



**BELARUSIAN STATE UNIVERSITY
INSTITUTE FOR NUCLEAR PROBLEMS**

**BASIC AND APPLIED
PHYSICAL RESEARCH
2010–2016**

Collected Articles

Editor: Professor S. A. Maksimenko

**MINSK
2016**

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2010–2016 гг.**

Сборник трудов

Под редакцией профессора С. А. Максименко

**МИНСК
2016**

УДК 53(082)
ББК 22.3я43
Ф94

Редакционная коллегия:

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

**Утверждено на заседании
Ученого совета НИИ ЯП БГУ
01 сентября 2016 г., протокол № 203**

Ф94 **Фундаментальные** и прикладные физические исследования. 2010–2016 гг.:
Сб. тр. / Редкол.: С. А. Максименко, С. Н. Сытова, В. Г. Барышевский и др.;
Под ред. С. А. Максименко. – Мн.: БГУ, 2016. – 424 с.
ISBN

В сборнике представлены результаты научных исследований, выполненных сотрудниками НИИ ЯП БГУ за 30 лет его существования в области ядерной и теоретической физики, прикладной физики и приборостроения.

УДК 53(082)
ББК 22.3я43

ISBN

© НИИ ЯП БГУ, 2016

ВВЕДЕНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В НИИ ЯП БГУ (2010–2016)

В. Г. Барышевский, С. А. Максименко

Осенью 1986 года в соответствии с постановлением ЦК КПСС и Совета Министров СССР Министерство образования БССР отдало приказ о создании НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (современное официальное название НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета – НИИ ЯП БГУ). Образование института в университете, да еще таким серьезным постановлением, конечно же, было обусловлено вескими причинами, и сейчас, по прошествии 30 лет работы НИИ ЯП БГУ, интересно вспомнить, на каком фундаменте он возник.

Средой-инкубатором явилась кафедра ядерной физики (КЯФ) физического факультета БГУ. Заложенные на этой кафедре ее создателем, профессором А.Н. Писаревским, традиции совместного развития фундаментальных и прикладных исследований, предоставление возможностей для личной инициативы были сохранены и в полной мере реализованы заведующим кафедрой профессором С.С. Шушкевичем. На кафедре активно велись фундаментальные исследования (научный руководитель профессор 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 СМ 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), и явления рентгеновского излучения, образованного при каналировании релятивистских электронов и позитронов (В.Г. Барышевский, И.Я. Дубовская, 1976). В этих работах 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 сущест-

зование ПРИ (Ю.Н. Адищев, В.Г. Барышевский, С.А. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, С. 295).

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. Харитоном, Л.П. Феоктистовым и А.Н. Лебедевым, а также на специальном семинаре в Физическом институте АН СССР. Участие в некоторых дискуссиях высококлассного физика-оптика Л.И. Киселевского (который к тому времени стал ректором БГУ), прекрасно понявшего суть проблемы, 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, замес-

титель 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 к началу 90-х годов сумел заложить уникальную экспериментальную базу, в основном разместившуюся в технологическом корпусе НИИ мелиорации (ул. Богдановича, 153). Белорусская школа научного приборостроения позволила собрать в Институте группу высокопрофессиональных специалистов по разработке ядерно-физической аппаратуры и различных измерительных систем (В.И. Мороз, М.Г. Лифшиц, Э.И. Подольный, А.О. Грубич, Б.А. Тарнопольский, М.В. Батурицкий, В.И. Иванов и др.).

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). Большим успехом коллектива Института было участие в подготовке советско-американского эксперимента на борту крейсера «Слава» в Черном море по обнаружению ядерного оружия (1989 г.), что явилось признанием мирового уровня проводимых в НИИ ЯП БГУ прикладных исследований.

Важнейшим направлением работ с начала девяностых явилась деятельность в области преодоления последствий чернобыльской катастрофы. В 1990 г. решением Правительства РБ была принята Республиканская научно-техническая программа по созданию и выпуску аппаратуры и оборудования для обеспечения радиометрического и дозиметрического контроля (РНТП 18.02р). Программа была рассчитана на период 1991–1995 гг. Головным исполнителем программы был определен НИИ ЯП БГУ. Характеристики основных приборов, разработанных и серийно выпускаемых по заданиям РНТП, приведены в каталоге «Приборы для радиоэкологического мониторинга» (Минск, 1996). Для развития сети радиационного и экологического контроля в соответствии с Постановлением СМ РБ № 7 от 17 января 1997 г. НИИ ЯП БГУ в качестве головной организации выполнял Государственную научно-техническую программу «Разработать и внедрить методы и аппаратурные средства для обеспечения радиационной и экологической безопасности» («Радиоэкология») на период 1997–2000 гг.

С начала 90-х годов в Институте под руководством М.В. Коржика были начаты систематические исследования свойств кристаллических соединений с целью создания нового поколения высокоэффективных трансформаторов энергии ионизирующего излучения в свет, в частности, сцинтилляторов. Разработан новый класс сцинтилляционных материалов – вольфрамата свинца PWO. На основе тяжелого сцинтиллятора вольфрамата свинца созданы электромагнитные калориметры детекторов CMS и ALICE в ЦЕРН. Разработка и внедрение в экспериментальную физику высоких энергий сцинтиллятора PWO является одним из наиболее заметных внедрений разработок ученых СНГ в международные проекты за последние двадцать лет.

Фундамент исследовательской программы института был заложен еще на кафедре ядерной физики БГУ, с которой Институт и в настоящее время сохраняет тес-

ные научно-педагогические связи. Достаточно упомянуть выходцев из НИИ ЯП БГУ – ключевых преподавателей кафедры доцентов И.Я.Дубовскую и М.В. Дежурко, а также сотрудников НИИ ЯП БГУ профессора В.В. Тихомирова, доктора физ.-мат. наук А.С. Лобко, кандидатов физ.-мат. наук К.Г. Батракова, Д.С. Быченка, Х. Г. Суареса, научных сотрудников И.В. Мороза, В.А. Мечинского, которые обеспечивают преподавание для студентов кафедры многих ключевых дисциплин и участвуют в подготовке специалистов для Белорусской АЭС. Совместно с физическим и химическим факультетами БГУ активно ведется разработка учебно-научного электронного портала ядерных знаний учреждений образования РБ BelNET.

За период, истекший с момента публикации предыдущего сборника в 2009 году, в институте произошел ряд существенных изменений. Среди них в первую очередь следует отметить присоединение к институту в 2015 году Национального научно-учебного центра физики частиц и высоких энергий БГУ, произошедшее в соответствии с Постановлением СМ РБ от 27.07.2015 № 636 и приказом ректора БГУ от 04.08.2015. Мы ожидаем от этого события существенного синергетического эффекта. В настоящее время Институт выполняет обязанности по организационному обеспечению научно-исследовательских работ, осуществляемых в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) с участием организаций и учреждений РБ.

