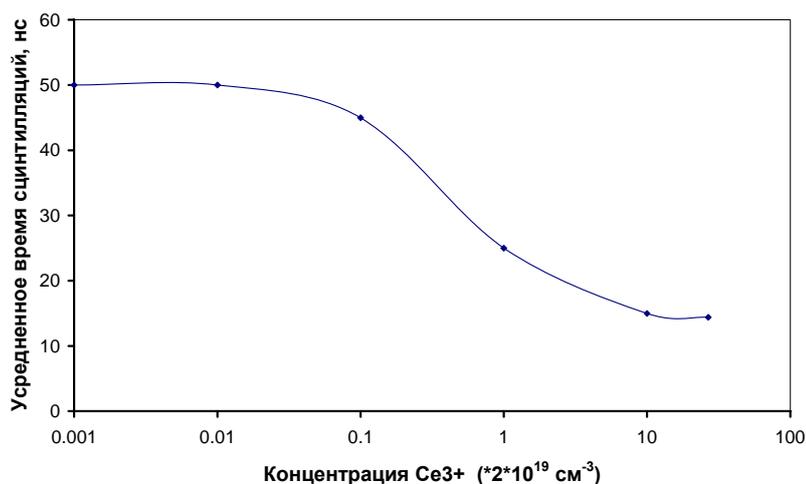


Рис. 14. Предсказанные значения времени высвечивания сцинтилляции YAP:Ce при изменении концентрации Ce^{3+} . $T = 300 \text{ K}$

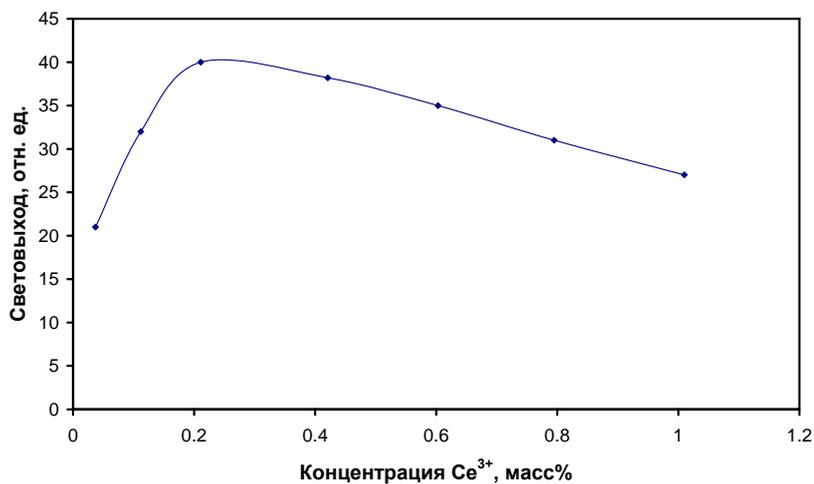


Рис. 15. Нормированный световойход сцинтилляции YAP:Ce при изменении концентрации Ce^{3+} . $T = 300 \text{ K}$

Эти данные находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными данными [5]. Из разработанной модели также следует, что экситоны, которые распределены вне черных сфер, будут подавляться дополнительными примесями или другими дефектами. Следовательно, подавление процессов дополнительного тушения собственной люминесценции паразитными примесями и точечными дефектами матрицы значительно улучшает выход сцинтилля-

ций. В табл. 2 приведены достигнутые сцинтилляционные параметры исследованных кристаллов.

Таблица 2

Сцинтилляционные параметры кристаллов редкоземельно-алюминиевых перовскитов, активированных ионами Ce^{3+} и Pr^{3+}

№	Материал	ρ , г/см ³	Световыход, фотон/MeV	λ_{max} , nm	Кинетика сцинтилляций	
					$\tau_{\text{быстр}}$, нс (%)	$\tau_{\text{медл}}$, нс (%)
1	YAlO ₃ :Ce	5,55	14600	347	28±2 (95)	100–175 (5)
2	GdAlO ₃ :Ce	7,15	9600	330–354	30 (60)	180 (40)
3	LaAlO ₃ :Ce	6,96	500	430	< 2 (98)	
4	LuAlO ₃ :Ce	8,34	9600	390	11 (60) 28 (26)	835 (13)
5	(Lu _{0,5} –Y _{0,5})AlO ₃ :Ce	6,3	14200	347	4,6 (33) 22 (52)	83 (15)
6	YAlO ₃ :Pr	5,55	6200 1460	240–318 450–700	13,5	4000

7. Применение сцинтилляторов YAlO₃:Ce

Из исследованных кристаллов наиболее широкое применение получили сцинтилляторы YAlO₃:Ce [35–38]. Прежде всего отметим уникальные характеристики сцинтилляторов YAlO₃:Ce для регистрации рентгеновского и мягкого γ -излучения. При регистрации рентгеновского и мягкого гамма-излучения сцинтилляционными детекторами основной проблемой часто является невозможность достижения высокого быстродействия при хорошем энергетическом разрешении и низком уровне шумов. При использовании стандартного детектора NaI(Tl) типичными параметрами являются: допустимая нагрузка $2 \cdot 10^5$ имп./с и, например, энергетическое разрешение $\sim 40\%$ для линии 5,9 кэВ изотопа ⁵⁵Fe при отношении пик/долина ~ 40 [6]. Существенным недостатком используемых в настоящее время быстродействующих сцинтилляторов, например BaF₂, CeF₃, GSO:Ce, YSO:Ce, является их низкая сцинтилляционная эффективность и, как следствие, неудовлетворительное энергетическое разрешение в области энергий $E_\gamma < 50$ кэВ. Лишь недавно были получены новые, быстродействующие сцинтилляторы с высоким световыходом GSO:Ce,Tb и LSO:Ce, однако первый характеризуется относительно высоким температурным коэффициентом изменения световыхода, равно как и неудовлетворительными механическими характеристиками, в то время как силикат на основе лутеция является весьма дорогим материалом.

Основные характеристики кристаллов YAP:Ce в сравнении с NaI(Tl), позволяющие судить об их возможном применении, приведены в табл. 3.

Монокристаллы YAlO₃:Ce легко обрабатываются по известным технологиям вплоть до толщин $h \sim 100$ мкм при диаметре не менее 20 мм. На рис. 16 приведена рассчитанная зависимость линейного коэффициента ослабления от энергии γ -излучения, полученная для YAlO₃:Ce, которая показывает возможность

эффективного применения этого кристалла для регистрации рентгеновского и мягкого γ -излучения в диапазоне энергий $E_\gamma < 100$ кэВ.

Таблица 3

Основные характеристики кристаллов YAP:Ce в сравнении с NaI (Tl)

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	$Z_{\text{эфф}}$	Сцинтиляционная эффективность, %	Коэффициент преломления, n	Максимум люминесценции λ , нм	$\tau_{\text{сц}}$, нс	Коэффициент зависимости световых выходов от температуры, %/°C	Твердость (Моос)
YAlO ₃ :Ce	5,55	36	40	1,94	347	28±2	0.39	8,5
NaI(Tl)	3,67	50	100	1,85	410	230	0,2–0,95	2

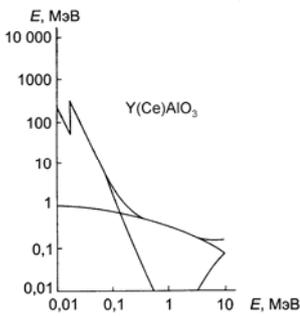


Рис. 16. Зависимость линейного коэффициента ослабления L от энергии γ -излучения для монокристаллов YAlO₃:Ce

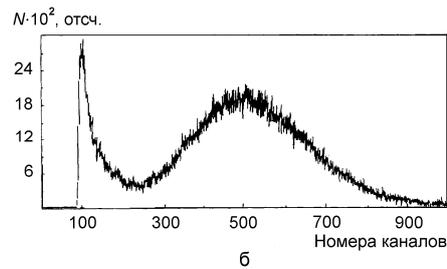
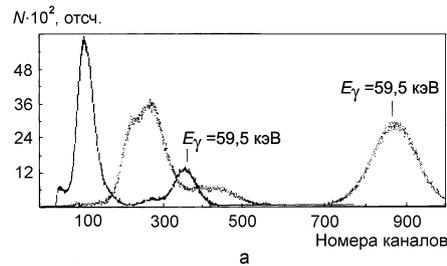


Рис. 17. Спектры излучения изотопа ²⁴¹Am – *a*. Точками изображен спектр, полученный с помощью сцинтиллятора NaI (Tl) $\varnothing 25 \times 1$ мм; сплошной линией – YAlO₃:Ce $\varnothing 25 \times 0,35$ мм. Спектр излучения изотопа ⁵⁵Fe – *б*

Были проведены измерения амплитудных спектров различных изотопов при оптимальных, с точки зрения энергетического разрешения, толщинах сцинтилляционных кристаллов.

На рис. 17, *a* приведены спектры излучения ²⁴¹Am, полученные с помощью NaI (Tl) $\varnothing 25 \times 1$ мм и YAP:Ce $\varnothing 25 \times 0,35$ мм. Как видно из рисунка, энергетиче-

ское разрешение по линии $E_\gamma = 59,5$ кэВ составляет 13,5 % для NaI (Tl) и 19,0 % для YAP:Ce.

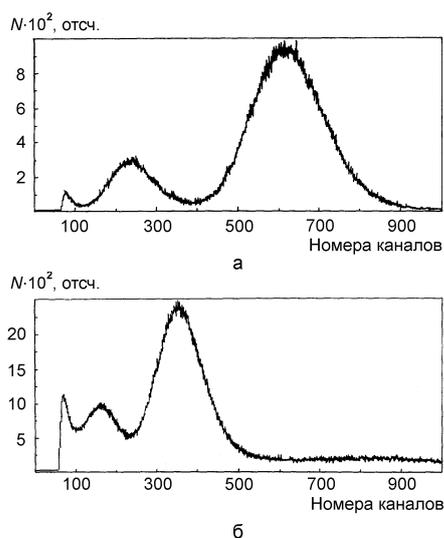


Рис. 18. Спектр излучения изотопа ^{119}Sn (а) и ^{57}Co (б)

На рис. 18, а приведен спектр излучения изотопа ^{119}Sn . Основной пик соответствует суперпозиции мессбауэровской $E_\gamma = 23,8$ кэВ и рентгеновской $E_x = 25,1$ кэВ линий. Левее наблюдается пик утечки характеристического излучения Y.

На рис. 18, б приведен спектр излучения изотопа ^{57}Co . Энергетическое разрешение по линии $E_\gamma = 14,4$ кэВ составляет 39 %. Интенсивность линии характеристического излучения с энергией $E_x = 6,3$ кэВ значительно снижена фильтром из оргстекла толщиной 1,5 мм. Изменение загрузки до значения $2 \cdot 10^6$ имп./с (источник ^{57}Co (Cr) с активностью 100 мКи) не изменяло форму амплитудного спектра. Результаты расчетов и измерений показывают, что при толщине кристалла $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$, равной 0,35 мм, эффективность регистрации излучений с энергией $E_\gamma = 14,4$ кэВ составляет около 80 %. Данная толщина сцинтиллятора оптимальна и с точки зрения разрешения на этой энергии.

Отличительной особенностью сцинтилляторов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ является относительно слабая зависимость интегрального световыхода, определяемого площадью под кривой кинетики сцинтилляций, от температуры, которая приведена на рис. 19. Это делает возможным использование сцинтилляторов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ в экстремальных температурных условиях, например в системах непрерывного контроля стального проката, скважинных измерений в геологии, в космических исследованиях и т. д.

Другим не менее важным аспектом применения сцинтилляторов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ является спектрометрия α -частиц.

Высокая твердость монокристаллов позволяет изготавливать тонкие пластинки ($h \leq 100$ мкм) диаметром до 50 мм для регистрации α -частиц, расчетная

длина пробега которых в YAP лежит в пределах 8–28 мкм для диапазона энергий α -частиц 4–8 МэВ.

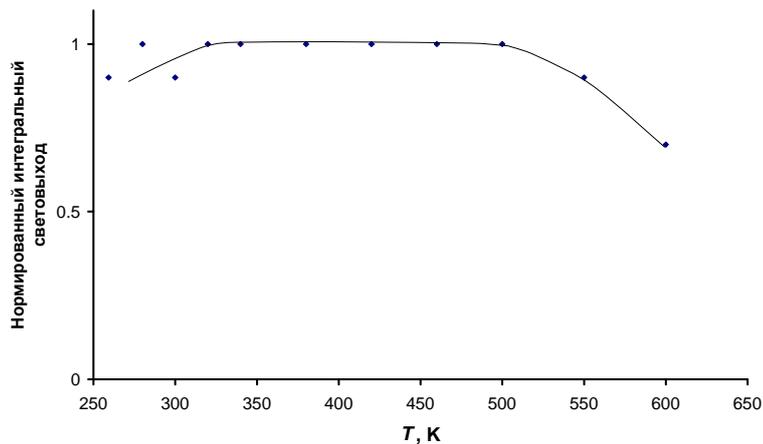


Рис. 19. Зависимость интегрального световыхода I_c сцинтилляторов $YAlO_3:Ce$ от температуры T при регистрации γ -излучения

Нами было измерено отношение световыходов сцинтиллятора при регистрации α - и γ -излучения: оно составляет $\gamma/\alpha = 3,8$. Это означает, что в диапазоне энергий α -частиц 4–8 МэВ могут быть зарегистрированы сигналы, вызванные попаданием γ -квантов в сцинтиллятор при поглощенной последним энергии $E_\gamma \geq 1,1$ МэВ. Поскольку полная эффективность регистрации γ -излучения падает с уменьшением линейных размеров, и в частности толщины сцинтиллятора, изготовление α -детекторов с малой толщиной чувствительной области позволяет минимизировать вклад в регистрируемый сигнал фонового γ -излучения.

Для сцинтиллятора $YAlO_3:Ce$ толщиной 100 мкм и диаметром 25 мм расчетное значение эффективности регистрации изотропного γ -излучения (в диапазоне углов 4π) с $E_\gamma = 1,1$ МэВ составило 0,02 %. Проведенные оценки величины регистрируемого фона для диапазона энергий $E_\gamma = 1,1–2,2$ МэВ, переносимого в область энергий α -частиц $E_\alpha = 4–8$ МэВ и имеющего мощность экспозиционной дозы в указанном диапазоне энергии γ -квантов порядка 1 мкР/ч, хорошо согласуются с экспериментальными результатами фоновых измерений (10–20 имп./ч) в лабораторных условиях без применения свинцовой защиты. Применение защиты из свинца толщиной 3 см практически не сказывалось на величине регистрируемого фона и привело лишь к появлению пика с энергией по шкале α -излучения около 0,3 МэВ, связанного с характеристическим излучением свинца.

Расчет потерь энергии для электронов [1] в $YAlO_3$, имеющем плотность $\rho = 5,55$ г/см³, показывает, что при толщине сцинтиллятора 100 мкм потери энергии электронами и позитронами не превысят 100 кэВ и β -компоненты фонового излучения также не скажутся на результатах фоновых измерений в области энергий γ -излучения естественных изотопов.

При измерениях нами использовался сцинтилляционный детектор на базе ФЭУ-85 со схемами усиления и формирования сигнала стандарта КАМАК. На

рис. 20 представлен энергетический спектр источника ^{226}Ra из набора ОСИАИ, полученный на кристалле YAP:Ce , имеющем размеры $\varnothing 25 \times 0,1$ мм, с применением алюминиевого коллиматора толщиной 2 мм и с диаметром отверстия 1,5 мм.

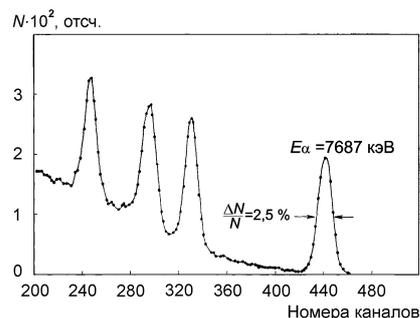


Рис. 20. Энергетический спектр α -частиц источника ^{226}Ra

Энергетическое разрешение по линии $E_\alpha = 7687$ кэВ составило $R = \Delta N/N = 2,5\%$, или $\delta E/E = 1,1\%$, что является наивысшим результатом для сцинтилляторов при регистрации α -частиц.

Результаты проведенных исследований позволяют прогнозировать возможность создания на базе кристалла $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ сцинтилляционных детекторов для низкофоновой спектрометрии α -излучения и разработку на их основе приборов как лабораторного, так и полевого применения для работы в сложных условиях измерений (повышенные температуры, агрессивные среды, большие механические нагрузки и т. д.).

Данные, полученные нами в результате многолетнего цикла исследований, показывают, что на базе тугоплавких кислородных соединений структурного ряда перовскитов могут быть созданы эффективные быстродействующие сцинтилляторы. Эти результаты, а также разработанный подход могут стать хорошей базой для поиска новых сцинтилляционных материалов в указанном структурном ряду.

Литература

1. Baryshevsky V. G., Kondratiev D. M., Korzhik M. V. et al. // Nucl. Tracks Radiat. Meas. 1993. Vol. 21, № 1. P.11.
2. Kondratiev D. M., Korzhik M. V., Fedorov A. A., Pavlenko V. B. // Phys. Stat. Sol. 1996. Vol. 197(b). P. 251.
3. Weber M. J. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 3205.
4. Atrata R., Schouer P., Kvapil Juri, Kvapil Jos. // SEM. Scanning 5. 1981. P. 91.
5. Baryshevsky V. G., Korzhik M. V., Smirnova S. A., Moroz V. I. // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. B58. P. 291.
6. Доренбос П., Коржик М. В., Кудрявцева А. П. и др. // Журн. приклад. спектроскопии. 1993. Т. 59, № 3–4. С. 226.
7. Baryshevsky V. G., Korzhik M. V., Minkov B. I. et al. // J. Phys.: Condensed Matter. 1993. Vol. 5. P. 7893.
8. Bernord Hj. // Phys. Stat. Sol. 1974. Vol. (a) 21. P. 95–98.
9. Bernord Hj. // Phys. Stat. Sol. 1976. Vol. (a) 33. P. 211.

10. Вахидов Ш. А., Ибрагимова Э. М. // Радиационные явления в некоторых лазерных кристаллах. Ташкент, 1977. С. 152.
11. Weber M.J., Bass M., Angringa K. // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 15. P. 342.
12. Arsenev P. A., Vachidov S. A., Ibragimova E. M. // Phys. Stat. Solid. 1974. Vol. (a) 21. P. k35–k38.
13. Гуманская Е. Г., Егорычева О. А., Коржик М. В. и др. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 72, вып. 2. С. 395–398.
14. Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф., Коржик М. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, вып. 24.
15. Гуманская Е. Г., Коржик М. В., Смирнова С. А. и др. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 72, вып. 1. С. 155.
16. Baryshevsky V. G., Drobyshev G. Yu., Korzhik M. V. et al. // Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications / Ed. by F. De Notaristefani, P. Lecoq, M. Schneegans. Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1993. P. 195.
17. Korzhik M. V., Moroz V. I., Pavlenko V. B. et al. // Nucl. Tracks and Radiat. Measur. 1993. Vol. 21. P. 113.
18. Dorenbos P., Bougrine E., de Haas J. T. M., van Eijk C. W. E. Scintillation properties of GdAlO₃:Ce crystals: Prepr. Technical University of Delft. TUD-SCIP-94-006.
19. Baryshevsky V. G., Kondratiev D. M., Korzhik M. V. et al. // Proc. of ICL'93/ Ed. by D. S. Hamilton, R. S. Melcher, M. D. Sturge. Elsevier, 1994. P. 956.
20. Smirnova S. A., Kazakova L. I., Fedorov A. A., Korzhik M. V. // Proc. of ICL'93/ Ed. by D. S. Hamilton, R. S. Melcher, M. D. Sturge. Elsevier, 1994. P. 956.
21. Moses W. W., Derenzo S. E., Fyodorov A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. Vol. 42. P. 275.
22. Trower W. P., Korzhik M. V., Fyodorov A. A. et al. // Proc. Int. Conf. On Inorganic Scintillators and Their Applications, SCINT95, Delft University Press, 1996. P. 355.
23. Blasse O. // Journ. of Luminescence. 1994. Vol. 60&61. P. 930.
24. Korzhik M. V. and Trower W. P. // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 66. P. 2327.
25. Andriessen J., Dorenbos P., van Eijk C. W. E. // Scintillators and Phosphor Materials / Ed. M. J. Weber, P. Lecoq, R. C. Ruchti, C. Woody, W. M. Yen and R-y. Zhu, Materials Res. Soc., Pittsburgh, 1994. P. 355.
26. Woitowicz A. J., Lempicki A., Wishnevski O. et al. // IEEE. Nucl. Sci. Conf. Rec. 1994. P. 134.
27. Boottet O., Dujardin C., Moine B. et al. // CERN CCC Note (1995) (unpublished).
28. Kuznetsov A. I., Namosov B. R., Murk V. V. // Sov. Phys. Solid. State. 1985. Vol. 27. P. 3030.
29. Kuznetsov A. I., Abramov V. N., Namosov B. R., Uibo B. R. // Proc. Phys. Inst. Estonian Acad. Sci. 1982. Vol. 53. P. 83.
30. Kuznetsov A. I., Abramov A. N., Murk V. V., Namosov B. R. // Sov. Phys. Solid State. 1991. Vol. 33. P. 2000.
31. Murk Y., Kuznetsov A., Namosov B. and Ismailov K. // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. B91. P. 327.
32. Agranovich V. M., Galanin M. D. // Energy Transfer of Electron Excitations in Condensed Matter. Moscow, 1978. P. 383 (in Russian).
33. D. L. Dexter // J. Chem. Phys. 1953. Vol. 21. P. 836.
34. Frenkel // Phys. Rev. 1931. Vol. 37. P. 1276.
35. Барышевский В. Г., Коржик М. В., Мороз В. И., Смирнова С. А. // ПТЭ. 1992. № 3. С. 86.
36. Fyodorov A. A., Kholmetskii A. L., Korzhik M. V. et al. // Nucl. Instr. Meth., 1994. Vol. B88. P. 462.
37. Kobayoshi M., Shinkawa Takao, Sato Takahiro et al. // Nucl. Instr. Meth., 1994. Vol. A337. P. 355.
38. Fyodorov A. A., Pavlenko V. V., Korzhik M. V. et al. // Radiat. Meas. 1996. Vol. 26, № 2. P. 215.

SCINTILLATION CRYSTALS ON THE BASIS OF RARE-EARTH ALUMINUM PEROVSKITES

M. V. Korzhik, A. A. Fedorov

The crystals of perovskite structural type (RE)AlO₃, where RE is La, Gd, Lu and Y, activated by rare-earth ions, have formed to the present time the class of efficient and high-speed transformers of energy of ionizing radiation to light (scintillators). Two of such crystals: YAlO₃ and LuAlO₃ activated with cerium ions Ce³⁺, are rather perspective for applying in medical radiology. Being characterized by high density and conversion efficiency, these crystals emit fast scintillations that is essential property for usage in systems with high time resolution, i.e. in computed tomography.

The fast scintillations in oxide crystals with oxioortosilicate, garnet or perovskite structure can be obtained at their activation by rare-earth ions emitting, as a rule, fast ultraviolet inter-configurational *d*→*f* luminescence. Number of such activation ions isomorphously replacing Y or rare-earth lattice-forming element is limited to four elements: Ce³⁺, Pr³⁺, Nd³⁺, Yb³⁺ [1]. However, *d*→*f* luminescence of Nd³⁺ and Yb³⁺ ions is located in a range $\nu > 40\,000\text{ cm}^{-1}$, and for Nd³⁺ ions it is quenched with non-radiating transitions to numerous *f*-levels. In essence, only two ions Ce³⁺ and Pr³⁺ can be utilized as acceptable activators, however praseodymium ion has, though and to a lesser degree, same defect, as ion of neodymium. For these activators, location of *f*→*d* luminescence maximum and its time characteristics depend on a type of a matrix or matrix symmetry and force of a crystalline field in the position of activator localization [1, 2].

Number of rare-earth ions, which can be used as lattice-forming elements also is limited, however basic yardstick of culling here is the absence *f*, *d*- of absorption bands which are overlapped with activator luminescence. Only ions Y, La, Ce, Gd and Lu satisfy to this request. Gd³⁺ ions have energy *f*-levels ⁶I_{7/2,11/2}; ⁶P^{7/2,5/2} with energy close to 30 000 cm⁻¹, and influence of these levels on energy transfer in crystals depends on excess of their energy above energy of a radiant *d*-level of the activator. The present work is dedicated to outcomes of studies of rear-earth aluminum perovskite crystals, activated with ions having interconfigurational *d*→*f* luminescence with the purpose of creation on their basis of high-speed scintillation detectors. In Table the reached scintillation parameters of studied crystals are indicated.

Table

Scintillation parameters of rear-earth aluminum perovskite crystals, activated with Ce³⁺ and Pr³⁺ ions

№	Crystal	Density ρ , g/cm ³	Light Yield ph./MeV	Emission maximum λ_{max} , nm	Scintillation kinetics	
					τ_{fast} , ns (%)	τ_{slow} , ns (%)
1	YAlO ₃ :Ce	5.55	14600	347	28±2 (95)	100–175 (5)
2	GdAlO ₃ :Ce	7.15	9600	330–354	30 (60)	180 (40)
3	LaAlO ₃ :Ce	6.96	500	430	< 2 (98)	–
4	LuAlO ₃ :Ce	8.34	9600	390	11 (60); 28 (26)	835 (13)
5	(Lu _{0.5} –Y _{0.5})AlO ₃ :Ce	6.3	14200	347	4.6 (33); 22 (52)	83 (15)
6	YAlO ₃ :Pr	5.55	6200	240–318	13.5	4000
			1460	450–700		

The systematic study of these crystals has allowed to detect the tendencies of variation of their spectroscopic, optical and scintillation characteristics. The obtained data can be used in the prognostic purposes for development of new scintillation materials on the basis of crystals of different structural types.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

М. В. Коржик, О. В. Мисевич, А. А. Федоров, А. Л. Холмецкий

В настоящее время мессбауэровская спектроскопия сформировалась как один из самых мощных структурно-аналитических методов исследования конденсированных сред. Ее основная особенность – высокая чувствительность к локальным электрическим и магнитным полям на резонансных ядрах – дает возможность проводить уникальные исследования структуры различных материалов как в их объеме, так и на поверхности. Огромный опыт, накопленный в применении эффекта Мессбауэра для различных объектов, содержащих резонансные ядра, позволяет сформулировать целый ряд направлений не только научного, но и практического применения данного метода. Вместе с тем можно указать на очевидное противоречие, существующее в практике мессбауэровской спектроскопии: при большом и постоянно возрастающем объеме работ по научному применению ядерного гамма-резонанса отмечены лишь единичные попытки его практического использования при решении задач промышленного контроля качества изделий и материалов. Фундаментальной причиной, обуславливающей такую ситуацию, является то, что в отличие от многих других методов анализа вещества ядерный гамма-резонанс требует существенной методологической модификации при его распространении из области уникальных в область рутинных измерений. Главная проблема на этом пути – повышение производительности мессбауэровских измерений. Действительно, типичное время накопления мессбауэровских спектров составляет от нескольких часов до нескольких суток, что вполне допустимо при уникальных измерениях, но крайне ограничивает круг возможных прикладных задач. В силу сказанного разработка методов повышения точности и производительности мессбауэровских измерений, при всех основных способах их реализации, представляется весьма актуальной. С начала 90-х годов в НИИ ЯП ведутся работы в этом направлении.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- анализ основных путей повышения производительности и точности гамма-резонансных измерений и выявление направления их наиболее эффективного использования;
- исследование зависимости производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений от временных и спектрометрических характеристик детекторов гамма-излучения и разработка спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра на основе оптимизированных детекторов.

1. Основные пути повышения производительности мессбауэровских измерений

Наиболее распространенной задачей мессбауэровской спектроскопии является определение абсолютного или относительного содержания различных соединений (фаз) мессбауэровского элемента по величине резонансного эффекта, определяемого как

$$\varepsilon = \frac{|N(0) - N(\infty)|}{N(\infty)},$$

где $N(0)$ – количество зарегистрированных импульсов в условиях резонанса; $N(\infty)$ – количество зарегистрированных импульсов вдали от резонансной линии.

Для малых концентраций резонансного изотопа связь между искомой концентрацией и резонансным эффектом линейна. Поэтому относительная статистическая погрешность концентрации равна относительной погрешности измерения резонансного эффекта, которая с учетом свойств пуассоновских потоков может быть записана в виде

$$\delta\varepsilon = \frac{2}{\varepsilon\sqrt{N(\infty)}}.$$

Производительность мессбауэровских измерений можно определить как отношение числа измеренных спектров с заданной относительной погрешностью $\delta\varepsilon_{\text{зад}}$ ко времени измерения t . Так как $N(\infty) = I(\infty)t$, где $I(\infty)$ – скорость счета выходных импульсов спектрометрического тракта, то время, необходимое для накопления спектра с заданной относительной погрешностью $\delta\varepsilon_{\text{зад}}$, рассчитывается как

$$t = \frac{1}{\varepsilon^2 I(\infty)} \cdot \frac{4}{(\delta\varepsilon_{\text{зад}})^2}.$$

Обратная величина

$$\frac{1}{t} = \varepsilon^2 I(\infty) \cdot \frac{(\delta\varepsilon_{\text{зад}})^2}{4} \quad (1)$$

и есть искомая производительность измерений. При сравнении различных мессбауэровских спектрометров или детекторов резонансного излучения достаточно оперировать коэффициентом $Q = \varepsilon^2 I(\infty)$, стоящим в выражении (1), который мы и будем называть производительностью мессбауэровских измерений.

Величина резонансного эффекта в мессбауэровском эксперименте в первую очередь зависит от свойств исследуемого образца. В трансмиссионном варианте измерений (наиболее часто используемой геометрии пропускания) для идеального детектора с бесконечно большой спектрометрической селективностью при малом содержании резонансных атомов на единицу площади образца m

$$\varepsilon_T = \frac{1}{2} ff' \sigma_{\gamma a} m, \quad (2)$$

где f, f' – вероятности безотрадного резонансного взаимодействия для источника излучения и исследуемого образца; $\sigma_{\gamma a}$ – эффективное сечение резонансного поглощения.

В реальных условиях экспериментально регистрируемая величина резонансного эффекта всегда меньше значения (2) из-за конечной величины спектрометрической селективности S_s . Исключение составляет случай применения так называемого резонансного детектора мессбауэровского излучения, позволяющего получать значения ε , превышающие (2).

Одной из основных характеристик резонансного детектора (РД) является абсолютная селективность S_a , определяемая как

$$S_a = \frac{\eta_0}{\eta_\infty}.$$

Можно показать [1], что величина S_a оценивается из экспериментально измеренного эмиссионного спектра мессбауэровского источника по формуле

$$S_a = \frac{\varepsilon_{em}}{\chi f} + 1,$$

где ε_{em} – величина резонансного эффекта и $\chi = I_\gamma / (I_\gamma + I_b)$, I_γ , I_b – интенсивности мессбауэровского и стороннего гамма-излучения в телесном угле регистрации детектора.

Для лучших типов резонансных детекторов, например резонансных сцинтилляционных (РСД), значение S_a может превышать 50.

Одним из важных достоинств РД является возможность получения значений ε , превышающих величину (2). Как показано нами в работе [1], в геометрии пропускания предельно достижимый резонансный эффект для РД

$$\varepsilon_{РД} = \frac{\sqrt{2}S_a}{1 - f + S_a f} \varepsilon_T.$$

Из этой формулы также видно, что достижение экстремальных значений S_a для РД не столь важно в геометрии пропускания. Действительно, при типичном значении $f \approx 0,7$ (мессбауэровские источники ^{57}Co и ^{119}Sn) уже при $S_a > 10$ с хорошей точностью можно положить

$$\varepsilon_{РД} \approx \frac{\sqrt{2}}{f} \varepsilon_T. \quad (3)$$

Поскольку производительность мессбауэровских измерений Q пропорциональна ε^2 , то, как следует из (3), резонансный детектор обеспечивает примерно четырехкратное повышение Q по сравнению с обычным детектором гамма-квантов при прочих равных условиях. Однако имеющиеся типы резонансных детекторов характеризуются относительно небольшими величинами эффективности регистрации η_0 , в лучшем случае до 50 %. Поэтому применение РД в трансмиссионных мессбауэровских измерениях не решает радикально задачу повышения производительности измерений. В силу этого основным направлением в ее решении является повышение грузочной способности детекторов мессбауэровской спектроскопии, имеющих близкую к 100 % эффективность регистрации резонансных гамма-квантов при спектрометрической селективности в несколько единиц.