В институте созданы и активно действуют следующие научные школы:

- ***Ядерной оптики и физики высоких плотностей энергии.*** Основатель и научный руководитель школы – профессор В.Г. Барышевский.
- ***Электродинамики и электромагнитных свойств наноструктур (наноелектромагнетизма),*** основоположниками и научными лидерами которой являются профессор С.А. Максименко и д.ф.-м.н. Г.Я. Слепян.
- ***Физики частиц и высоких энергий.*** Основанная в НЦФЧВЭ профессором Н.М. Шумейко, эта школа в настоящее время существенно усиливается после присоединения НЦФЧВЭ к НИИ ЯП БГУ и объединения с работами, выполняемыми в данной области в Институте (В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров, М.В. Коржик, А.С. Лобко и др.).

Следует отметить, что на стыке двух школ, ядерной оптики и физики частиц и высоких энергий, развивается новое направление – космомикрорфизика (В.В. Тихомиров, А.Э. Марголин, С.Л. Черкас).

Благодаря пионерским результатам в области исследования углеродных наноструктур и, в частности, графена, НИИ ЯП БГУ стал одной из двух научных организаций в РБ – головных по выполнению проектов 7-й Рамочной программы научных исследований ЕС (координатор – проф. С.А. Максименко), а так же единственным НИУ за пределами ЕС, вошедших в качестве исполнителя в европейский мегагрант Graphene Flagship, объединяющий усилия 149 научно-исследовательских организаций Европы с целью достижения европейского лидерства в исследовании и применении графена (отв. исполнитель к.ф.-м.н. П.П. Кужир). В настоящее время в НИИ ЯП БГУ выполняется три проекта про-

граммы ЕС «Горизонт 2020»

За 2011–2015 гг. сотрудниками института была опубликована 1151 научная работа по основным направлениям тематики научных исследований, включая 780 статей, в том числе 537 в рецензируемых научных журналах и изданиях. Опубликовано 2 монографии и 5 сборников трудов.

Согласно рейтингу организаций Беларуси по индексу Хирша НИИ ЯП БГУ занимает:

- 3 место в таблице «Топ-25 организаций Беларуси по индексу Хирша»,
- 2 место в таблице «Рейтинг учреждений образования РБ и научно-исследовательских учреждений вузов по индексу Хирша».

Двенадцать сотрудников НИИ ЯП БГУ имеют личное значение индекса Хирша больше пятнадцати.

Благодаря значимым научным результатам, полученным сотрудниками НИИ ЯП БГУ за время его существования, Институт заслужил весомый авторитет у наших коллег как внутри страны, так и за ее пределами. В частности, это позволило привлечь к участию в организованных в НИИ ЯП БГУ конференциях и школах широкий круг высококлассных специалистов в различных областях науки. Приведем названия нескольких мероприятий:

- 64 Международная конференция «ЯДРО-2014» (Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий), прошедшая 1–4 июля 2014 года;
- 4-я и 5-я Международные конференции ИСМАРТ (Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии – Engineering of Scintillation Materials and Radiation Technologies), прошедшие в октябре 2014 и сентябре 2016 годов;
- Рабочие совещания «Современные ядерно-физические методы исследования в физике конденсированных сред», прошедшие в сентябре 2011, 2013 и 2015 годов;
- 1-я и 2-я Международные конференции FANEM (Fundamental and Applied NanoElectroMagnetics), прошедшие в мае 2012 и 2015 годов.

За последние годы сотрудниками Института получен ряд важных научных результатов как в области фундаментальной науки, так и в прикладных исследованиях. Среди них *в области фундаментальных исследований* следует отметить:

- На разработанном и изготовленном с участием НИИ ЯП БГУ электромагнитном калориметре эксперимента CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейской организации ядерных исследований (CERN) получены результаты, указывающие на существование бозона Хиггса в процессе распада на два фотона с высоким разрешением по массе. 14 сотрудников НИИ ЯП БГУ стали соавторами первых двух работ, сообщающих открытие бозона Хиггса.
- Предсказан и на ускорителе SPS (CERN) обнаружен эффект многократного увеличения интенсивности излучения гамма-квантов расходящимися пучками электронов высоких энергий в условиях многократного объемного отражения в одном кристалле.
- Измерено дифференциальное сечение 3-струйных событий при энергии 7 ТэВ

в системе центра масс протонов детектором ATLAS на LHC, и дифференциальное сечение процесса Дрелла-Яна при энергии 8 ТэВ в системе центра масс протонов детектором CMS на LHC, модернизирован генератор событий LePeProGen для моделирования процесса Дрелла-Яна, создан Монте-Карло генератор для моделирования эксклюзивного рождения электронных пар в электрон-протонном рассеянии как фоновый процесс к рождению "тяжёлых" фотонов. Оценен вклад излучения жёсткого фотона при измерении зарядовой асимметрии в лептон-протонном рассеянии в ультррелятивистском приближении.

- Показано, что при торможении антипротонов в веществе эффект ядерной прецессии позволяет получить сведения о реальной части амплитуды рассеяния антипротона на протоне (ядре) при нулевых энергиях, т.е. в области недоступной для прямого измерения в стандартных экспериментах по рассеянию.

- Впервые наблюдался предсказанный В.В. Тихомировым эффект многократного объемного отражения отрицательно заряженных частиц высоких энергий изогнутыми плоскостями одного кристалла в эксперименте, проведенном на ускорителе SPS совместно с учеными университета г. Феррара (Италия) при поддержке Итальянского института ядерной физики (INFN). Предсказан и обнаружен экспериментально эффект увеличения интенсивности жесткого гамма-излучения электронов в изогнутых и модулированных кристаллах.

- Предсказан и на микротроне MAMI университета г. Майнц, Германия, обнаружен эффект увеличения длины деканалирования электронов, вызываемый их захватом в глубине кристалла.

- В рамках теории с минимальной длиной предложен новый подход к решению проблемы расходимостей в квантовой теории поля, проблемы перехода в гравитации из низких энергий в высокие, проблемы тёмной энергии.

- Создана и быстро развивается новая исследовательская дисциплина – наноэлектромагнетизм, объединяющая методы и подходы классической электродинамики, современной квантовой физики конденсированного состояния и физической электроники с целью моделирования оптических и электронных свойств наноструктур. Выполненные исследования формируют наноэлектромагнетизм как самостоятельное направление, обеспечивающее пионерские результаты по предсказанию физических эффектов в наноструктурах и моделированию отклика наноструктур на электромагнитные воздействия.