2. Зависимость производительности мессбауэровских измерений от временных и спектрометрических характеристик детектора

Интенсивности мессбауэровского излучения, прошедшего через поглотитель, в условиях резонанса $I(0)$ и вне его $I(\infty)$ с учетом интенсивности фонового излучения I_b могут быть записаны в следующем виде [2]:

$$I_{out}(0) = \eta_0 I_0 e^{-\mu\rho} f [1 - F(C_a)] + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b;$$

$$I_{out}(\infty) = \eta_0 I_0 f e^{-\mu\rho} + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b, \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность падающего на образец излучения в телесный угол, определяемый геометрией измерения; μ – массовый коэффициент ослабления; ρ – поверхностная плотность образца; f – фактор Дебая–Валлера для источника излучения; C_a – эффективная толщина образца по резонансному изотопу; $F = e^{-C_a/2} J_0(C_a/2)$ – функция эффективной толщины образца; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка мнимого аргумента; $\eta_0, \eta_\infty, \eta_b$ – эффективности регистрации детектором резонансного, нерезонансного и фонового излучений соответственно.

Тогда производительность мессбауэровских измерений

$$Q = \varepsilon^2 I_{out}(\infty) = \frac{[I_{out}(\infty) - I_{out}(0)]^2}{I_{out}(\infty)}. \quad (5)$$

В дальнейшем отдельно рассмотрим два случая [3]:

1. *Случай малых загрузок детекторов.* Для этого случая производительность мессбауэровских измерений определяется непосредственной подстановкой интенсивностей $I_{out}(\infty)$ и $I_{out}(0)$ из выражения (4) в (5):

$$Q = \frac{\eta_0 I_0 e^{-\mu\rho} S_a S_s [f F(C_a)]^2}{f S_a S_s + (1 - f) S_s + 1}, \quad (6)$$

где $S_a = \eta_0 / \eta_\infty$ – абсолютная селективность детектора; $S_s = \eta_\infty I_0 e^{-\mu\rho} / \eta_b I_b$ – спектротрическая селективность детектора.

Полученное выражение (6) дает производительность мессбауэровских измерений Q в геометрии пропускания при малых загрузках детекторов. Как видно из (6), величина Q зависит как от характеристик детектора (параметры η_∞, S_a и S_s), так и источника излучения (параметр f), а также исследуемого образца (параметры μ, ρ, C_a). Поэтому при сравнении двух различных детекторов мессбауэровского излучения удобно оперировать отношением Q для обоих детекторов, предполагая один и тот же источник и образец. (При этом сама геометрия измерений не предполагается одинаковой.) Из (6) следует:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{01} I_{01} S_{a1} S_{s1} [f S_{a2} S_{s2} + (1 - f) S_{s2} + 1]}{\eta_{02} I_{02} S_{a2} S_{s2} [f S_{a1} S_{s1} + (1 - f) S_{s1} + 1]}, \quad (7)$$

где I_{01} и I_{02} могут различаться за счет различных реализаций геометрии измерений для двух детекторов. В рассматриваемом случае малых загрузок детекторов естественно производить их сравнение при условии $I_{01} = I_{02}$.

В отличие от (6) в выражение (7) входят только параметры, характеризующие сами детекторы излучения. Поэтому полученное соотношение (7) непосредственно может быть использовано для поиска оптимального сочетания характеристик детектора в трансмиссионных измерениях.

Как видно из уравнения (7), производительность измерений прямо пропорциональна эффективности регистрации мессбауэровского гамма-излучения, скорости счета в рабочем окне детектора и является нелинейной функцией абсолютной и спектрометрической селективности. При использовании нерезонансных детекторов $S_a = 1$ и выражение (7) переходит в

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{01} I_{01} S_{s1} [S_{s2} + 1]}{\eta_{02} I_{02} S_{s2} [S_{s1} + 1]}.$$

Для удобства дальнейшего анализа условно введем в рассмотрение «идеальный» детектор гамма-квантов, для которого $\eta = 1$ и $S_s = \infty$. Тогда отношение производительностей измерений для анализируемого Q и идеального $Q_{ид}$ детекторов имеет следующий вид:

$$\frac{Q}{Q_{ид}} = \frac{\eta S_s}{[S_s + 1]}. \quad (8)$$

Соотношение (8) позволяет сделать важный вывод о том, что при величине спектрометрической селективности, заметно большей единицы, ее дальнейший рост не приводит к сколько-нибудь значительному возрастанию производительности мессбауэровских измерений.

Далее сравним по (8) наиболее распространенные детекторы для мессбауэровской спектроскопии железа (энергия гамма-квантов $E = 14,4$ кэВ): полупроводниковые (ППД), пропорциональные и сцинтилляционные с тонким кристаллом NaI(Tl) детекторы. Для ППД можно принять $\eta \approx 0,9$ и $S_s = \infty$, т. е. он близок к «идеальному» в трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии при малых нагрузках спектрометрического тракта. Для пропорционального счетчика $\eta \approx 0,5$ (при использовании в качестве рабочего газа оптимальной аргон-ксеноновой смеси) типичные значения $S_s \approx 10$. Тогда производительность измерений $Q_{проп} \approx 0,5 Q_{ид}$. Для сцинтилляционного детектора NaI(Tl) $\eta \approx 0,9$; $S_s \approx 4$ и $Q_{NaI} \approx 0,7 Q_{ид}$.

Таким образом, мы заключаем, что применение сцинтилляционных детекторов оказывается более выгодным, чем применение пропорциональных, несмотря на существенно более высокое энергетическое разрешение последних. Причиной этому выступает нелинейная зависимость производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений от спектрометрической селективности, тогда как Q является линейной функцией эффективности регистрации γ -излучения.

Интересно сравнить производительность мессбауэровских измерений при использовании резонансного и идеального нерезонансного детекторов. Для РСД на ^{57}Fe , для которого $\eta_0 \approx 0,15$, $S_a \approx 5$ и типичное значение спектрометрической селективности $S_s \approx 2$. Подставим эти данные в выражение (7) и сравним РСД с «идеальным» нерезонансным детектором ($S_a = 1$, $S_s = \infty$). При этом учтем, что при резонансном детектировании мессбауэровского излучения в геометрии пропускания возникает дополнительный выигрыш в производительности измерений примерно в 2 раза за счет эффекта сужения гамма-резонансных линий и соответствующего возрастания величины резонансного эффекта. В результате получаем (при типичном значении $f = 0,7$ для источника ^{57}Co):

$$Q_{РСД} \approx 0,4 Q_{ид}.$$

Таким образом, при малых нагрузках спектрометрического тракта РСД оказывается хуже не только сцинтилляционного детектора NaI(Tl), но и пропорционального счетчика. Основной причиной этого выступает малое значение эффективности регистрации η_0 .

2. *Случай предельных нагрузок детекторов.* Этот случай реализуется как при применении источников мессбауэровского излучения высокой активности, так и при увеличении телесного угла регистрации гамма-квантов (так называемая «сжатая» геометрия измерений [1]). Второй способ реализации высоких нагрузок детекторов является более предпочтительным, по сравнению с первым, из-за высокой стоимости мессбауэровских источников высокой активности.

При предельной нагрузке детектора интенсивность регистрируемых событий в рабочем энергетическом окне следует положить равной этому предельному значению I_L . В первом приближении можно принять, что для пуассоновского потока регистрируемых сигналов $I_L \approx 0,1/\tau$, где τ – длительность выходного сигнала детектора по уровню 0,1.

Рассматривая теперь в выражении (5) значение $I_{out}(\infty) = I_L$ как заданную величину, для отношения производительности двух детекторов получаем:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{I_{L1}}{I_{L2}} \frac{(S_{a1}S_{s1})^2 [f S_{a2}S_{s2} + (1-f)S_{s2} + 1]^2}{(S_{a2}S_{s2})^2 [f S_{a1}S_{s1} + (1-f)S_{s1} + 1]^2}. \quad (9)$$

Сравнение уравнений (7) и (9) показывает, что в случае предельных нагрузок детекторов влияние спектрометрической селективности сказывается сильнее, чем при малых скоростях счета. Исходя из (9), последовательно сравним между собой рассмотренные выше детекторы мессбауэровского излучения.

Для ППД, пропорциональных и сцинтилляционных NaI(Tl) детекторов длительность выходных сигналов имеет порядок величины около 1 мкс. Предельная интегральная нагрузочная способность этих детекторов, в соответствии с приведенным выше критерием, составляет около 10^5 с^{-1} , а значение I_L (скорость счета в рабочем энергетическом окне) можно принять примерно в десять раз меньше $I_L \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$. Для РСД на ^{57}Fe $I_L \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Подставляя в (9) соответствующие численные значения (ППД: $S_s = \infty$; пропорциональный детектор: $S_s \approx 10$; сцинтилляционный NaI(Tl) детектор: $S_s \approx 4$; и $S_a = 1$ для всех детекторов), получаем:

$$\frac{Q_{\text{проп}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 0,8; \quad \frac{Q_{\text{NaI}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 0,6; \quad \frac{Q_{\text{РСД}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 135.$$

Отличие в отношениях производительности измерений по сравнению со случаем малых нагрузок рассматриваемых детекторов объясняется тем, что достижение предельных нагрузочных способностей трактов регистрации реализуется, вообще говоря, при различных геометриях измерений для каждого из детекторов.

Принципиальное значение полученного результата состоит в том, что он демонстрирует возможность радикального – более чем на два порядка – повы-

шения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений за счет выбора оптимального спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра. В частности, типичное время накопления мессбауэровских спектров с обычными детекторами – около 1 суток – может быть в принципе уменьшено до нескольких минут.

К сожалению, из-за сравнительно низкой эффективности регистрации РСД безотдачного мессбауэровского излучения реализация в полной мере его преимуществ в ординарной мессбауэровской спектроскопии практически невозможна. В то же время РСД может стать исключительно эффективным инструментом при проведении мессбауэровских исследований на ряде изотопов (например, золота-197), для которых источники гамма-резонансного излучения могут иметь активность в несколько десятков ГБк. В настоящее время рассматривается также возможность применения РСД в ряде задач мессбауэровской спектроскопии на синхротронном излучении, где принципиально достижимы потоки гамма-квантов $\sim 5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Представляет интерес оценка реальной производительности измерений с помощью РСД при типичном значении активности источника $A = 2 \text{ ГБк}$. При телесном угле регистрации $\Omega \approx 10^{-3} \text{ ср}$ и двукратном ослаблении потока мессбауэровских гамма-квантов поглотителем поток мессбауэровских гамма-квантов на РСД составит около 10^5 с^{-1} . Отсюда при $\eta_0 = 0,15$ РСД будет регистрировать около $1,5 \times 10^4$ импульсов в секунду. Подставляя это значение вместо I_L в уравнение (9) и дополнительно умножая правую часть на 2 (для учета сужения резонансных линий), получаем

$$\frac{Q_{\text{РСД}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 4, \text{ т. е. также заметен выигрыш в произ-}$$

водительности измерений.

Проведенный выше анализ различных детекторов для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии позволяет сформулировать требования к спектрометрическим и временным характеристикам детектора, обеспечивающим максимальную производительность гамма-резонансных измерений. А именно, детектор должен иметь близкую к единице эффективность регистрации резонансных гамма-квантов, иметь спектрометрическую селективность S_s в несколько единиц, загрузочную способность, исключающую просчеты при использовании источника максимальной активности (для ^{57}Co $I_L \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$). Такой оптимальный детектор для спектроскопии ^{57}Fe был создан и описан ниже.

3. Сцинтилляционный детектор с кристаллом $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии

Основные характеристики сцинтиллятора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ приведены в [2, 4–7].

Световой выход сцинтиллятора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ составляет 40 % от световыхода NaI(Tl) . Следовательно, энергетическое разрешение нового сцинтиллятора примерно на 30 % хуже, чем разрешение NaI(Tl) . Это приводит к некоторому снижению спектрометрической селективности S_s . Однако выше было установлено, что этот параметр не играет существенной роли в оценке производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений. Вместе с тем обращает на себя

внимание то, что время высвечивания кристалла $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ примерно на порядок величины меньше, чем для $\text{NaI}(\text{Tl})$. Это обстоятельство определяет принципиальную возможность значительного повышения грузочной способности тракта спектрометрии на основе сцинтилляционного детектора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$. Одновременно за счет выбора оптимальной толщины сцинтиллятора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ можно обеспечить близкую к 100 % эффективность регистрации мессбауэровских гамма-квантов. Максимум спектра сцинтилляций $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ смещен в фиолетовую область. Тем не менее он, как правило, лежит в полосе максимальной спектральной чувствительности большинства современных фотоумножителей, в частности ФЭУ-85. Отметим также, что температурный коэффициент световыхода $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ имеет такой же порядок величины, как и для $\text{NaI}(\text{Tl})$.

Проведенные исследования показали, что в случае трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии железа оптимум толщины сцинтиллятора составляет 0,35 мм. При этом величина $\eta \approx 0,9$, а эффективность регистрации высокоэнергетического фонового излучения источника ^{57}Co 122,1 кэВ и 136,5 кэВ даже меньше, чем для $\text{NaI}(\text{Tl})$. Типичный амплитудный спектр $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ толщиной 0,35 мм, полученный при облучении источником ^{57}Co в матрице родия, показан на рисунке. Энергетическое разрешение по мессбауэровской линии 14,4 кэВ примерно равно 38 %. Спектрометрическая селективность детектора, оцененная для стандартного поглотителя оптимальной толщины, равна трем. Длительность выходного импульса при использовании ФЭУ-85 и спектрометрического предусилителя составила около 100 нс. Это обеспечивает предельную интегральную грузочную способность тракта спектрометрии на уровне 10^6 с^{-1} , что дает оценку $I_L = 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Используя полученные параметры: $\eta = 0,9$; $S_s = 3$ и $I_L = 10^5 \text{ с}^{-1}$, сравним производительность трансмиссионных мессбауэровских измерений с помощью детектора YAP и других рассмотренных выше детекторов в случаях малых и предельных нагрузок тракта спектрометрии.

Подставляя в выражение (7) соответствующие численные значения, полученные выше для ППД, пропорциональных детекторов, сцинтилляционных $\text{NaI}(\text{Tl})$ детекторов и резонансных сцинтилляционных детекторов, получаем для случая малых нагрузок и одинаковой геометрии измерения:

$$\frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{ППД}}} = 0,75; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{проп}}} = 1,4; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{NaI}}} = 0,9; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{РСД}}} = 1,8.$$

Отсюда можно заключить, что при малых нагрузках тракта спектрометрии детектор YAP несколько уступает сцинтилляционному детектору $\text{NaI}(\text{Tl})$ за счет меньшей спектрометрической селективности при сравнимых эффективностях регистрации мессбауэровского гамма-излучения.

При реализации предельных грузочных способностей детекторов подстановка в уравнение (9) соответствующих численных значений дает следующие отношения производительностей трансмиссионных гамма-резонансных измерений:

$$\frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{ППД}}} = 5,6; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{проп}}} = 6,8; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{NaI}}} = 8,8.$$

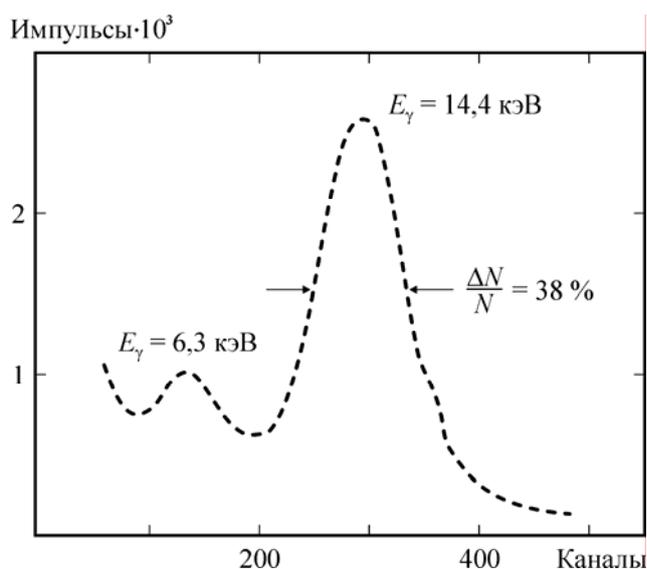


Рис. Амплитудный спектр выходных сигналов детектора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ при облучении источником $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$

Как видно из полученных данных, детектор YAP позволяет почти на порядок повысить производительность трансмиссионных мессбауэровских измерений по сравнению с традиционно используемыми ППД, пропорциональными и сцинтилляционными NaI(Tl) детекторами. В случае детектора YAP с практической точки зрения исключительно важно, что его предельная загрузочная способность может быть реализована уже при обычных активностях источников, используемых в мессбауэровской спектроскопии.

Теоретический анализ процессов регистрации прошедшего через поглотитель резонансного гамма-излучения при учете спектрометрической селективности детектора позволил в аналитическом виде получить зависимость производительности измерений от параметров спектрометрического тракта. На этой основе выявлены количественные критерии для целенаправленного поиска оптимальных типов детекторов в трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии. Для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии с использованием источников ^{57}Co стандартных активностей (около 1 ГБк) быстродействующий сцинтилляционный детектор с кристаллом $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ позволяет сократить время накопления мессбауэровских спектров по сравнению с традиционно используемыми детекторами мягкого гамма-излучения в 6–9 раз и тем самым радикально повысить практические возможности применения эффекта Мессбауэра в научных исследованиях и промышленных технологических процессах.