- Рассмотрен электромагнитный отклик многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) конечной длины в субтерагерцовой и терагерцовой области частот. Продемонстрировано, что эффект экранировки продольного поля в многостенных нанотрубках в квазистатическом режиме значительно ослабляет их электромагнитный отклик и существенно влияет на эффективные параметры композитных материалов. Эффект сильной экранировки предложено использовать в соединительных линиях на основе многостенных нанотрубок, где внутренние металлические слои используются для передачи сигнала, а внешние слои – для экранировки.

- Выполнены эксперименты на образцах калиброванных по длине нанотрубок, устанавливающих однозначную связь спектрального положения терагер-

цового пика поглощения тонких пленок из одностенных УНТ с длиной нанотрубок. Показано, что основным механизмом формирования терагерцового пика является локализованный плазменный (антенный) резонанс в одностенных УНТ. Впервые получено экспериментальное доказательство антенных свойств нанотрубок и подтвержден теоретически предсказанный эффект замедления поверхностного плазмона в нанотрубках.

- Разработана методика синтеза структур типа сэндвич графен/полимер (ПММА) на диэлектрических подложках. Проведены экспериментальные исследования электромагнитного отклика данных структур в СВЧ диапазоне. Установлено, что структура графен/полимер может обеспечить до 75% ослабление электромагнитного сигнала. Предложены способы увеличения поглощения падающего электромагнитного излучения СВЧ диапазона в монослоях графена за счет подбора оптимальной толщины и диэлектрических параметров подложки, оптимального угла падения и поляризации падающей волны. Используя данный эффект, сформулирован принцип работы и предложена схема эффективного поляризатора электромагнитного излучения в широком диапазоне спектра.

- Показана принципиальная возможность выращивания кристаллов вольфрамата свинца в установках открытого типа из иридиевых тиглей, что открывает перспективу создания производства этих сцинтилляционных кристаллов для нужд физики высоких энергий.

В области прикладных исследований и разработок:

- Разработан экспериментальный образец генератора СВЧ импульса с виртуальным катодом, с системой питания, использующей прямое преобразование химической энергии взрыва в электрическую. Разработаны, созданы и испытаны экспериментальные образцы взрывомagnetных генераторов, позволяющих запустить СВЧ генератор и обеспечить получение электронных пучков с током до 30 кА. Проведены испытания экспериментального образца СВЧ генератора с системой питания, использующей как прямое преобразование химической энергии взрыва в электрическую, так и от емкостных накопителей энергии. Максимальная мощность СВЧ излучения, полученная в экспериментах, достигала уровня 500 МВт/м².

- Внесен существенный вклад в разработку и обоснование технических предложений по модернизации торцевых частей электромагнитного калориметра экспериментальной установки коллаборации CMS (CERN) для работы в условиях LHC с увеличенной светимостью. Проведена оценка деградации цилиндрической части калориметра на период до 2018 г. Выявлены границы использования понижения температуры для уменьшения шумов фотоприемников в детекторных ячейках. Установлены ограничения и преимущества различных сцинтилляционных материалов для построения передних калориметров экспериментальных установок на коллайдерах с высокой светимостью. Показана принципиальная возможность использования материалов структурного типа граната на основе иттрия для создания радиационно-стойких электромагнитных калориметров.

- Получено объяснение избыточной радиационной деградации адронного калориметра детектора CMS (LHC) и предложен экономически эффективный метод повышения его радиационной стойкости, позволяющий выдержать весь

срок эксплуатации при повышенной светимости коллайдера LHC.

- Закончена подготовка эскизной документации по экспериментальной установке коллаборации PANDA (GSI, FAIR, Дармштадт, Германия).

- Разработана технологическая инструкция синтеза многослойных графеновых материалов типа графеновых нанопластинок с числом слоев до 10, в том числе химически модифицированных, отличающихся повышенной адгезией наноматериала к медным подложкам взрывоэмиссионных катодов большого диаметра, необходимой для обеспечения однородности эмиссии со всей площади катода. Выработан подход для моделирования взрывоэмиссионных явлений и динамики электронного пучка в планарном диоде, основанный на совместном численном решении гидродинамических уравнений, описывающих движение прикатодной плазмы и кинетических уравнений, которым подчиняется движение электронов в пучке.

- Разработан метод приготовления калиброванных по длине нанотрубок длиной 50–250 нм путем оптимизации технологии «ломки» углеродных нанотрубок при ультразвуковой обработке их суспензии в смеси азотной и серной кислот. Метод отличается дешевизной, простотой и высокой эффективностью (с выходом до 100%) и предназначен, в первую очередь, для биофизических и медицинских приложений углеродных нанотрубок.

- Разработана методика получения пористых (наноперфорированных) пленок CoPd и FePd, синтезированных на основе пористых темплатов Al_2O_3 и TiO_2 с упорядоченным расположением нанопор, которые проявляют перпендикулярную магнитную анизотропию относительно плоскости пленки и пригодны для разработки сред перпендикулярной записи информации сверхвысокой плотности.

- Разработана методика расчета размагничивающих факторов и эффективного коэффициента перпендикулярной магнитной анизотропии многослойных гетероструктур с одноосной анизотропией из магнитного-немагнитного металлов, как сплошных, так и перфорированных, с использованием данных магнитной резонансной спектроскопии и вибрационной или сквид-магнетометрии.

- На основании комплексного изучения структуры и магнитных свойств нанокomпозиционных пленок $FeCoZr-CaF_2$ выявлен способ усиления их перпендикулярной магнитной анизотропии путем облучения высокоэнергетичными тяжелыми ионами Xe с энергией 167 МэВ в диапазоне флюенсов $D = 8-20 \times 10^{12}$ ионов/см², что приводит к увеличению их поля анизотропии и снижению размагничивающего поля, практически значимых для создания на основе изучаемых пленок сенсоров магнитного поля.

- Получены первые образцы Базового Структурного Кристалла – средства для разработки программируемых аналоговых интегральных схем для жестких условий эксплуатации и подтверждение расчетных параметров основных функциональных элементов (в рамках НТП СГ «Мониторинг СГ», совместно с МНИ-ПИ, Минск, Беларусь).

- В испытаниях первого сверхпроводящего ниобиевого резонатора отечественного производства прямым аппаратурным методом измерена добротность резонатора в состоянии сверхпроводимости. Прямым аппаратурным методом

измерено значение добротности резонатора $\sim 1.5 \times 10^9$ на частоте 1.3 ГГц. Работа проводится по заказу и в тесном сотрудничестве с ОИЯИ (Дубна) в сотрудничестве с БГУИР, ФТИ и НПП по материаловедению НАН Беларуси.