Литература

1. Холмецкий А. Л., Мисевич О. В. // Мессбауэровские концентратометры. Мн., 1992. С. 96.
2. Fyodorov A. A., Kholmetskii A. L., Korzhik M. V. // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. B88. P. 462.

3. *Kholmetskii A. L., Mashlan M., Misevich O. V.* // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. B124. P. 143.
4. *Mashlan M., Kholmetskii A. L., Misevich O. V.* // Acta Universitatis Palackianae Olomouensis, Physica XXXII. 1993. Vol. 111. P. 19.
5. *Kholmetskii A. L., Korzhik M. V., Misevich O. V.* // 4th Seeheim workshop on Mössbauer spectroscopy: Book of Abstr. Universitat Mainz, 1994. P. 126.
6. *Mashlan M., Zak D., Kholmetskii A. L.* // Acta Physica Slovaca. 1995. Vol. 45, № 1. P. 85.
7. *Kholmetskii A. L., Misevich O. V., Mashlan M.* // Intern. conf. ICAME'99: Book of Abstr. Garmish-Partenkirschen, 1999. P. T9/37.

FAST SCINTILLATION DETECTORS FOR MÖSSBAUER SPECTROSCOPY

M. V. Korzhik, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov, A. L. Kholmetskii

The Mossbauer measurement productivity problem and its relation to spectrometry chain are investigated.

Theoretical analysis of transmission gamma-resonance measurement throughput dependence on spectroscopy chain of Mossbauer spectrometer parameters is performed. New fast detectors for Mossbauer effect are proposed.

Multiple times increased throughput of transmission Mossbauer measurement by use of fast scintillation detectors opens a real opportunity for wide application of Mossbauer spectroscopy in industry and substantially widens an area of fundamental structure analytical problems related to small resonance effects observation which can be solved.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ

М. В. Коржик, А. С. Лобко, О. В. Мисевич, А. А. Федоров

Середина 90-х годов ознаменовалась бурным развитием научно-исследовательских направлений, лежащих на стыке ядерной физики, химии, медицины, фармакологии и связанных с разработкой и усовершенствованием методов диагностики, контроля эффективности лечения и создания новых лекарственных препаратов, что хорошо прослеживается по большому количеству публикаций. Научная деятельность в этом направлении получила поддержку на государственном уровне во многих развитых странах, а также в крупнейших международных исследовательских организациях, таких как МАГАТЭ, ЦЕРН и др. [1]. Большинство «ядерных» организаций заинтересовано во внедрении новейших технологий детектирования ионизирующих излучений в другие области, в частности в терапию, диагностику, в разработку лекарственных препаратов. В этой связи в их деятельности помимо традиционных направлений исследований появляется ряд новых, связанных с разработкой и совершенствованием медицинских сканеров различного назначения, которые, по существу, являются сложнейшими многокомпонентными детекторами ионизирующих излучений. Важнейшими критическими элементами этих устройств являются первичные преобразователи – как правило, это сцинтиллятор, сопряженный с фотоприемником.

Однако требования к сцинтилляторам в физике [2] и в медицине [3] в значительной степени различны: для медицины в первую очередь важна эффективность, что обеспечит снижение дозы облучения пациента. Для физики (где детекторы могут содержать тонны сцинтиллятора) важны цена сцинтилляционного материала и его радиационная прочность, что для медицинских применений не является определяющим ввиду небольших размеров установок и малых доз облучения. Тем не менее проектирование в последние годы большого количества высокоточных многоэлементных детекторов в физике высоких энергий дало мощный импульс исследованиям сцинтилляционных материалов. Была значительно развита теория, выращены и исследовались десятки сцинтилляторов – кандидатов на роль рабочего тела в электромагнитных гомогенных калориметрах для новых экспериментов на строящемся суперколлайдере LHC. В результате по совокупности физических и сцинтилляционных свойств, а также принимая во внимание цену при массовом производстве, для применения в экспериментах ALICE [4] и CMS [5] был отобран сцинтилляционный кристалл $PbWO_4$ (PWO).

Учитывая повышенный в настоящее время интерес к аппаратуре и методам ядерной медицины [1, 6], мы проанализировали большое количество различных сцинтилляционных материалов под углом зрения специфических требований ядерно-медицинской диагностики и установили, что весьма перспективными для этих применений являются кристаллы на базе лютетия. В настоящей работе приведены исходные посылки и основные результаты этого анализа.

Наиболее бурно развиваются сейчас томографические методы диагностики: рентгеновская компьютерная томография (ХСТ), однофотонная эмиссионная

компьютерная томография (SPECT) и позитронная эмиссионная компьютерная томография (PET). Характерными диапазонами энергий излучения являются:

- для рентгенодиагностики – ~ 20 кэВ (маммография), ~ 60 кэВ (диагностика зубов), ~ 150 кэВ (диагностика тела);
- для SPECT – $60\text{--}511$ кэВ, при этом излучение изотопа ^{99m}Tc с энергией 140 кэВ используется наиболее часто;
- для PET – 511 кэВ (коллинеарные аннигиляционные фотоны электрон-позитронной пары).

Рассмотрим схемы детектирования излучений в различных томографах и установим требования к сцинтилляторам и возможности улучшения детекторов с помощью применения новых сцинтилляционных материалов.

На рис. 1 показан однокольцевой PET сканер последнего поколения, где используется тяжелый сцинтиллятор $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO). Известная проблема детекторов этого сканера состоит в большой величине постоянной времени высвечивания сцинтилляции и низком световыходе BGO. В частности, медленность BGO (а также и NaI, CsI) делает невозможным использование информации о «времени пролета» в современных позитронных томографах. В случае, если кристалл BGO в сканере PET будет заменен сцинтиллятором, имеющим лучший коэффициент преобразования, пространственное разрешение сканера может быть улучшено до двух раз. Более быстрый сцинтиллятор обеспечит меньшее «мертвое» время и лучший контраст изображения из-за того, что более узкое временное окно схемы совпадений позволит уменьшить скорость счета случайных совпадений. Сцинтиллятор, имеющий большую поглощательную способность, увеличит поле зрения и контрастность изображения. Таким образом, можно значительно улучшить качество измерений с одновременным снижением дозы облучения пациента.

На рис. 2 показаны две возможные конструкции гамма-камер для SPECT. В первом случае представлена так называемая «логика Ангера», где координата взаимодействия гамма-квантов с монолитным сцинтиллятором NaI или CsI определяется по сравнению сигналов от набора ФЭУ. Во втором случае используется прямое определение координат взаимодействия с помощью позиционно-чувствительного ФЭУ, присоединенного к матрице из сцинтилляционных кристаллов. Обычно в этой конструкции применяют матрицы из кристаллов $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ (YAP) или CsI, поэтому некоторые исследователи называют этот дизайн «YAP-камера». Основная перспектива применения таких камер – томографы лабораторных животных и оперативные медицинские зонды. В SPECT следует применять сцинтилляторы с более высокой поглощательной способностью, тогда чувствительность прибора и его пространственное разрешение были бы увеличены. Более быстрый сцинтиллятор обеспечил бы меньшее «мертвое» время и лучший контраст изображения. В YAP-камере, кристалл YAP, имеющий максимум спектра высвечивания при рентгеновском возбуждении в УФ-области, мог бы быть заменен другим сцинтиллятором с большей длиной волны высвечивания, тогда считывание с помощью твердотельных фотоприемников уменьшило бы цену камеры. К тому же лучшая поглощательная способность сцинтиллятора позволила бы уменьшить размер элемента детектирующей матрицы и соответственно повысить пространственное разрешение.

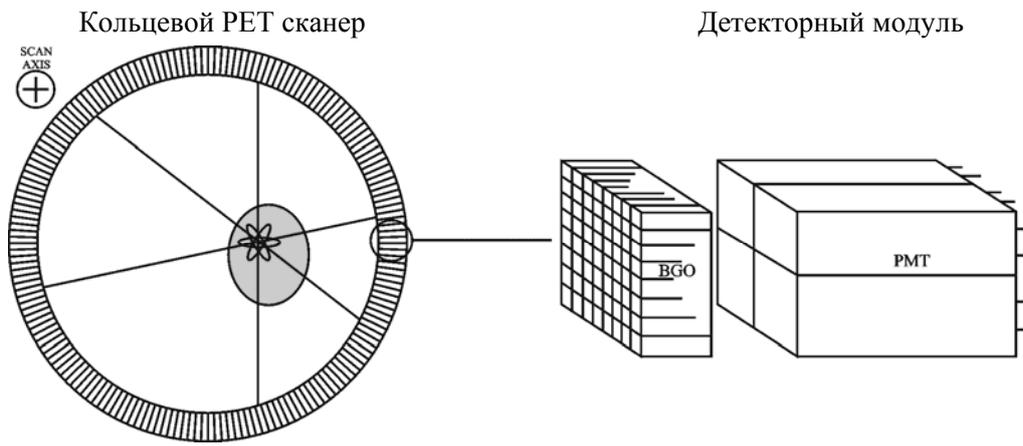


Рис. 1. Схема детектирования в позитронном эмиссионном томографе (PET)

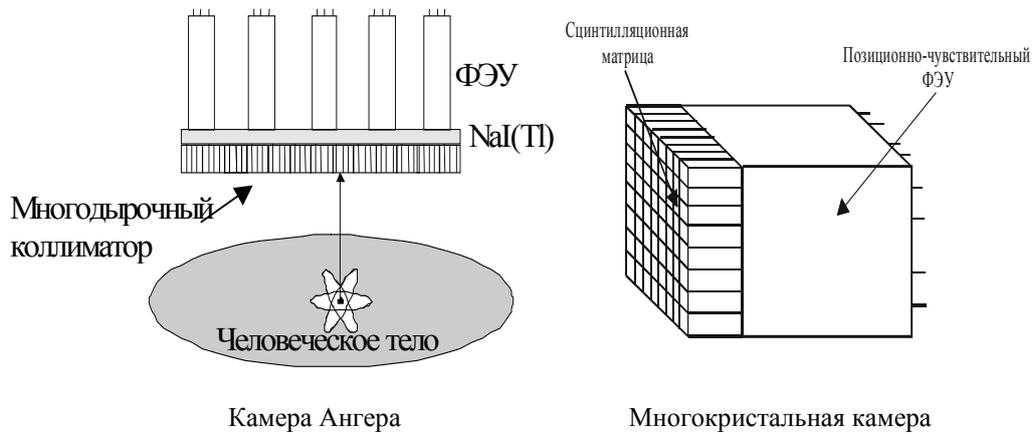


Рис. 2. Схема детектирования в однофотонном эмиссионном томографе (SPECT)

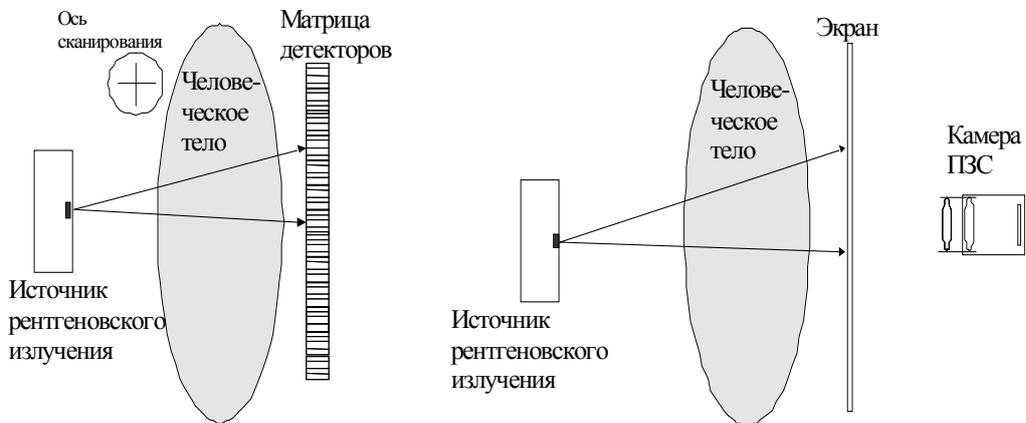


Рис. 3. Схемы детектирования в компьютерной рентгеновской томографии (ХСТ)

Сцинтилляторы, применяемые в ядерной медицине

Сцинтиллятор	ρ , г/см ³	LY, фот./МэВ	λ , нм	τ , мкс	Гигроско- пичность	Применение
NaI(Tl)	3,67	38000	415	0,23	да	СПЕКТ
CsI(Tl)	4,51	54000	550	1,00	слабая	ПЕТ, СПЕКТ, ХСТ
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	7,13	9000	480	0,30	нет	ПЕТ
CdWO ₄ (CWO)	7,90	~28000	470/540	20/5	нет	ХСТ
(Y,Gd) ₂ O ₃ :Eu керамика	5,9	–	610	1000	нет	ХСТ
Gd ₂ O ₂ S:Pr,Ce,F керамика	7,34	–	520	2,40	нет	ХСТ

Таблица 2

Перспективные сцинтилляторы

Сцинтиллятор	ρ , г/см ³	LY, фот./МэВ	λ , нм	τ , нс	Гигро- скопичность
YAlO ₃ :Ce (YAP)	5,55	16000	350	30	нет
Gd ₂ SiO ₅ :Ce (GSO)	6,70	8000/1000	440	60/600	нет
Lu ₂ SiO ₅ :Ce (LSO)	7,40	27000	420	40	нет
LuPO ₄ :Ce (LuPO)	6,20	13000	360	24	нет
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce (LuAG)	6,67	3000/11000	300, 530	~100	нет
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ :Sc (LuAG:Sc)	6,67	22400	275	610	нет
LuAlO ₃ :Ce (LuAP)	8,34	9600	380	11/28/835 60/26/13 %	нет

На рис. 3 представлены две из нескольких возможных конструкций блоков формирования рентгеновских изображений. В первой конструкции пространственная разрешающая способность зависит от размера пикселя детекторной матрицы – обычно это кристаллы CsI, присоединенные к матрице фотодиодов. В этом случае применение более длинных или тяжелых кристаллов означает лучшую эффективность детектора и как следствие – меньшую дозу облучения пациента. Напротив, толщина сцинтилляционного экрана во второй конструкции едва ли может быть увеличена без потери пространственного разрешения в случае порошкового или керамического экрана. Обычно толщина таких экранов

составляет несколько десятых долей миллиметра, что обеспечивает разрешающую способность в несколько пар линий на миллиметр. Та же самая ситуация возникает, когда скинтилляционный экран помещен на волоконно-оптическую пластинку, соединенную с микроканальной пластиной. Исследователи пробуют найти решение проблемы «разрешение – эффективность», выращивая ориентированные длинные и узкие кристаллы CsI на пиксельной подложке. Другое возможное решение состоит в применении скинтилляционных кристаллов, порошков или керамики с более высокой тормозной способностью. В рентгеновской томографии более высокая поглощательная способность скинтилляционного экрана очевидно ведет к уменьшению дозы облучения пациента. Детекторная матрица, сделанная из скинтилляционного материала с лучшими коэффициентами преобразования и поглощательной способностью, также уменьшила бы время сканирования и дозу облучения пациента.

В табл. 1 и табл. 2 сведены главные свойства применяемых и перспективных скинтилляционных материалов. Однако отметим, что только физические и скинтилляционные свойства материалов не в полной мере дают возможность сравнения, так как эффективность детекторов описывают комбинированные параметры, которые более детально рассмотрены ниже.

Резюмируя требования к скинтилляторам, выдвигаемые в различных типах томографической аппаратуры, можно отметить, что наиболее часто встречающееся требование – это необходимость повышения быстродействия. Рис. 4 демонстрирует преимущества скорости новых, активированных церием скинтилляторов по сравнению с известными традиционными скинтилляторами. Оценка граничных скоростей счета пропорциональна $1/\tau$, где τ скинтиллятора – средняя величина постоянных времени высвечивания. Разрешающая способность по времени пропорциональна LY/τ , где световыходы определены для ФЭУ с бищелочным фотокатодом.

Далее, на рис. 5 сравнивается среднее количество фотонов, испускаемых скинтиллятором, возбужденным единичным рентгеновским квантом, в зависимости от энергии рентгеновского излучения и толщины скинтиллятора. Вычисления были сделаны с помощью коэффициентов поглощения энергии (а не линейного ослабления). Также использовалось предположение о линейности световыхода (конверсионной эффективности) скинтилляторов в этом энергетическом диапазоне. Это сравнение предназначено для анализа применимости скинтилляторов в аппаратуре рентгеновской компьютерной томографии, в которой используется режим интегрирования тока (т. е. считывание с помощью ПЗС матриц).