- Разработаны принципы построения модели процессов измерения потоков нейтронов в активной зоне реактора с учетом паразитных факторов, влияющих на показания прибора. Предложено принципиально новое решение проблемы улучшения динамической характеристики детектора прямого заряда (ДПЗ) – основного прибора для измерения нейтронных потоков в активной зоне реактора типа ВВЭР. Модернизированный ДПЗ не только позволяет проводить измерения нейтронных потоков в условиях стационарной работы реактора, но и своевременно реагировать на быстрые изменения нейтронного потока (порядка секунды и менее), что крайне важно для интерпретации сигнала ДПЗ в работающем реакторе.

- Выполнена оценка вклада нейтронов в дозу облучения персонала на рабочем месте во время работы медицинского линейного ускорителя электронов Clinac 2300/CD (Боровляны, РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова).

- В рамках контракта с Тихоокеанской Северо-Западной национальной лабораторией (США) на создание программного обеспечения Интегрированной Информационной Системы Регулирования Госатомнадзора РБ создано программное обеспечение по управлению источниками ионизирующего излучения eLab-Atom. Получено свидетельство Национального центра интеллектуальной собственности РБ о регистрации программы №683 «Компьютерная программа системы управления источниками ионизирующего излучения».

- Создан электронный портал ядерных знаний учреждений образования РБ BelNET <https://bsu.inpnet.net/belnet/>. Получено свидетельство Национального центра интеллектуальной собственности РБ о регистрации компьютерной программы №843 «Система управления учебно-научным порталом».

- Закончена разработка и апробация нового метода измерений компонентного состава спиртосодержащих продуктов. Получено свидетельство об аттестации метода измерений количественного компонентного состава летучих компонентов в алкогольной продукции №253.0169/01.00258/2013 Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии Российской Федерации (Росстандарт). Данный метод измерений может быть использован при разработке международных стандартов по контролю качества и безопасности алкогольной продукции, автомобильных топлив с использованием этанола и др.

- Создан опытный образец комплекса оборудования для обезвреживания фармацевтических отходов и цитостатических фармацевтических препаратов, на котором выполнен большой объем опытно-технологических работ по обезвреживанию цитостатических фармацевтических препаратов (РНПЦ детской онкологии, гематологии и иммунологии, РУП «Центр экспертиз и испытаний в здравоохранении» и другие организации здравоохранения).

Формы связей НИИ ЯП БГУ с *реальным сектором экономики* многообразны: это инновационные и хозяйственные договоры с предприятиями различных форм собственности и научными организациями, проведение экспертиз, осуществле-

ние научного сопровождения. Отметим основные направления сотрудничества.

Среди НИР, наиболее стратегически важных для дальнейшего развития Института, можно назвать успешно выполненный в 2012 г. х/д «Разработка теории, численное моделирование и создание макетов и экспериментальных образцов беспучкового генератора широкополосного импульса на основе индуктивного накопителя нагруженного на широкополосную антенну», а также выполненный в 2012–2013 гг. х/д «Разработка теории, численное моделирование и создание макетов и экспериментальных образцов источников широкополосного излучения и генераторов СВЧ излучения (аксиальный виркатор) на основе емкостных и индуктивных накопителей». Были созданы и испытаны генераторы широкополосного электромагнитного импульса. Работы способствуют созданию в стране экспериментальной базы для проведения испытаний электрической техники.

Сотрудники НИИ ЯП БГУ работают в области медицинской физики и ядерно-физического приборостроения с тесной кооперацией с НПО «АТОМТЕХ», ведущим предприятием в области производства ядерно-физической аппаратуры, а также с учреждениями Минздрава (Белорусская медицинская академия последипломного образования и РНПЦ онкологии и медицинской радиологии).

В рамках выполненного договора «Провести оценку методов исследования и приборной базы систем радиационного контроля России и Беларуси с учетом современных международных подходов» по заказу Департамента по ликвидации последствий катастрофы на ЧАЭС МЧС РБ проведен обзор нормативного и методического обеспечения радиационных измерений в системах радиационного контроля и анализ приборной базы системы радиационного контроля РБ и РФ; даны рекомендации по гармонизации методов и методик исследования системы радиационного контроля в рамках Таможенного союза. Результаты выполнения данного договора внедрены в РУП «Белорусский государственный институт метрологии».

В 2012 г. сотрудниками НИИ ЯП БГУ выполнен х/д «Разработать, создать и внедрить в лабораторию 202 Химмотологического центра горючего электронную систему контроля качества и управления запасами ГСМ Вооруженных Сил РБ». В рамках данного договора на базе системы управления лабораторной информацией E-Lab создана и поставлена на боевое дежурство электронная система контроля качества и управления запасами ГСМ Вооруженных Сил Республики Беларусь. В 2013 г. система E-lab-ГСМ внедрена в ИООО «Газпромнефть-Белнефтепродукт».

Получена лицензия Госатомнадзора для НИИ ЯП БГУ на право проведения экспертиз организаций и учреждений на право работы с источниками ионизирующего излучения. Подготовлены специалисты и разработаны документы по организации работы Лаборатории ядерной спектрометрии и экспертиз радиационной безопасности.

В рамках выполнения НИР «Применение программного кода DYN3D для расчетов стационарных и переходных режимов работы реактора, необходимых для оценки и обоснования уровня безопасности Белорусской АЭС» (Государственная программа «Научное сопровождение развития атомной энергетики в Рес-

публике Беларусь на 2009–2010 годы и на период до 2020 года») сотрудниками НИИ ЯП БГУ разработана методика проведения расчета проектных исходных событий, связанных с быстрым вводом реактивности, выбросом органов регулирования системы управления и защиты реактора, учитывающая сложную структуру поглощающих стержней в реакторе.

В течение более 10 лет сотрудники НИИ ЯП БГУ ежегодно проводят предпосевную обработку семян овощных культур для тепличных хозяйств РБ (РУАП «Гродненская овощная фабрика», СУП «АзотСервис», КСУП «Мозырская овощная фабрика», ЦБС НАН Беларуси).

НИИ ЯП БГУ по контрактам с Рязанским государственным радиотехническим университетом участвует в качестве соисполнителя в выполнении ряда заданий Федеральных целевых программ РФ: «Холодные взрывоэмиссионные катоды на основе многослойных графеновых структур и графено-подобных нанометровых пленок», «Разработка нового поколения ультра-легких/тонких проводящих материалов на основе графена и наноразмерных форм углерода для микроволновых и ТГц устройств», «Разработка технологии производства новых полимерных композиционных материалов с заранее заданными и перестраиваемыми электромагнитными свойствами с использованием графеновых наноструктур и многослойных УНТ».

Таким образом, можно утверждать, что за истекшие годы в Институте ядерных проблем БГУ создан высокопрофессиональный творческий коллектив, готовый и способный решать самые серьезные задачи современной фундаментальной и прикладной науки и университетского образования. Оглядываясь назад, мы видим – институт не просто выжил в очень непростых условиях, но и доказал свою значимость и необходимость в структуре науки и образования в нашей стране. Мы с уверенностью смотрим в будущее.

INTRODUCTION

BASIC AND APPLIED PHYSICAL RESEARCH in INP BSU (2010–2016)

V. G. Baryshevsky, S. A. Maksimenko

The Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University has been founded in October, 1986. A short introduction into history and research activity of the Institute during the past 30 years is given.

ЯДЕРНАЯ ОПТИКА И ПУЧКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ЯДЕРНАЯ ОПТИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В. Г. Барышевский

Явления интерференции, дифракции и преломления света хорошо известны даже школьникам. Длившаяся столетиями дискуссия, является ли свет волной или частицей, в конечном итоге привела к созданию квантовой механики и распространению волновой концепции на поведение любых частиц. Как результат, понятия интерференции, дифракции и преломления были введены для описания взаимодействия частиц с веществом, ядрами и друг с другом.

Изучение взаимодействия света с веществом показало, что помимо частоты и направления распространения световая волна характеризуется поляризацией. Первый эксперимент, в котором наблюдалось явление, обусловленное поляризацией света, был проведен Е. Bartholin в 1669 году. В результате было открыто явление двулучепреломления света в исландском шпате.

В настоящее время хорошо известно, что в случае двулучепреломления света, стационарными состояниями в среде являются состояния с линейной поляризацией параллельной или перпендикулярной оптической оси кристалла. Эти состояния имеют разные показатели преломления и движутся в веществе с разными скоростями. Как результат, например, циркулярная поляризация света превращается в линейную и наоборот.

Другая серия экспериментов была осуществлена D.F. Arago в 1811 году и J.B. Biot в 1812 году. Они открыли явление оптической активности, в котором плоскость поляризации света вращается при прохождении света через вещество.

В 1817 году А. Fresnel установил, что в оптически активной среде, вращающей плоскость поляризации, стационарными являются состояния с левой и правой циркулярной поляризацией, которые, как он обнаружил в 1823 году, движутся с разными скоростями (т. е. обладают разными показателями преломления). Напомним также, что позднее был открыт эффект Фарадея, т. е. поворот плоскости поляризации света в веществе, помещенном в магнитное поле, и эффект Керра (эффект двулучепреломления в веществе, помещенном в электрическое поле).

Микроскопический механизм, приводящий к оптической анизотропии вещества, обусловлен связями, наложенными на электроны в атомах и молекулах. При выходе за оптический диапазон (в рентгеновский и γ -диапазон), когда частота фотона становится много большей характерных атомных частот, такими связями можно пренебречь и эффекты оптической анизотропии исчезают. Более того, длина волны фотона в этом случае оказывается много меньше расстояния

между атомами и, на первый взгляд, явления, связанные с преломлением, также пропадают. Тем не менее, и в γ -диапазоне существует эффект поворота плоскости поляризации света, обусловленный квантово-электродинамическими эффектами рождения электрон-позитронных пар (В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц 1965). В веществе с поляризованными ядрами помимо явления поворота плоскости поляризации γ -квантов существует и эффект двойного лучепреломления γ -квантов. Следует отметить, что двойное лучепреломление γ -квантов, обусловленное рассеянием на ядрах, возникает в случае ядер со спином равным единице или более. В случае ядер со спином $\frac{1}{2}$ имеется только поворот плоскости поляризации. При еще больших энергиях (сотни ГэВ и ТэВ) существует эффект двулучепреломления γ -квантов в кристаллах, обусловленный эффектами рождения виртуальных пар электронов и позитронов в электрическом поле кристаллов (В.Г. Барышевский 1979).

Эффекты, аналогичные оптической анизотропии вещества, существуют и для других типов частиц. Прежде всего отметим, что, например, если нейтрон пролетает границу вакуум–вещество, то возникает эффект преломления волны Де Бройля, также как и в случае фотонов, характеризующийся показателем преломления (Ферми, 1944). В этом случае эффект преломления определяется ядерными взаимодействиями.

Исследования ядерно-оптической активности вещества стартовало с работы В.Г. Барышевского и М.И. Подгорецкого, выполненной в 1965, в которой было показано, что при прохождении через мишень с поляризованными ядрами возникает вращение спина нейтрона, являющееся кинематическим аналогом эффекта поворота плоскости поляризации света благодаря эффекту Фарадея. Замечательно, что для частиц со спином единица существует эффект аналогичный двулучепреломлению света (В.Г. Барышевский, 1992). Эффект обусловлен внутренней анизотропией частиц, имеющих спин 1 и более. Подробное рассмотрение этой новой развивающейся интересной области исследований дано в [1].

В настоящее время среди перспективных исследований в этой области наиболее важными являются эксперименты, направленные на обнаружение $T(CP)$ неинвариантной оптической гиротропии вещества и, как следствие, на измерение $T(CP)$ неинвариантной поляризуемости атомов и ядер, основанные на использовании высокоточных оптических методов [1]. Измерение указанных величин наряду с измерением электрических дипольных моментов электронов и ядер позволяет получить без использования ускорителей высоких энергий сведения о процессах протекающих в области планковских длин. Перспективными являются исследования явления двулучепреломления дейтонов высокой энергии на ускорительных комплексах NICA, GSI, LHC и более высоких энергиях, постановка на LHC и FCC экспериментов по измерению аномальных магнитных моментов короткоживущих элементарных частиц и квадрупольного момента омега-гиперона, исследование зависимости аномального магнитного момента электрона (позитрона) от величины внешнего электрического поля с помощью эффекта поворота спина релятивистских частиц, движущихся в изогнутом кристалле [1]. В связи с созданием в ЦЕРН и GSI пучков медленных антипротонов появляется возмож-

ность изучения потенциала взаимодействия антипротона и ядра в области предельно низких энергий (электронвольты) с помощью явления ядерной прецессии [2]. Существенно, что эксперименты в области изучения $T(CP)$ неинвариантной оптической гиротропии вещества могут быть поставлены и в нашей республике.

Следует отметить, что исследования когерентных процессов при генерации рентгеновского и γ -излучения, сопровождающиеся взаимодействием релятивистских заряженных частиц с кристаллом, привело к развитию практически важного направления, получившего название объемные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ) [3].