Видно, что для малой толщины скинтилляционного экрана (0,1–0,2 мм) скинтилляционная керамика (представленная $Gd_2O_2S:Pr,Ce,F$) имеет очевидные преимущества по сравнению со всеми монокристаллическими скинтилляторами. Для самых низких энергий $Gd_2O_2S:Pr,Ce,F$ толщиной 0,2 мм производит количество фотонов, близкое к насыщению, т. е. это толщина, достаточная для 20 кэВ (сравним: $N_{ph} = 1000$ для $Gd_2O_2S:Pr,Ce,F$ с $d = 0,2$ мм и $N_{ph} = 1100$ для CsI(Tl) с $d = 5,0$ мм). В энергетических диапазонах рентгенодиагностики зубов и диагностики всего тела, начиная с толщин скинтиллятора, равных 0,5–1,0 мм, ситуация меняется. Увеличение толщины керамики теперь приводит к потере световыхода, и здесь монокристаллы становятся предпочтительными. До тол-

щин ~ 2 мм сцинтилляторы, основанные на лютеции, могут конкурировать с CsI(Tl) благодаря своей более высокой тормозной способности. В CsI(Tl) толщиной более 5 мм поглощение, предположительно, насыщается, отображая преимущество CsI(Tl) в световых выводе.

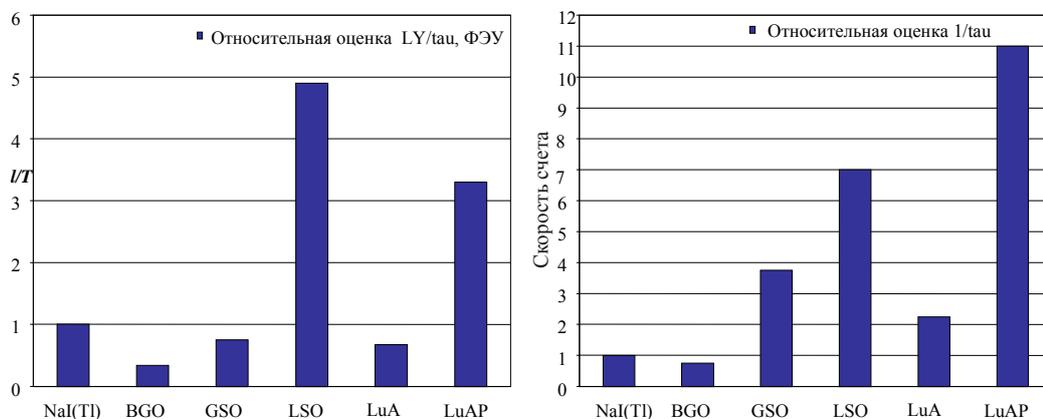


Рис. 4. Временное разрешение (слева) и предельные скорости счета (справа) некоторых типов сцинтилляторов

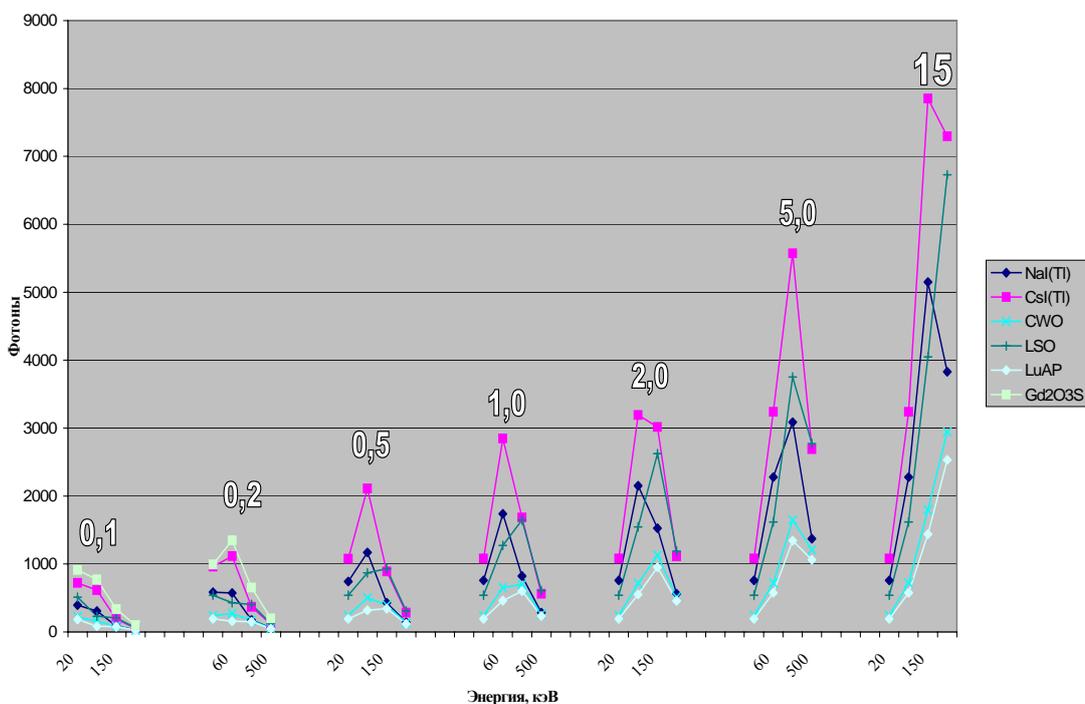


Рис. 5. Количество фотонов, испускаемых различными сцинтилляторами, в зависимости от толщины

На рис. 6 представлены результаты почти такого же анализа, как и в предыдущем случае, но фотоны, испускаемые сцинтиллятором, возбужденным одним рентгеновским квантом, детектируются бищелочным ФЭУ с типичным спектральным откликом. Высокий потенциал LSO отображен на энергии 150 кэВ для всех толщин и для толщины 0,1–0,2 мм – на энергии 20 кэВ. Это, в частности, означает, что порошок LSO может с успехом использоваться для производства экранов, рассчитанных на низкие энергии (возможно, для этой цели могут использоваться отходы обработки кристаллов).

На рис. 7 также рассмотрена аппаратура рентгеновской компьютерной томографии, но уже в режиме счета (были использованы линейные коэффициенты затухания). Снова тонкая керамика хороша в диапазонах 20 и 60 кэВ, так же как и тонкий LuAP на 20 кэВ. Для больших толщин кристаллы на базе Lu показывают значительное преимущество по сравнению с NaI и CsI на энергии 150 кэВ. Самые близкие конкуренты этих кристаллов по поглощательной способности – CWO и BGO (не отображен) – имеют намного большее время высвечивания.

На рис. 8 рассмотрено применение сцинтилляторов в PET/SPECT. Тяжелые LSO и LuAP близки к BGO в поглощательной способности на 511 кэВ, что является наиболее важным фактором для PET. Кроме того, они имеют и уже вышеупомянутые преимущества в световых выходе и скорости. Для диапазона энергий SPECT (60–300 кэВ) кристаллы, основанные на Lu, могут быть в несколько раз более тонкими, чем традиционные NaI и CsI при такой же эффективности. Однако на толщине 1–2 мм собственная радиоактивность кристаллов на основе Lu (приблизительная величина для LSO – около $300 \text{ с}^{-1} \text{ на см}^3$) может, в зависимости от рабочих скоростей счета, обуславливать проблемы для SPECT. Для PET этот фактор не является существенным.

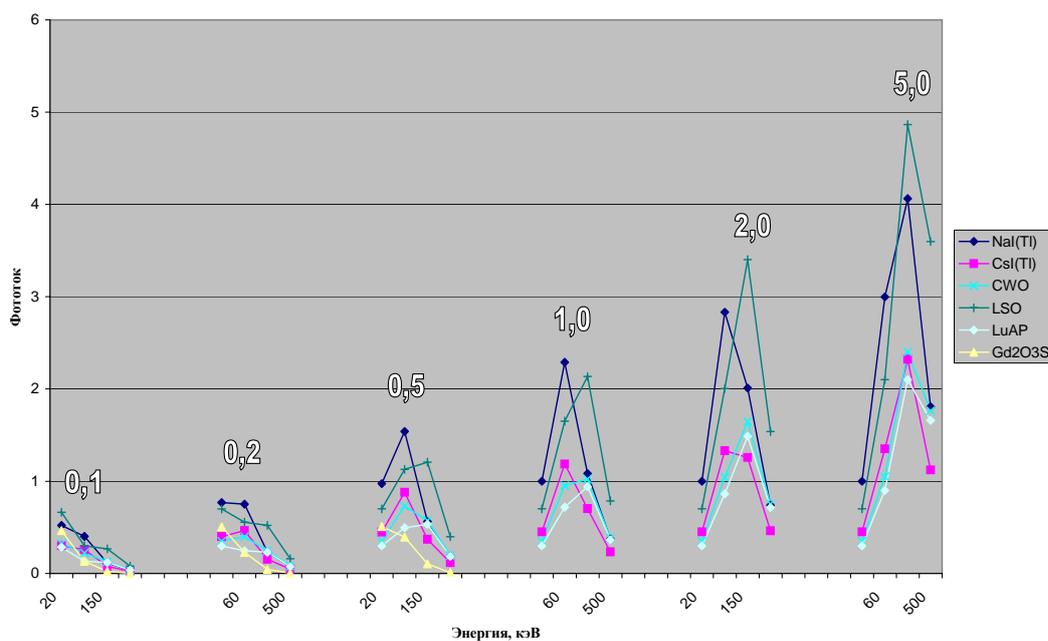


Рис. 6. Фототок, создаваемый различными сцинтилляторами, в зависимости от их толщины

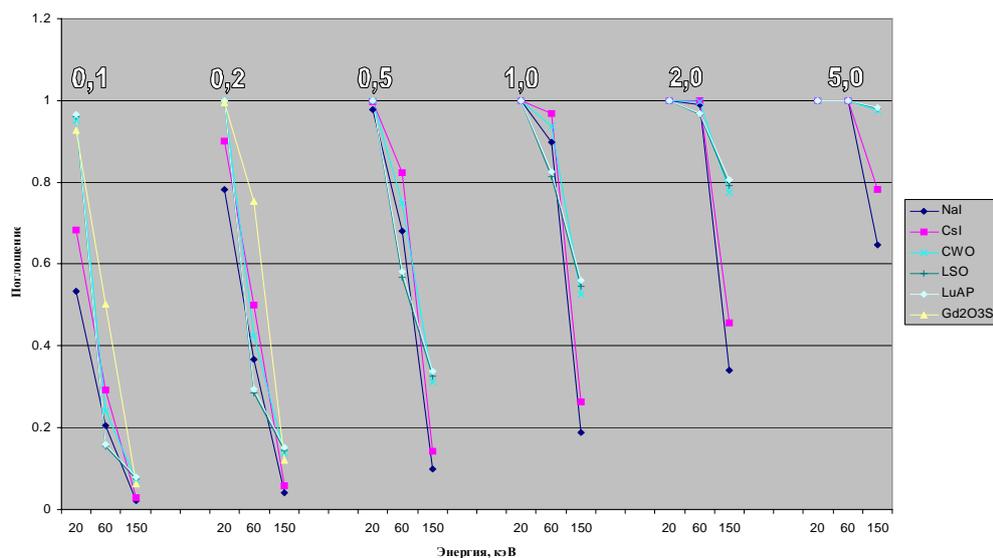


Рис. 7. Относительное поглощение для сцинтилляторов различной толщины в диапазоне энергий ХСТ

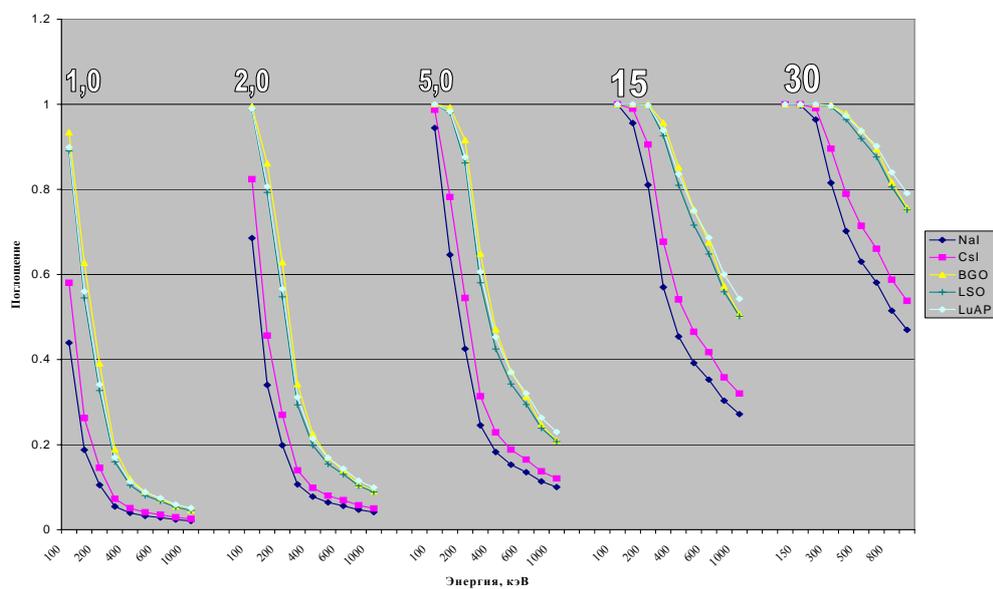


Рис. 8. Относительное поглощение для сцинтилляторов различной толщины в диапазоне энергий СPECT/РЕТ

Результаты нашего анализа и работы других авторов (например, [3, 7]) показывают, что качество PET/SPECT аппаратуры может быть значительно улучшено по сравнению с уже существующими коммерческими сканерами, так как многие параметры детекторов еще далеки от теоретически достижимых. Здесь

исследования развиваются в двух направлениях: подбор наиболее подходящего сцинтиллятора и разработка новых фотодетекторов.

Мы предлагаем обсудить прагматический подход к разработке сцинтилляторов. Период 70–80-х годов можно рассматривать как время «романтического» поиска сцинтилляторов. От первого их изучения до массового производства и применения проходило более десяти лет. Почему это так получалось? Потому, что развитие технологий не было ориентировано на пользователя. Теперь, ввиду того что рынок аппаратуры ядерно-медицинской диагностики развивается взрывными темпами, можно считать, что потребитель определен.

Значит, настало время, чтобы уйти от «романтического» поиска к разработке технологий сцинтилляционных кристаллов. В качестве наглядного примера мы можем упомянуть проект с РВО, развитый ЦЕРНом, когда за считанные годы перспективный материал – кандидат на использование в экспериментах на LHC был доведен до массового производства усилиями международной группы исследователей совместно с технологами-ростовиками.

Как было отмечено выше, LuAP – один из перспективных материалов, которые можно применить в PET сканерах и рентгенографии. Но он также нуждается в техническом подходе к его дальнейшей разработке и исследованиям, чтобы пройти путь от лабораторного выращивания и исследования до массового применения.

В данном случае цель не является отвлеченной: разработка новых сцинтилляторов на основе Lu, активированных Ce, и совершенствование существующих материалов могут значительно способствовать улучшению оборудования ядерно-медицинской диагностики, что благоприятно отразится на эффективности здравоохранения.

Литература

1. *Гром Ш.* // Бюллетень МАГАТЭ. 2000. Т. 42, № 1. С. 33–40.
2. *Lecoq P.* // Proc. Intern. Conf. SCINT99. P. 3–10.
3. *Moses W.* // Proc. Intern. Conf. SCINT99. P. 11–21.
4. ALICE Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 95–71.
5. CMS Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 94–38.
6. Nuclear Medicine (Special section) // Medical Imaging. 2000. № 6. P. NM37–NM56.
7. *Melcher C.* // Journ. Nucl. Med. 2000. Vol. 41, № 6. P. 1051–1055.

SCINTILLATION MATERIALS FOR NUCLEAR MEDICINE

M. V. Korzhik, A. S. Lobko, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov

Taking into account current interest to the instrumentation and methods of the nuclear medicine, we have analyzed a number of different scintillation materials under point of view of the particular requirements of nuclear-medical diagnostics. It was established that scintillation crystals based on lutetium are very promising for these applications. Initial suppositions and main results of the analysis are presented.

Most actively tomographic methods of diagnostics are developing now. They are X-ray Computed Tomography (XCT), Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT), and Positron Emission Tomography (PET). Characteristic ranges of radiation energies used in each method are as follows:

- X-ray diagnostics – ~20 keV (mammography), ~60 keV (teeth), ~150 keV (body);
- SPECT – 60–511 keV, 140 keV radiation of ^{99m}Tc isotope is used most frequently;
- PET – 511 keV (collinear annihilation photons of electron and positron pairs).

Schemes of radiation detection in different types of tomographs displayed in Figs. 1–3. Requirements to scintillators and possibility of detectors improvement with the help of application of new scintillation materials are discussed.

Efficiency of detectors is the main requirement for nuclear medicine usage. Increase of efficiency will provide of patient's exposition dose decrease.

The main properties of convenient and perspective scintillation materials are shown in Tables 1 and 2. However we shall point that just comparison of physical and scintillation properties of materials do not allow one to make conclusions, since the efficiency of detectors is featured by the combined parameters.

Summarizing the requirements to scintillators used in tomographic instrumentation of different types, it is possible to see that most frequent requirement is the necessity of decay time decrease. The Fig. 4 demonstrates advantages of fast acting new scintillators activated by cerium in comparison with common scintillators. Estimation of limiting count rates is proportional to $1/\tau$, where τ of a scintillator is the mean value of decay time constants. The time resolution is proportional to LY/τ , where the light yields LY are determined for PMT with bialkali photocathode.

Further, the average amounts of photons emitted by a scintillator excited with single X-ray quantum are compared in Fig. 5 as functions of X-ray energy and scintillator thickness. The comparison is intended for the analysis of scintillator applicability in XCT using current integration mode (CCD readout).

The results of the almost same as above analysis are shown in Fig. 6, but now photons emitted by a scintillator excited by one X-ray quantum are detected by bialkali PMT with typical spectral response. High potential of LSO is represented in 150 keV for all thicknesses, and for 0.1–0.2 mm thickness for 20 keV. It particularly means, that LSO powder can be utilized for production of screens for low energies (probably the scraps of crystal machining can be used for this purpose).

XCT instrumentation in counting mode (linear attenuation coefficients were taken) is described in Fig. 7. Again thin ceramics is good in 20 and 60 keV ranges as well as thin LuAP at 20 keV. For greater thicknesses Lu-based crystals show considerable advantage in comparison to NaI and CsI at 150 keV. Nearest competitors of these materials on stopping power – CWO and BGO (not shown) have the much greater decay time.

PET/SPECT application of scintillators is analyzed in Fig. 8. Heavy LSO and LuAP are close to BGO in stopping power at 511 keV, that is the most important factor for PET. Also they have above mentioned advantages in light yield and decay time. For SPECT range of energies (60–300 keV), the Lu-based crystals can be made thinner to some times than conventional NaI and CsI at the same efficiency.

As was pointed above, LuAP is one of the perspective candidates that can be applied in PET scanners and radiography equipment. But it requires the engineering approach to its further development to pass the root from laboratory to mass production and application.

In this case objective is not very abstract: the development of new Lu-based Ce-doped scintillators and improvement of using materials can considerably increase efficiency of equipment of nuclear-medical diagnostics. Without doubt, it will be favorably reflected in quality of public health services.

МАТРИЧНЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ПОЗИТРОННОЙ ЭМИССИОННОЙ ТОМОГРАФИИ

М. В. Коржик, А. С. Лобко, О. В. Мисевич, А. А. Федоров

Для эффективной службы здравоохранения требуется ранняя диагностика болезней и отклонений в организме. Как следствие, существует повышенный интерес к изучению биохимических процессов в человеческом организме *in vivo*. Он объясняется тем фактом, что в основе всех функций тканей лежат химические процессы. Все болезни в организме происходят из-за сбоев в химической структуре ткани, вызванных вирусами, генетическими отклонениями, процессом старения. Поэтому лучший способ определения, является ли ткань нормальной, состоит в исследовании ее биохимической функции. Обнаружение химических отклонений обеспечивает наиболее раннюю диагностику болезни даже еще в предсимптоматической стадии.

Среди многообразия диагностических методов позитронная эмиссионная томография (ПЭТ) предоставляет исследователям уникальную возможность визуализации хода биологических процессов. Используя набор радиоактивных трассеров-меток, являющихся радиоактивными формами природных элементов, постоянно присутствующих в человеческом организме, ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F (используется вместо водорода), можно получить ПЭТ изображения. Эти вводимые пациенту ПЭТ трассеры и природные заменители, а также лекарства, отмеченные трассерами, моделируют естественные сахар, протеины, воду и кислород, которые находятся в человеческом организме. Позитронный эмиссионный томограф устанавливает местоположение трассера и генерирует изображение на уровне клеточной биологической активности. ПЭТ визуализация может быть использована для количественного измерения многих процессов, включая мембранный перенос, метаболизм, синтез, кровотоки и перфузию, кислородную утилизацию и др. С помощью ПЭТ можно определять даты рождения клетки и изучать взаимодействие лекарственного препарата с химической системой организма. Основываясь на изучении фундаментальных процессов, происходящих в живом организме, ПЭТ методология является связующим звеном между фундаментальной и клинической науками. Ее применение в кардиологии, онкологии и неврологии простирается от диагностики болезней Альцгеймера и Паркинсона и начального обнаружения опухолей мозга и кости до изучения функции мозга и мозгового метаболического развития.

Для развития фармакологии и создания новых лекарств, а также для изучения механизма очищения исследования могут проводиться на лабораторных животных. Здесь ПЭТ изучает биологическое влияние трассеров и фармакинетику и требует меньшего количества лабораторных животных по сравнению с другими методами, что является важным аспектом, если принять во внимание ограничения в отношении экспериментов на животных. ПЭТ сканеры человека могут быть использованы для этих целей, однако это непрактично из-за их высокой цены. Кроме того, изучение малых животных на клинических ПЭТ сканерах может быть запрещено как в странах Европейского Союза, так и в США.

Среди доступных трассеров ^{18}F и меченые ^{18}F 2-deoxyglucose (FDG), fluoroethylspiperone (FESP), fluorodopa (L-DOPA) и fluorouracil широко используются в позитронной эмиссионной томографии. Благодаря своему 0,5-миллиметровому позитронному пробегу (который критически определяет пространственное разрешение позитронного эмиссионного томографа) и периоду полураспада 109 мин ^{18}F позволяет получать ПЭТ визуализацию как с высоким разрешением, так и чувствительностью. Теоретически возможно получить с ^{18}F пространственное разрешение намного выше, чем доступное в настоящее время с помощью ПЭТ сканеров человека.

Таким образом, была осознана потребность в разработке специализированных ПЭТ сканеров для экспериментальных исследований малых лабораторных животных (мышь, крыса, кролик) [1, 2]. Устройство, имеющее умеренную стоимость и высокое пространственное разрешение по ограниченному полю зрения, может использоваться в фармакологии для разработки новых препаратов и исследования механизмов их действия, для оценки результатов терапии опухолей и для неврологических исследований. Кроме того, поскольку ПЭТ оборудование как для человека, так и для малых животных базируется на одних и тех же принципах, разработка ПЭТ сканеров животных будет способствовать дальнейшему совершенствованию ПЭТ оборудования в целом.

Начиная с 70-х годов, когда стали доступны первые коммерческие ПЭТ сканеры, качество визуализации значительно улучшилось, а уровень дозы, накопленной пациентом, стал приемлемым. В настоящее время главной проблемой ПЭТ оборудования человека является его высокая стоимость. Короткий период полураспада большинства позитрон-излучающих изотопов требует наличия рядом с клиникой циклотрона; к тому же сами позитронные эмиссионные томографы более дорогостоящие приборы, чем рентгеновские томографы или однофотонные камеры. Высокая цена ПЭТ сканера побуждает производителей искать компромиссы между качеством визуализации, производительностью измерений и накопленной пациентом дозой. Соответственно на рынке коммерческие ПЭТ сканеры доступны по цене 1–5 млн долларов и могут быть разделены на три группы.

Первый уровень. Самые дешевые, в которых сплошное детектирующее кольцо заменено на подвижный блок детектирования для минимизации числа детектирующих ячеек и электронных каналов (ECAT ART фирмы STI/SIEMENS).

Второй уровень. Традиционные, в которых многокольцевой детектор (приблизительно 15 см продольного поля зрения) имеет возможность продольного сканирования для обеспечения визуализации всего человеческого тела (ECAT EXACT фирмы STI/SIEMENS, ADVANCE фирмы GE).

Третий уровень. Оборудование высшего класса с высоким качеством визуализации (ECAT EXACT HR+).

Наиболее важным параметром ПЭТ сканера является его пространственное разрешение. Современные сканеры уровней 1 и 2 обеспечивают достижение пространственного разрешения 4–6 мм FWHM. Разрешение сканеров уровня 3

порядка 3–3,5 мм. Пространственное разрешение в основном зависит от конструкции детектирующего модуля.

Типичная конструкция детектирующего модуля основана на блоке сцинтилляционного кристалла BGO, распиленного на пиксели, и пиксель, в котором произошла сцинтилляция, определяется с помощью логики Ангера, которая вносит значительную неопределенность в определение точки взаимодействия [4]. Главным недостатком сцинтилляционных кристаллов BGO является их низкий световыход. Если замена кристалла BGO в ПЭТ сканере на сцинтиллятор с такой же тормозной способностью позволит увеличить световыход в 3–4 раза, пространственное разрешение сканера может быть улучшено вдвое. В этом случае кристаллический блок может быть распилен на более тонкие пиксели и логика Ангера, применяемая для идентификации такого малого пикселя, еще будет оставаться эффективной. Тем не менее существуют и другие источники неопределенности определения точки взаимодействия.

Согласно работе [5], пространственное разрешение ПЭТ сканера Γ определяется по формуле

$$\Gamma = 1,25\sqrt{(d/2)^2 + (0,0022D)^2 + r^2 + b^2}, \quad (1)$$

где d – ширина пикселя детектора (соответствующий вклад в пространственное разрешение составляет $d/2$ FWHM), неколлинеарность фотонов при распаде позитрона $180^\circ \pm 0,25^\circ$ вносит свой вклад через диаметр детектирующей матрицы D , пробег позитронов r зависит от типа трассера (от 0,5 мм для ^{18}F до 4,5 мм для ^{82}Rb). Если принять вклад логики Ангера b в определение точки взаимодействия равным нулю для «истинного» координаточувствительного фотодетектора, можно достичь (для ^{18}F) пространственного разрешения 1 мм FWHM для ПЭТ малых животных при ширине пикселя детектора $d = 1,0$ мм и 1,5 мм FWHM для $d = 2,0$ мм. Наконец, пространственное разрешение лучше 0,75 мм FWHM не может быть достигнуто даже с нулевой шириной пикселя.

Новейшие разработки в области ПЭТ оборудования человека, например для точной визуализации головного мозга, нацелены на достижение пространственного разрешения менее 2 мм FWHM. Необходимое для разработки ПЭТ для малых животных разрешение могло бы быть в диапазоне от 1,0 до 1,5 мм [7]. Поскольку такие требования близки к теоретическим пределам, необходимо найти новые подходы к конструированию детекторов ПЭТ сканеров с высоким разрешением.

Эти подходы могут быть найдены путем сочетания следующих разработок:

- новых сцинтилляторов с высокой тормозной способностью, улучшенным световыходом и более коротким временем высвечивания;
- новых координаточувствительных фотодетекторов, таких как координаточувствительные фотоэлектронные умножители (КЧФЭУ) и матрицы лавинных фотодиодов (матрицы ЛФД) с низким уровнем шумов, высокой квантовой эффективностью и быстрым действием;
- передовой технологии и алгоритма сбора и обработки данных, включая методы определения глубины взаимодействия (ГВ) аннигиляционного гамма-кванта в кристалле детектора и времени пролета (ВП) гамма-квантов от точки испуска-

ния до точки поглощения. В свою очередь, применимость данных технологий сильно зависит от прогресса в области разработки и создания сцинтилляторов и фотодетекторов.

1. Сцинтилляторы

В прототипах ПЭТ сканеров малых животных были использованы следующие сцинтилляторы: NaI(Tl) [8], $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ (YAP) [7]. В течение последнего десятилетия предложено и исследовано много перспективных материалов для применения в ядерной медицине. Основные свойства некоторых из них в сравнении со свойствами традиционных сцинтилляторов ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и $\text{Gd}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$) приведены в таблице. Два из них, а именно $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Ce}$ [9–13] и $\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$, являются коммерчески доступными, а $\text{LuAlO}_3\text{:Ce}$ все еще находится на стадии разработки. Для сравнения также приведены параметры сцинтиллятора PbWO_4 как материала, хотя и имеющего неприемлемо низкое для ПЭТ значение световых выходов, однако обладающего наиболее высокой тормозной способностью к гамма-излучению.

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Световыход, фотон/МэВ	Максимум длины волны высвечивания, нм	Постоянная времени высвечивания, нс	Линейный коэффициент фотопоглощения ($E_\gamma = 511$ кэВ), см ⁻¹
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO)	7,13	9000	480	300	0,41
$\text{Gd}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$ (GSO)	6,70	8000/1000	440	60/600	0,18
$\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$ (LSO)	7,40	27000	420	40	0,30
$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Ce}$ (LuAG)	6,67	3000/11000	300, 530	~100	0,20
$\text{LuAlO}_3\text{:Ce}$ (LuAP)	8,34	9600 – 11200	380	11/28/835 60/26/13 %	0,31
PbWO_4 (PWO)	8,25	430	~200	~10	0,50

Применение быстродействующих сцинтилляторов в ПЭТ сканерах, таких как LSO и LuAP, обеспечит меньшее «мертвое» время и увеличит максимально возможную скорость счета. К тому же фон от случайных совпадений может быть уменьшен при использовании узкого интервала совпадений – 4–5 нс вме-

сто 40–50 нс для ВГО. Эти материалы, имеющие высокую тормозную способность и высокое значение световыхода, могут значительно улучшить параметры следующего поколения ПЭТ сканеров человека и ПЭТ сканеров мелких животных. Прототип ПЭТ сканера мелких животных на основе LSO [14] обеспечивает пространственное разрешение в диапазоне между 1,48 и 1,94 мм в центре поля зрения (ПЗ).

Также возникает привлекательная теоретическая возможность увеличить контраст визуализации за счет использования ВП метода. К сожалению, временное разрешение порядка сотен пикосекунд FWHM, необходимое для эффективного применения ВП метода в ПЭТ мелких животных, все еще практически недостижимо при использовании коммерчески доступных и рентабельных фотодетекторов.

Метод определения ГВ вдоль кристаллической ячейки позволяет снизить ошибки определения координаты взаимодействия по краю ПЗ, что приводит к улучшению пространственного разрешения. Типичные вариации разрешения ПЭТ сканера (при наличии возможности определения ГВ и без нее) в зависимости от радиального смещения от центра ПЗ показаны на рис. 1.

Существуют два рентабельных подхода для решения проблемы определения глубины взаимодействия: создание сцинтилляционного детектора с градиентом световыхода [4, 20] или времени высвечивания [6, 21] (так называемые «фосвич»-детекторы) вдоль элемента детектора, однако только второй подход представляется наиболее пригодным для применения в коммерческих ПЭТ сканерах.

Сравнение оценочной чувствительности ПЭТ сканера, выполненного из некоторых сцинтилляционных материалов, в зависимости от их толщины представлено на рис. 2. Чувствительность ПЭТ сканера рассчитывалась как вероятность двойного фотопоглощения в детектирующем кольце ПЭТ сканера

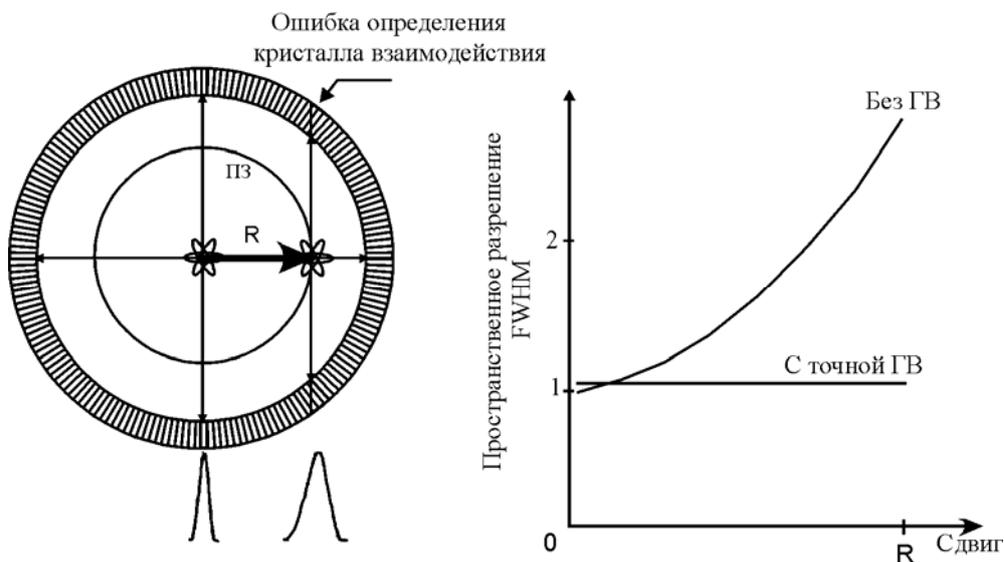


Рис. 1. Искажение радиального смещения

аннигиляционных гамма-квантов, испускаемых помещенным в исследуемый объект трассером.