Литература

1. *Baryshevsky V. G.* High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles. World Scientific, 2012
2. *Baryshevsky V. G.* // Physics Letters B. 2012. Vol. 711. P. 394–397
3. *Baryshevsky V. G.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2015. Vol. 355. P. 17–23

NUCLEAR OPTICS OF POLARIZED PARTICLES

V. G. Baryshevsky

The centenary debate about the light being either a wave or a particle finally led up to origination of the quantum mechanics foundations and extension of the wave approach to the every particle behavior. As a result, the concepts of interference, diffraction and refraction were introduced for description of the particle–matter, particle–nucleus and particle–particle interaction. It was proved that the effects similar to the optical anisotropy of matter also exist for every type of particles.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

А. Ahmadi¹, И. Д. Феранчук², А. С. Лобко³

¹*Physics Department, Malayer Branch, Islamic Azad University, Malayer, Iran*

²*Белорусский государственный университет*

³*Институт ядерных проблем БГУ*

Эффект Мессбауэра (ядерный γ -резонанс) – явление испускания или поглощения γ -квантов атомными ядрами в твёрдом теле, не сопровождающееся изменением колебательной энергии тела, т. е. без испускания или поглощения фоонов (без отдачи) [1]. Таким переходам соответствуют линии испускания и поглощения γ -лучей, обладающие естественной шириной Γ . Малые величины абсолютных значений Γ (10^{-5} – 10^{-10} эВ) позволяют проводить измерения сдвигов и расщеплений линий, обусловленных взаимодействием ядра с внутренними электрическими и магнитными полями, и тем самым получать информацию о структуре, составе, химических связях и магнитных свойствах вещества, содержащего резонансный нуклид. Измерения вероятности γ -резонанса, т. е. доли испущенных или поглощённых γ -квантов без отдачи, и её зависимости от температуры T позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твёрдых телах и о колебаниях кристаллической решетки.

Это физическое явление, отмеченное Нобелевской премией 1961 года [2], легло в основу мессбауэровской спектроскопии. Мессбауэровская спектроскопия в настоящее время представляет собой мощный и хорошо разработанный метод диагностики, применяемый в основном в физике твердого тела, химии, биологии и геологии (напр. [3]). Хорошо известны эксперименты с применением эффекта Мессбауэра и в фундаментальной физике [1]. Мессбауэровская спектроскопия предоставляет информацию о трех типах сверхтонких взаимодействий: изомерном (химическом) сдвиге, квадрупольном взаимодействии и магнитном расщеплении (эффекте Зеемана). Благодаря высокой энергии гамма-излучения и малой естественной ширины бесфононных (резонансных) линий, в мессбауэровской спектроскопии достигается рекордное относительное разрешение по энергии порядка 10^{-12} и выше. Для осуществления ядерного гамма-резонанса требуется наличие т.н. «мессбауэровской пары» – источник–поглотитель. В этом случае радиоактивное ядро в источнике, испуская гамма-квант в процессе изомерного ядерного перехода, оказывается в стабильном состоянии. Этим излучением облучают поглотитель, содержащий соответствующие ядра в стабильном состоянии, с целью перевода их в возбужденное состояние, т. е. получения изомера, распавшегося в источнике. Таким образом, измерительная установка должна состоять из источника излучения s , образца-поглотителя a , устройства модуляции (вибратора) энергии излучения с помощью эффекта Доплера $\pm V$ (несколько мм/с) и схемы селективного детектирования резонансного гамма-излучения. Регистрация спектров заключается в измерении скорости счета резонансных гамма-квантов в зависимости от скорости относительного движения источника и поглотителя.

Технологически наиболее сложным элементом установки мессбауэровской спектроскопии является специализированный источник излучения. Именно из-за сложности получения таких источников этот метод не получил должного распространения. До настоящего времени эффект Мессбауэра наблюдался на более чем сорока изотопах (Рис. 1), однако в реальности достаточно широко используются только три – ^{57}Fe , ^{119}Sn и ^{151}Eu , для которых изотопные источники наиболее доступны.

Изотопы, применявшиеся в более 1000 работах: ^{57}Fe , ^{119}Sn
Изотопы, использовавшиеся в от 100 до 1000 статьях: ^{61}Ni , ^{67}Zn , ^{99}Ru , ^{121}Sb , ^{125}Te , ^{129}I , ^{181}Ta , ^{182}W , ^{191}Ir , ^{197}Au , ^{151}Eu , ^{155}Gd , ^{166}Er , ^{169}Tm , ^{170}Yb , ^{237}Np
Элементы, имеющие мессбауэровские изотопы, но фактически не применяющиеся на практике: K, Mn, Ge, Kr, Tc, Ag, Xe, Cs, Ba, La, Hf, Re, Os, Pt, Hg, Pr, Nd, Pm, Sm, Tb, Dy, Ho, Lu, Th, Pa, U, Pu, Am

Рис. 1. Изотопы, для которых наблюдался эффект Мессбауэра, и соответствующее число научных публикаций с их использованием [3]

По мере прогресса в области синхротронных источников излучения их стали рассматривать как новый шаг к расширению возможностей метода мессбауэровской спектроскопии. В первую очередь была использована высокая спектральная яркость синхротронного излучения, что позволило расширить исследования в области мессбауэровской дифракции. Такие особенности синхротронного излучения, как его импульсная структура и возможность перестройки частоты, позволили начать эксперименты соответственно в области временной мессбауэровской спектроскопии и использовании мессбауэровских элементов, не имеющих изотопных источников резонансного излучения. В настоящее время на многих синхротронных световых источниках (напр. ESRF, HASYLAB, NSLS, Photon factory at KEK, SPring-8 и др.) оборудованы каналы для использования в ядерно-резонансных экспериментах. Для примера на Рис. 2 показана схема эксперимента, проведенного на электронном синхротроне SPring-8 с энергией пучка 8 ГэВ [4]. В нем был получен мессбауэровский спектр ^{73}Ge с энергией 68.752 кэВ, который не может быть измерен с радиоизотопным источником. Ввиду того, что энергетическая ширина синхротронного излучения (~ эВ) значительно превышает характерную ширину мессбауэровской линии (< 100 мкэВ), почти все падающее излучение является фоновым и идет на нагрев установки. В итоге, скорость счета квантов синхротронного излучения, попадающих в ядерный резонанс, является достаточно скромной ~ 150–200 с⁻¹. Масштаб синхротронного светового источника на энергию 5–8 ГэВ и затраты на постановку эксперимента выглядят при этом очень внушительно. Таким образом, альтернативные возможности получения источника резонансных квантов должны вызывать большой интерес.