Из рис. 2 видно, что чувствительность кольца ПЭТ сканера даже на основе сверхэффективных кристаллов PWO при толщине последних менее 1 см (при такой толщине определение ГВ не дает существенного улучшения пространственного разрешения на краю ПЗ ПЭТ сканера человека) существенно ниже чувствительности, достигаемой с помощью применяемых в настоящее время кристаллов BGO и LSO толщиной около 20 мм.

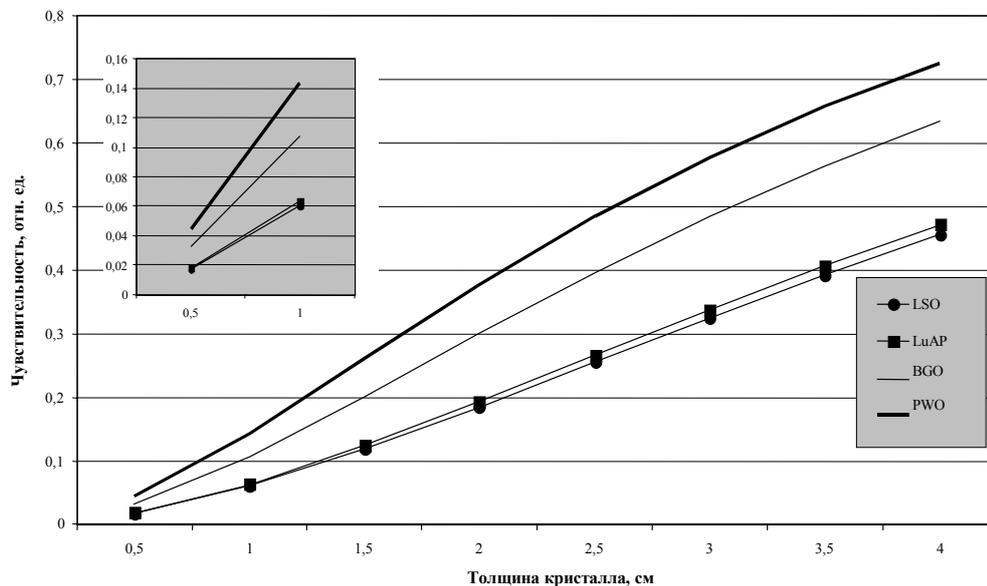


Рис. 2. Сравнение чувствительности кольца ПЭТ сканера

Как следствие, даже наиболее эффективный сцинтилляционный материал не может устранить проблему необходимости определения ГВ в высокочувствительном ПЭТ сканере: двухслойный фосвич-детектор на основе материалов со средней тормозной способностью толщиной 10 мм имеет преимущество в чувствительности перед однослойным детектором толщиной 10 мм на основе сверхэффективного сцинтиллятора.

Таким образом, определение ГВ является единственным способом повышения суммарной толщины и, соответственно, чувствительности детектора при сохранении высокого пространственного разрешения. С нашей точки зрения, наиболее предпочтительным решением является использование как минимум двухслойных фосвич-детекторов на основе сцинтилляторов с различной постоянной времени высвечивания, например LSO/LuAP. При этом могут использоваться фотодетекторы на основе КЧФЭУ, таких как 64-анодный НАМАМАТСУ R5900-00-M64, либо матриц ЛФД. Среди последних коммерчески доступные матрицы НАМАМАТСУ S5940 2×8 с пикселями Ø3 мм [18] представляются мало пригодными для ПЭТ, где требуется пространственное разрешение менее 1,5 мм. Напротив, новейшие матрицы 4×4 и 8×8 с близко установленными квадратными

ЛФД с размерами 2×1 мм [19] представляются более подходящими для применения в ПЭТ малых животных. Также в Crystal Clear Collaboration (CERN) и HAMAMATSU началась разработка и исследование матрицы ЛФД 4×8 , имеющей пиксель 2×2 мм, для применения в ПЭТ сканерах.

2. Матричный детектор с возможностью определения ГВ

Для оптимизации светоотражающих покрытий и технологии сборки сцинтилляционного матричного детектора для ПЭТ нами были изготовлены сцинтилляционные элементы, имеющие размеры $1 \times 1 \times 5$ мм³ и $1 \times 1 \times 10$ мм³. Элементы изготавливались из монокристалла $YAlO_3:Ce$ (YAP), оптические свойства которого близки к свойствам $LuAlO_3:Ce$. С помощью ФЭУ XP-2020 измерялись величины световыхода для сцинтилляционных элементов, индивидуально обернутых светоотражающими покрытиями TEFLON[®], MILLIPORE[®] и TYVEK[®], а также окрашенных краской BICRON 347. Было установлено, что покрытие MILLIPORE[®] обеспечивает наилучший светосбор и соответственно наивысшее измеренное значение световыхода. Однако за счет высокой механической прочности покрытие TYVEK[®] оказалось наиболее предпочтительным для сборки матричного детектора даже несмотря на 10-процентную потерю световыхода по сравнению с MILLIPORE[®].

Был собран экспериментальный образец матрицы 4×4 , состоящей из шестнадцати элементов YAP размерами $1 \times 1 \times 10$ мм³. Сцинтилляционные элементы были вставлены в пространственную решетку, изготовленную из TYVEK[®] толщиной 100 мкм, которая, в свою очередь, была натянута в квадратной пластиковой рамке. Верхняя часть кристаллов накрывалась общим листом MILLIPORE[®]. Матрица устанавливалась на фотоэлектронный умножитель через оптическую смазку Dow Corning Q2-3067. Для предотвращения попадания смазки в зазор между элементами использовалась эпоксидная смола ARALDIT AW 106, рис. 3.

После сборки матричного детектора были измерены величины световыхода сцинтилляционных элементов и величины переходного затухания сцинтилляционного света на границе соседних элементов. По сравнению с индивидуально обернутыми в MILLIPORE[®] элементами, элементы матричного детектора показывают незначительное, на 30–35 %, ухудшение значения световыхода. Уровень взаимопроникновения сцинтилляционного света между соседними элементами составляет около 1 % от полного количества фотонов в сцинтилляционной вспышке и, таким образом, не может ухудшить пространственное разрешение матричного детектора.

Хотя детекторы на основе YAP и использовались в ПЭТ сканерах [4], их эффективность при регистрации гамма-излучения значительно ниже эффективности LSO и LuAP [5]. Более того, чувствительность предложенного для коммерческого применения фирмой Concorde прибора MicroPET 5400 отсчетов в секунду/МБк, полученная на кристалле LSO длиной 10,0 мм, представляется минимально допустимой для практического применения устройства. Как следствие, только определение ГВ позволит увеличить толщину детектора до 20 мм без ухудшения пространственного разрешения.

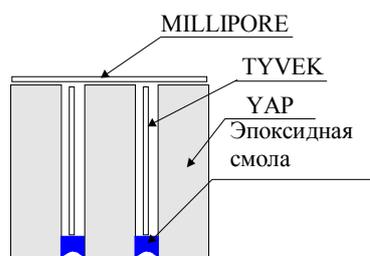


Рис. 3. Конструкция матрицы

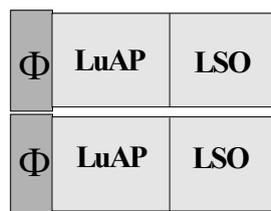


Рис. 4. Фосвич LSO/LuAP (Φ – фотодетектор)

Таким образом, мы предложили конструкцию матричного фосвич-детектора на основе LSO и LuAP кристаллов, имеющих высокую эффективность при регистрации гамма-излучения и различающихся постоянной времени высвечивания (см. рис. 4).

Поскольку кристалл LuAP имеет более коротковолновой спектр высвечивания и меньшее значение световыхода, для улучшения светосбора слой LuAP расположен между фотодетектором и слоем LSO. Спектры высвечивания LSO и LuAP приведены на рис. 5.

Технология производства LuAP находится в стадии разработки. Поэтому для изготовления прототипа матричного фосвич-детектора для ПЭТ мы использовали кристаллы YAP и LSO размерами $2 \times 2 \times 10$ мм. Оптические свойства и световыход YAP близки к таковым у LuAP, который имеет более короткое время высвечивания, чем YAP, что упрощает задачу идентификации слоев фосвич-детектора по форме импульса.

2×2 YAP/LSO двухслойный матричный детектор был изготовлен по описанной выше технологии; при этом слой YAP являлся внутренним и кристаллы LSO приклеивались к YAP оптическим клеем.

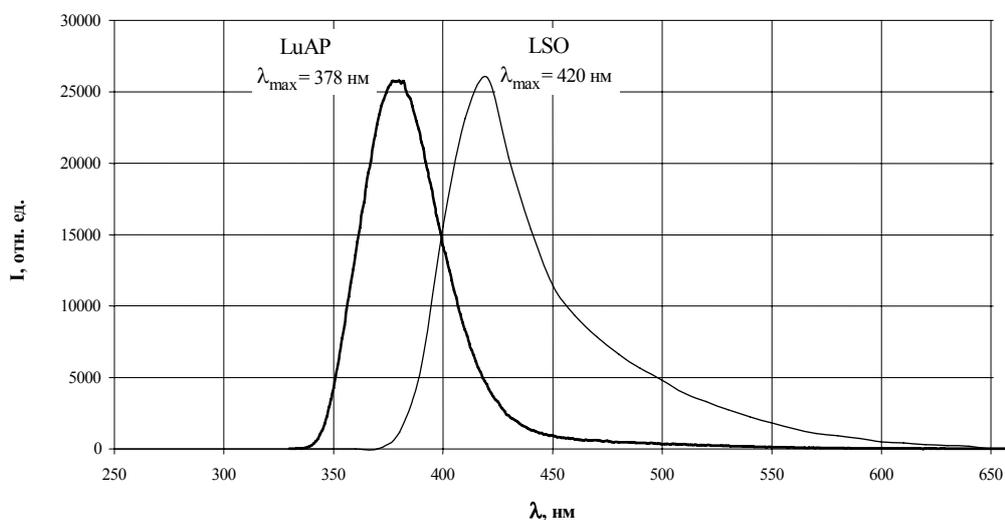


Рис. 5. Спектры высвечивания LSO и LuAP

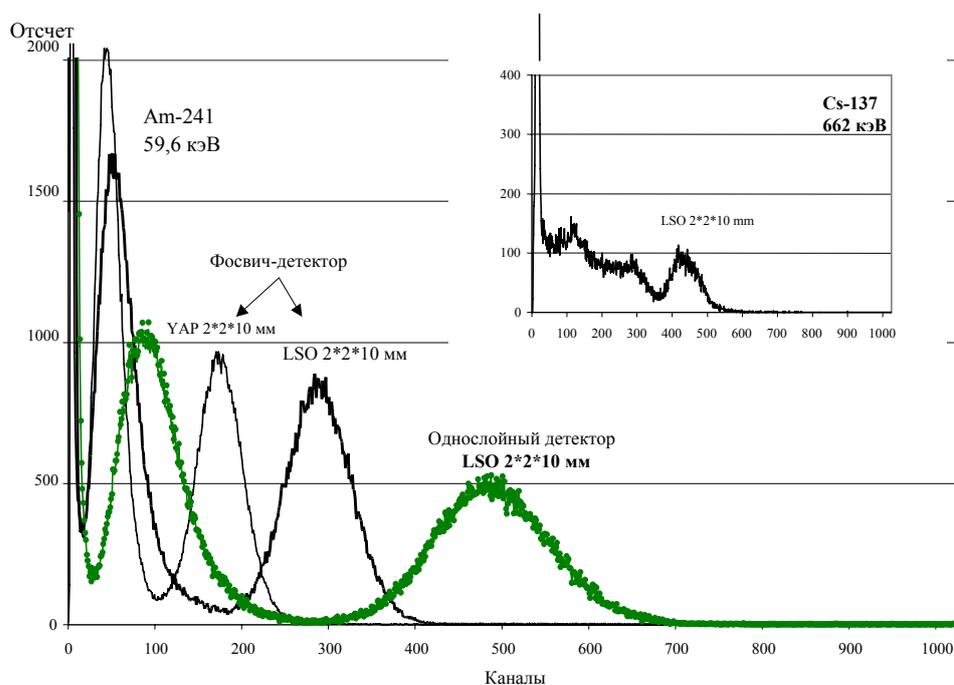


Рис. 6. Отклик фосвич-детектора LSO/YAP

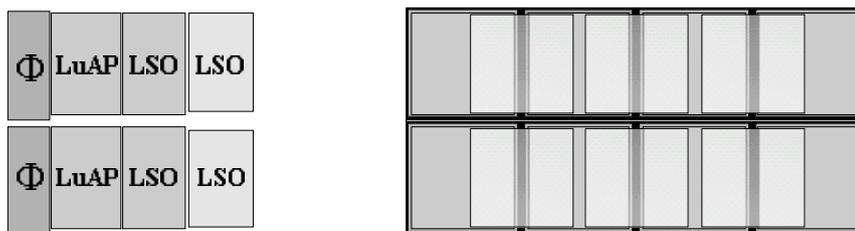


Рис. 7. Трехслойный фосвич-детектор

Измерения параметров матричного детектора показали хороший светосбор со слоя LSO: измеренное значение световыхода достигает 60 % от значения, полученного для индивидуально обернутых в MILLIPORE® элементов. Потеря световыхода слоя YAP также не превышала 40 % (рис. 6).

В дальнейших исследованиях может представлять интерес трехслойный фосвич-детектор (см. рис. 7). Здесь провзаимодействовавший с гамма-квантом слой определяется одновременно и по форме импульса (разделение LSO/LuAP), и по комбинации сработавших фотодетекторов (разделение слоев LSO: верхний провзаимодействовавший с гамма-квантом слой LSO заставляет сработать одновременно два фотодетектора, а средний слой – только один).

На рис. 8 представлена конструкция детектора, в которой девять сцинтилляторов считываются четырьмя фотодетекторами и провзаимодействовавший с гамма-квантом сцинтиллятор однозначно определяется по комбинации сработавших

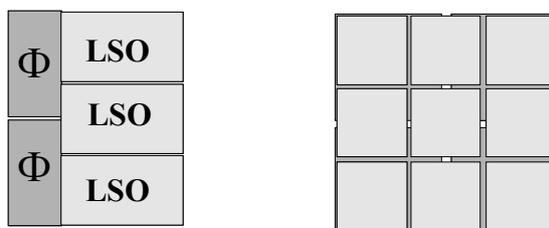


Рис. 8. Детектор с повышенным пространственным разрешением

фотодетекторов. Таким образом, можно либо снизить число фотодетекторов и соответствующих электронных каналов регистрации, либо повысить пространственное разрешение детектора ПЭТ.

Предложенная технология сборки матричного детектора показала свою пригодность для производства детекторов ПЭТ малых животных, обладающих возможностью определения глубины взаимодействия, позволяющей удвоить суммарную толщину детектора и его чувствительность без ухудшения пространственного разрешения на краю поля зрения сканера. Сцинтилляционные кристаллы LSO и LuAP представляются наиболее перспективными для использования в таком детекторе.

Использование сверхэффективных сцинтилляционных материалов, таких как PWO, могло бы существенно повысить чувствительность ПЭТ сканера. Однако потенциал таких материалов может быть полностью раскрыт только при условии определения глубины взаимодействия.

Нашим следующим шагом станет создание 8×8 LuAP/LSO сцинтилляционной матрицы с КЧФЭУ НАМАМАТСУ R5900-00-M64 PMT.

Литература

1. Final Project Report of ISTC 1489, March 2000.
2. Cutler P. D., Cherry S. R., Hoffman E. J. // J. Nucl. Med. 1992. Vol. 33, № 4. P. 595.
3. Tornai Martin P., Germano Guido and Hoffman Edward J. // 1993 IEEE Conference Record. P. 1126.
4. Moisan C., Andreaco M. S., Rogers J. G. et al. // 1997 IEEE Conference Record. P. 1112.
5. Derenzo S. E., Moses W. W., Huesman R. H., Budinger T. F. // Quantification of Brain Function: Tracer Kinetics and Image Analysis in Brain PET. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1993. P. 25.
6. Schmand M., Eriksson L., Casey M. et al. // 1997 IEEE Conference Record. P. 934.
7. Guerra A. Del, Domenico G. Di, Scandola M. and Zavattini G. // 1997 IEEE Conference Record. P. 1640.
8. Ploux L., Matrippolito R., Pinot L. et al. // 1997 IEEE Conference Record. P. 1063.
9. Baryshevsky V. G., Kondratiev D. M., Korzhik M. V. et al. // Nucl. Tracks. Radiat. Meas. 1993. Vol. 22. P. 11.
10. Moses W. W., Derenzo S. E., Fyodorov A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. NS-42. P. 275.
11. Trower W. P., Korzhik M. V., Fyodorov A. A. et al. // Proc. Int. Conf. on Inorganic Scintillators and Their Applications SCINT95. Delft University Press, The Netherlands, 1996. P. 355.
12. Fyodorov A. A., Pavlenko V. B., Korzhik M. V. et al. // Radiat. Meas. 1996. Vol. 26, № 2. P. 215.
13. Dujardin C., Pedrini C., Blanc W. et al. // 1997 IEEE Conference Record. P. 174.
14. Cherry S. R., Shao Y., Silverman R. W. et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1997. № 44. P. 1161.

15. *Baryshevsky V. G., Korzhik M. V., Moroz V. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1991. Vol. B58. P. 291.
16. *Korzhik M. V., Missevitch O. V. and Fyodorov A. A.* // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. B72. P. 499.
17. *Baryshevsky V. G., Korzhik M. V., Minkov B. I. et al.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1993. P. 7893.
18. *Pichler B., Böning G., Lorenz E. et al.* // 1997 IEEE Conference Record. P. 1649.
19. *Farell R.* (RMD Inc., USA) // 2nd Conf. «New Developments in Photodetection». Fl. Beaune, France. June 21–25, 1999.
20. *MacDonald Lawrence R., Dahlbom Magnus* // 1997 IEEE Conference Record. P. 1293.
21. *Yamamoto S. and Ishibashi H.* // 1997 IEEE Conference Record. P. 944.

DETECTOR MATRIX FOR POSITRON EMISSION TOMOGRAPHY

M. V. Korzhik, A. S. Lobko, O. V. Missevitch, Fedorov A. A.

Design of a position-sensitive scintillation detector based on the crystal matrix and a position-sensitive photo detector was evaluated. Test crystal matrixes made of optically-separated $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ scintillator cells with various wrappings and assembling technologies were studied to optimize values of light yield and light crosstalk. Design of a scintillation LSO/LuAP phoswich detector for small animal PET tomograph with Depth of Interaction (DOI) determination capability is proposed and evaluated.

Recently, the need for specialized PET scanners designed to experimental small animal studies was recognized [2]. Here, a device with high spatial resolution is used for drug mechanism studies and for evaluation of results of the tumor therapy. Required level of the spatial resolution for a small animal PET would be in range from 1 mm to 1.5 mm FWHM [7]. Newest developments in human PET instrumentation, for example for precise brain imaging [6], also requires spatial resolution better than 2 mm.

According to [5], the combined formula for PET image resolution is following:

$$\Gamma = 1,25\sqrt{(d/2)^2 + (0.0022D)^2 + r^2 + b^2}, \quad (1)$$

Here Γ is reconstructed image resolution in mm FWHM, detector size is d , non-collinearity is taken into account through the detector array diameter D (typically 600–800 mm for whole body PET scanner and 150–170 mm for small animal PET), the effective positron range r , and additional factor b derived from hit point determination scheme (Anger Logic or «true» position sensitive photo detector). Traditionally used in human PET scanners Anger Logic with its light share brings significant uncertainty in hit point determination. Assuming that b is zero for a position sensitive photo detector, it is possible to achieve (with ^{18}F) $\Gamma = 1$ mm resolution for small animal PET at $d = 1$ mm ($D = 150$ mm) and $\Gamma = 1.5$ mm at $d = 2.0$ mm.

As far as such requirements are rather close to theoretical limits, use of Anger Logic scheme in a small animal PET scanner is undesirable. Such devices would be based on scintillation matrixes made of luminous and fast scintillators read out with position-sensitive photomultipliers or avalanche photo diodes.

Scintillation matrix. To optimize light reflecting coatings and assembling technology, $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ (YAP) scintillation cells with size $1 \times 1 \times 5$ mm and $1 \times 1 \times 10$ mm have been manufactured. On a single cell with all sides polished, the values of light yield were measured with TEFLON, MILLIPORE and TYVEK wrapping and with BICRON 347 paint. It was confirmed advantage of MILIPORE paper over all other reflecting coatings. However, TYVEK's mechanical strength prevails over 10 % loss of the collected scintillation light. Test matrix consist of 4×4 YAP $1 \times 1 \times 10$ mm scintillation cells was manufactured. Here scintillation cells were inserted into spatial lattice made of 100 micron TYVEK. The TYVEK lattice was tightened in a plastic frame, and sheet of MILIPORE paper was used to cover crystal tops. To prevent opti-

cal grease penetration across scintillator cells, ARALDIT AW 106 epoxy resin was applied to matrix bottom. After matrix assembly, values of light yield and light crosstalk have been measured. Loss of light yield of 30–35 % was found for assembled YAP cell in comparison with the cell individually wrapped into MILLIPORE. Level of the light crosstalk between two adjacent cells was found to be at the level of 1% excepting crosstalk through the PMT window.

Although YAP-based detectors were used in a small animal PET device [5], stopping power of YAP crystals is far below that of $\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$ (LSO) and $\text{LuAlO}_3\text{:Ce}$ (LuAP) [10]. Moreover, commercially offered by Concorde variant of MicroPET system with its sensitivity of 5400cps/MBq, obtained with 10 mm long LSO crystals, seems to be minimum acceptable for practical use of the device. In consequence of this, only DOI determination will allow to increase total thickness of the detector up to about 20mm without degradation of a device resolution. Thus, we have proposed the technology of scintillation phoswich arrays based on LSO and LuAP crystals, having similar stopping power. Here, inner position of the LuAP layer is caused by the fact that this crystal is well transparent to LSO scintillation light. Also, initial difference in light yield will be equalized by worsen light collection from upper LSO layer. Main scintillation properties of LSO and LuAP crystals are listed in Table.

Table

LSO and LuAP scintillation properties

Material	Density ρ , g/cm^3	Emission maximum λ , nm	Light Yield, photons/MeV	Decay time τ , ns	Photoelectric absorption coefficient @ 511 keV $1/\text{cm}$
LSO	7.4	420	27,000	40	0.30
LuAP	8.34	380	9,600	11 (60 %)	0.31

Technology of LuAP growth is under development. Therefore to construct a prototype of phoswich PET detector we have used YAP and LSO $2 \times 2 \times 10$ mm crystals. YAP optical properties and light yield are close to that of LuAP. LuAP is faster than YAP that makes even easier pulse shape discrimination. 2×2 YAP/LSO double-layer scintillation matrix was manufactured using technology described above, where YAP was used for inner layer, and LSO layer was glued on the YAP layer with melt-mount glue. Measurements of the phoswich matrix have shown good light collection from LSO: measured light yield reaches 60 % of that of the individually wrapped crystals. Light loss from the YAP cell is also close to 40 % in comparison with the cell individually wrapped into TYVEK.

Proposed technology of the detector matrix assembling has shown availability for production of a small animal PET detector with DOI capability, which will allow to increase total thickness and sensitivity of the detector without degradation of a device resolution at the end of field of view. Here LSO/LuAP phoswich detector seems to be a good choice.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Барышевский В. Г. Фундаментальные и прикладные физические исследования в НИИ ЯП (1986–2001)	5
--	---

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Барышевский В. Г. Т-неинвариантная оптическая анизотропия и гиротропия ...	19
Тихомиров В. В. Исследование эффектов квантовой электродинамики в интенсивных внутрикристаллических полях	47
Тихомиров В. В., Юралеви́ч С. Э. К возможности присутствия первичных черных дыр в космических объектах	81
Максименко С. А., Слепян Г. Я. Электродинамика квазиодномерных структур углерода: идеи, методы, перспективы	87
Дойников А. А. Нелинейная динамика дисперсных частиц в акустических полях.	119
Бондарев И. В. Позитроний-фононные взаимодействия и аннигиляционное излучение квантов 2γ -распада позитрония в ионных кристаллах.....	132
Прокопович И. П. Высокоинтенсивные фемтосекундные и аттосекундные лазерные импульсы сверхширокого спектрального диапазона	146
Грубич А. О. К вопросу наблюдения дискретных состояний при флуктуациях в макроскопических системах.....	157

ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Барышевский В. Г. Объемные лазеры на свободных электронах.....	166
Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Гуринович А. А., Ильенко И. И., Лобко А. С., Мороз В. И., Софронов П. Ф., Столярский В. И. Первое наблюдение генерации в объемном лазере на свободных электронах.....	170
Батраков К. Г. Некоторые теоретические вопросы пучковой неустойчивости в объемных пространственно-периодических структурах.....	175
Сытова С. Н. Численные методы в моделировании объемных лазеров на свободных электронах.....	212
Батраков К. Г., Лобко А. С. Квазиоптический метод измерения диэлектрической проницаемости в миллиметровом диапазоне частот.....	226
Дубовская И. Я. Параметрическое рентгеновское излучение в условиях многоволновой дифракции фотонов.....	232
Дубовская И. Я., Луговская О. М. Дифракционное излучение релятивистского осциллятора	245
Луговская О. М. Параметрическое рентгеновское излучение в кристаллах.....	260

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Алексеев Г. Д., Батурицкий М. А., Дворников О. В., Михайлов В. А., Токменин В. В., Хохлов А. И., Шишкин А. А. Многоканальная интегральная электроника для газовых проволочных детекторов.....	278
Родионова В. Н., Карпович В. А., Слепян Г. Я. Исследования в СВЧ-диапазоне: электродинамика резонансных систем, приборы и оборудование для решения научных и прикладных задач.....	295

Бокучава Г. Д., Кузьмин Е. С., Кутень И. С., Кутень С. А., Жук В. В., Хрущинский А. А. Применение методов Монте-Карло в проблеме юстировки время-пролетных нейтронных спектрометров	312
Черепица С. В., Бычков С. М., Гациха С. В., Коваленко А. Н., Мазаник А. Л., Макоед Н. М. Применение компьютерной системы автоматизации хроматографических измерений ЮниХром.....	322
Иванов В. И., Лазарчик А. Н. Исследования и разработки в области многопараметрической волновой диагностики материалов и сред.....	334
Барышевский В. Г., Смольский Г. Н., Яковицкий Э. Ф. НИИ ЯП – головная организация-исполнитель государственных научно-технических программ.....	341

ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Коржик М. В. Роль сцинтилляционных детекторов в ядерно-физических измерениях.....	352
Коржик М. В., Борисевич А. Е., Дробышев Г. Ю., Зуевский Р. Ф., Мисевич О. В., Федоров А. А. Сцинтилляционный материал вольфрамата свинца.....	357
Коржик М. В., Мисевич О. В., Федоров А. А., Дробышев Г. Ю., Зуевский Р. Ф., Панов В. В. Особенности сертификации сцинтилляционных параметров кристаллов вольфрамата свинца в условиях массового производства.....	375
Коржик М. В., Лопатик А. Р., Мисевич О. В., Федоров А. А. Световые источники для точной электромагнитной калориметрии в условиях интенсивных радиационных полей.....	387
Коржик М. В., Федоров А. А. Сцинтилляционные кристаллы на основе редкоземельных алюминиевых перовскитов.....	396
Коржик М. В., Мисевич О. В., Федоров А. А., Холмецкий А. Л. Быстродействующие сцинтилляционные детекторы для мессбауэровской спектроскопии..	422
Коржик М. В., Лобко А. С., Мисевич О. В., Федоров А. А. Сцинтилляционные материалы для ядерной медицины.....	432
Коржик М. В., Лобко А. С., Мисевич О. В., Федоров А. А. Матричный детектор для позиционной эмиссионной томографии.....	442

CONTENTS

Baryshevsky V. G. Fundamental and applied physical research in INP (1986–2001)....	5
---	---

THEORETICAL RESEARCH

Baryshevsky V. G. Time-reversal-violating optical anisotropy and gyrotropy	19
Tikhomirov V. V. Investigation of the effects of quantum electrodynamics in strong crystal fields.....	47
Tikhomirov V. V., Juralevich S. E. To the possibility of primordial black holes presence in cosmic objects.....	81
Maksimenco S. A., Slepyan G. Ya. Electrodynamics of quasi-one-dimensional carbon structures: ideas, approaches, perspectives.....	87
Doinikov A. A. Nonlinear dynamics of dispersed particles in acoustic fields.....	119
Bondarev I. V. Positronium-phonon interactions and annihilation radiation of positronium 2γ -decay quanta in ionic crystals.....	132
Prokopovich I. P. High-intensity femtosecond and attosecond laser pulses with superbroadened spectra.....	146
Grubich A. O. About supervision of discrete condition at fluctuation in macroscopic systems.....	157

FREE ELECTRON LASERS

Baryshevsky V. G. Volume free electron lasers	166
Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Gurinovich A. A., Iliencko I. I., Lobko A. S., Moroz V. I., Sofronov P. F., Stolayrsky V. I. The first lasing of volume free electron laser	170
Batrakov K. G. Some theoretical questions of beam instabilities in volume spatially-periodic structures	175
Sytova S. N. Numerical methods in modeling of volume free electron lasers.....	212
Batrakov K. G., Lobko A. S. Quasi-optical method of dielectric constant measurement in a millimeter waveband.....	226
Dubovskaya I. Ya. Parametric X-ray radiation under the condition of multi-wave diffraction.....	232
Dubovskaya I. Ya., Lugovskaya O. M. Diffraction radiation from relativistic oscillator.....	245
Lugovskaya O. M. Parametrical X-radiation in crystals.....	260

APPLIED RESEARCH

Alexeev G. D., Baturitsky M. A., Dvornikov O. V., Mikhailov V. A., Tokmenin V. V., Khokhlov A. I., Shishkin A. A. Multichannel monolithic electronics for gaseous wire detectors.....	278
Rodionova V. N., Karpovich V. A., Slepyan G. Ya. Research, design and development in microwaves: resonance systems, devices and equipment.....	295
Bokuchava G. D., Kuzmin E. S., Kuten I. S., Kuten S. A., Zhuk V. V., Khrutchinsky A. A. Application of Monte-Carlo methods in problem of adjustment of time-of-flight neutron spectrometers	312
Charapitsa S. V., Bychkov S. M., Gatsiha S. V., Kavalenka A. N., Mazanik A. L., Makaed N. M. Application of the chromatographic data system UniChrom.....	322

Ivanov V. I., Lazarchik A. N. Research and developments in the area of multi-parametrical wave diagnostics of materials and mediums	334
Baryshevsky V. G., Smolsky G. N., Yakovitsky E. F. INP as the leading executive center of State scientific and technical programmes.	341

IONIZING RADIATION DETECTORS

Korzhik M. V. The role of scintillation detectors in nuclear-physics measurements...	352
Korzhik M. V., Borisevich A. E., Drobyshev G. Yu., Zuyeski R. F., Missevitch O. V., Fedorov A. A. Lead tungstate scintillation material.....	357
Korzhik M. V., Missevitch O. V., Fedorov A. A., Drobyshev G. Yu., Zuyeski R. F., Panov V. V. Certification peculiarity of lead tungstate crystals scintillation parameters at mass production conditions.....	375
Korzhik M. V., Lopatik A. R., Missevitch O. V., Fedorov A. A. Light sources for precise electromagnetic calorimetry in intense radiation fields.....	387
Korzhik M. V., Fedorov A. A. Scintillation crystals on the basis of rare-earth aluminum perovskites	396
Korzhik M. V., Missevitch O. V., Fedorov A. A., Kholmetskii A. L. Fast scintillation detectors for mössbauer spectroscopy.....	422
M. V. Korzhik, Lobko A. S., Missevitch O. V., Fedorov A. A. Scintillation materials for nuclear medicine.....	432
M. V. Korzhik, Lobko A. S., Missevitch O. V., Fedorov A. A. Detector matrix for positron emission tomography.....	442

Научное издание

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
1986–2001 гг.**

Сборник трудов

Редактор *Г. В. Лозовская*
Технический редактор *Т. К. Раманович*
Корректор *Н. Н. Герасимович*
Компьютерная верстка *С. Н. Сытовой*

Подписано в печать 29.10.2001. Формат 70×100/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 48,37. Уч.-изд. л. 44,6. Тираж 250 экз. Зак. 199

Налоговая льгота – Общегосударственный классификатор
Республики Беларусь ОКРБ 007-98, ч. 1; 22.11.20.500.

Белорусский государственный университет.
Лицензия ЛВ № 315 от 14.07.98.
220050, Минск, проспект Франциска Скорины, 4.

Отпечатано в Республиканском унитарном предприятии
«Издательский центр БГУ».
Лицензия ЛП № 461 от 14.08.2001.
220030, Минск, ул. Красноармейская, 6.