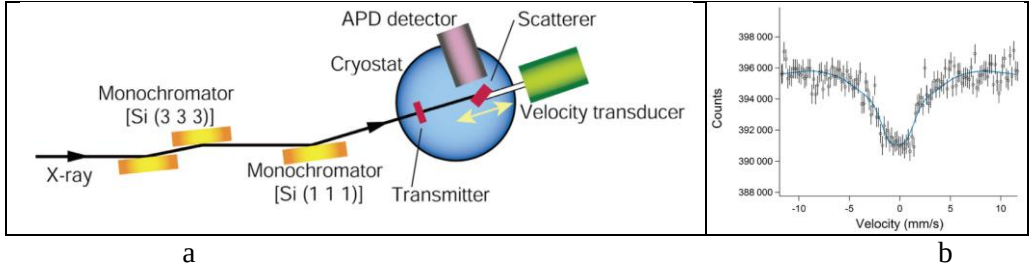


Рис. 2. Схема эксперимента (а) по получению мессбауэровского спектра ^{73}Ge (b) на канале BL09XU синхротронного светового источника SPring-8 [4]

Идея применения параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) для генерации резонансных гамма-квантов для мессбауэровских экспериментов была впервые предложена в работе [5]. Было показано, что это излучение – параметрическое гамма-излучение (ПГИ) – также, как и ПРИ, будет излучаться релятивистским электроном из-за дифракции его электромагнитного поля в кристалле, содержащем ядра мессбауэровских изотопов. Преимуществом такого подхода является тот факт, что ПГИ необходимой для мессбауэровских экспериментов энергии может быть получено на ускорителях электронов значительно меньшей энергии, чем в синхротронных световых источниках, а именно несколько сотен МэВ. При этом интенсивность резонансных квантов будет сравнима с интенсивностью, получаемой в синхротронных световых источниках после монохроматоров. Далее детальный анализ характеристик ПГИ был проделан в работах [6–9]. Коротко рассмотрим некоторые полученные результаты ниже.

Общее выражение для спектрально-углового распределения излучения, генерируемого по параметрическому механизму, уже рассматривалось во многих публикациях, посвященных ПРИ, и может быть записано для геометрии, представленной на Рис. 3, следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N_s^g}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{e_0^2}{\hbar \omega \pi^2 c} (\vec{e}_{sg} \vec{n}_g)^2 |\gamma_0| \beta^2 \left| \sum_{\mu=1}^2 \lambda_{\mu s}^g \left[\frac{1}{q_0^g} - \frac{1}{q_{\mu s}^g} \right] \left(1 - e^{-ikLq_{\mu s}^g \gamma_0^{-1}} \right) \right|^2, \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (1)$$

Максимум излучения направлен в направлении дифракции вдоль вектора $\vec{k}_B$, другие характерные векторы и углы также приведены на Рис. 3

$$\vec{k}_B = \frac{\vec{v}}{v^2} \omega_B + \vec{g}; \quad \omega_B = c \frac{g^2}{2|g_z|}. \quad (2)$$

Другие величины из (1) определяются выражениями (3) и (4), их подробное описание может быть найдено в [8]:

$$\begin{aligned} q_0^{(g)} &= \frac{1}{k_B L_0^{(g)}} = \frac{m_e^2 c^4}{E^2} + \theta_{(g)}^2; \\ q_{\mu s}^{(g)} &= \frac{1}{k_B L_{\mu s}^{(g)}} = \frac{m_e^2 c^4}{E^2} + \theta_{(g)}^2 + \theta_s^2(L) - 2\epsilon_{\mu s}; \\ \theta_s^2(L) &= \frac{E_s^2}{E^2} \frac{L}{L_R}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}\theta_{(g)}^2 &= \vartheta_x^2 + \vartheta_y^2; \quad \vec{k} = \vec{k}_B + \vec{u}; \quad \vartheta_{x,y} = \frac{u_{x,y}}{k_B}; \quad \gamma_0 = \frac{\vec{k}_B \vec{N}}{k}; \\ \vec{n}_g &= \vec{k}_B/k_B; \quad \vec{e}_{\sigma g} = \frac{1}{k_B} [\vec{k} \times \vec{n}_g]; \quad \vec{e}_{\pi g} = [\vec{e}_{\sigma g} \times \vec{n}_g]; \quad \beta = \frac{v(\vec{k}_B \vec{N})}{k(\vec{v} \vec{N})}.\end{aligned}\quad (4)$$

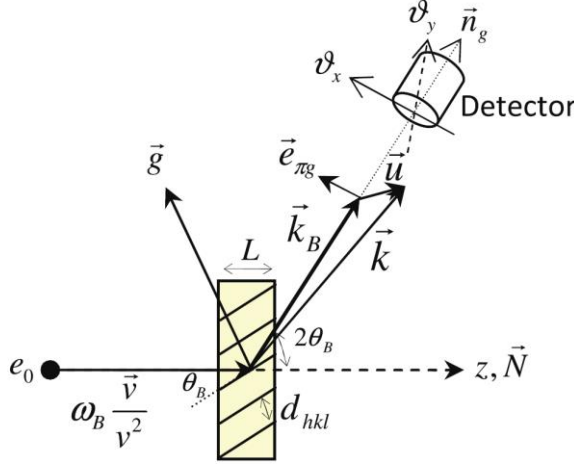


Рис. 3. Характерные величины, определяющие спектрально-угловое распределение параметрического гамма-излучения

Остальные параметры из (1) определяются уравнениями динамической дифракции:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\mu s} &= \frac{1}{4} \left([\chi_0 + \beta \chi_0 - \beta \alpha_B] \pm \sqrt{[\chi_0 + \beta \chi_0 - \beta \alpha_B]^2 + 4\beta [\chi_0 \alpha_B - (\chi_0^2 - c_s^2 \chi_{\vec{g}} \chi_{-\vec{g}})]} \right) \\ \alpha_B &= \frac{2\vec{k} \vec{g} + g^2}{k^2}; \quad c_s = (\vec{e}_s \vec{e}_{sg}); \quad \lambda_{1(2)s}^g = \frac{c_s \chi_g}{2(\epsilon_{2(1)s} - \epsilon_{1(2)s})}.\end{aligned}\quad (5)$$

Индекс s обозначает поляризацию, значения $\mu = (\pm)$ соответствуют знаку перед квадратным корнем в (5), единичные вектора $\vec{e}_s$ и $\vec{e}_{sg}$ соответствуют поляризациям $\sigma(s=1)$ и $\pi(s=2)$ для падающей и дифрагированной волн, соответственно. Безразмерная величина α_B характеризует отклонение волнового вектора испущенного фотона от точного направления Брэгга, соответствующего $\alpha_B = 1$. Кристалл характеризуется фурье-компонентами восприимчивости χ_0 и $\chi_{\vec{g}}$, которые напрямую связаны с амплитудами когерентного рассеяния фотонов электронами и ядрами в кристалле. В случае мессбауэровского кристалла они включают в себя электронную χ_e и ядерную части χ_n :

$$\chi_0 = \chi_e(0, \omega_r) + \chi_n(\omega), \quad \chi_{\vec{g}} = \chi_e(\vec{g}, \omega_r) + \chi_n(\vec{g}, \omega), \quad (6)$$

где в случае ПГИ электронная часть рассчитывается на резонансной частоте ω_r и может рассматриваться как постоянная величина. Другие параметры определяются соотношениями [6]:

$$\chi_e(\vec{g}, \omega_r) = \frac{4\pi S(\vec{g})e^{-W(\vec{g})}}{\Omega_0 \omega_r^2} f_e(\vec{g}), \quad \chi_n(\vec{g}, \omega) = \frac{4\pi S(\vec{g})e^{-W(\vec{g})}}{\Omega_0 \omega_r^2} f_n(\omega),$$

$$f_e(\vec{g}) = -\frac{e_0^2}{m_e c^2} F_a(\vec{g}). \quad (7)$$

Здесь Ω_0 – объем элементарной ячейки кристалла, f_e и f_n – амплитуды рассеяния фотонов с энергией $\hbar\omega_r$ электронной оболочкой и ядром соответственно, $S(\vec{g})$ – структурный фактор элементарной ячейки кристалла, $F_a(\vec{g})$ – атомный фактор рассеяния ($F(0) = Z_a$ – заряд атома), $e^{-W(\vec{g})}$ – фактор Дебая-Уоллера, $f_n(\omega)$ – амплитуда резонансного рассеяния гамма-излучения ядром.

Изотопные мессбауэровские источники излучают в 4π геометрии, поэтому после коллимации, необходимой для обеспечения приемлемого соотношения сигнал-шум, большая часть интенсивности гамма-излучения бесцельно теряется. В случае же ПГИ, резонансные гамма-кванты испускаются в направлении вектора $\vec{k}_B$ в телесный угол $\Delta\Omega = \Delta\vartheta_x \Delta\vartheta_y$. Для релятивистских электронов эти углы достаточно малы, $\Delta\vartheta_x \sim \Delta\vartheta_y \leq m_e c^2 / E$ и основная часть полученного излучения может быть направлена на исследуемый образец. В этом случае нам достаточно рассматривать только спектральное распределение ПГИ, проинтегрировав (1) по углам $\Delta\vartheta_x$ и $\Delta\vartheta_y$ в плоскости детектора (Рис. 3).

Для упрощения дальнейшего анализа используем кинематическое приближение, которое применимо для случая, когда толщина кристалла ограничена длиной экстинкции ($L_{ext} \sim c/\omega |\chi_e(\vec{g}, \omega)|$), а угол расхождения пучка электронов из-за многократного рассеяния в кристалле много меньше угла расхождения пучка фотонов ПГИ. Формула для кинематического приближения спектра ПГИ от релятивистского электрона была получена в [6]:

$$\omega_r \frac{dN_{hkl}}{d\omega} = \frac{e_0^2 \sqrt{2}}{3\sqrt{3} \hbar c |\sin 2\theta_B|} \frac{E}{m_e c^2} \frac{\omega_r L}{c} |\chi(\vec{g}, \omega)|^2. \quad (8)$$

Выберем толщину кристаллической мишени L равной возможной максимальной величине $L \sim \leq c/\omega_r |\chi_e(\vec{g}, \omega_r)|$. Наиболее подходящим для возможного наблюдения генерации ПГИ является кристалл с изотопом $^{57}_{26}\text{Fe}$, имеющим следующие параметры: $\omega_r = 14.41$ кэВ, $\Gamma = 4.66 \times 10^{-12}$ кэВ, коэффициент внутренней конверсии $\alpha_c = 9$. В этом случае угол Брэгга на семействе плоскостей (011) будет составлять $\theta_B = 12.26^\circ$. Учтем также, что в искусственно выращенном кристалле относительная концентрация резонансного изотопа может значительно превышать его естественную концентрацию и достигать значения $\eta \approx 0.9$. Для дальнейшей определенности используем параметры пучка электронов с энергией 855 МэВ микротрона МАМІ Майнцкого университета (Германия) [10] и геометрию Лауэ.

Результат численного анализа углового распределения ПГИ из кристалла с изотопом $^{57}_{26}\text{Fe}$ при условии оптимальности параметров приведен на Рис. 4,

$\chi = \frac{2\hbar(\omega - \omega_r)}{\Gamma}$, $\psi = u\theta_0^2$, $t = \alpha_B = \tau\theta_0^2$, $\theta_0^2 = \gamma^{-2} + \theta_s^2(L)$, где θ_s – среднеквадратический угол многократного рассеяния электронов. Можно видеть, что излучение действительно сосредоточено в узком угловом диапазоне.

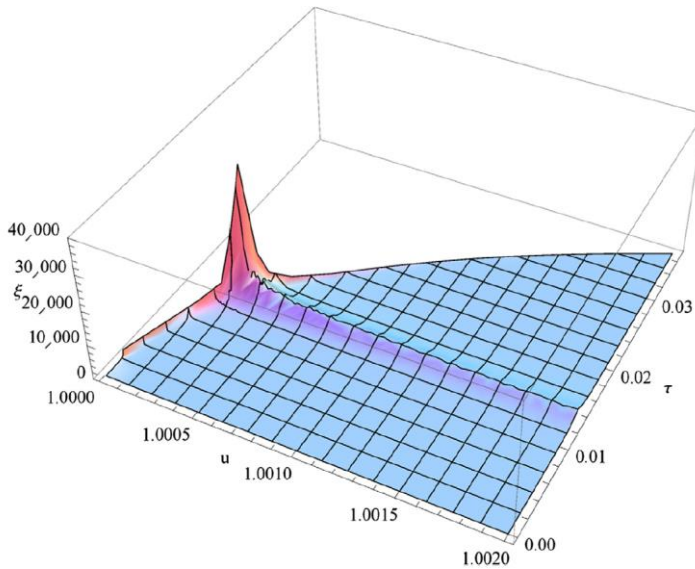


Рис. 4. Угловое распределение ПГИ для кристалла с $^{57}_{26}\text{Fe}$ и электрона с энергией 855 МэВ при отклонении частоты ПГИ от резонансной частоты равном $\chi = -0.04$

Чтобы определить интегральное количество квантов ПГИ, испущенных одним электроном с энергией 855 МэВ в спектральный интервал $\Delta\omega \sim \Gamma/\hbar$, было проведено численное интегрирование спектрального распределения (Рис. 5) по χ в плоскости детектора.

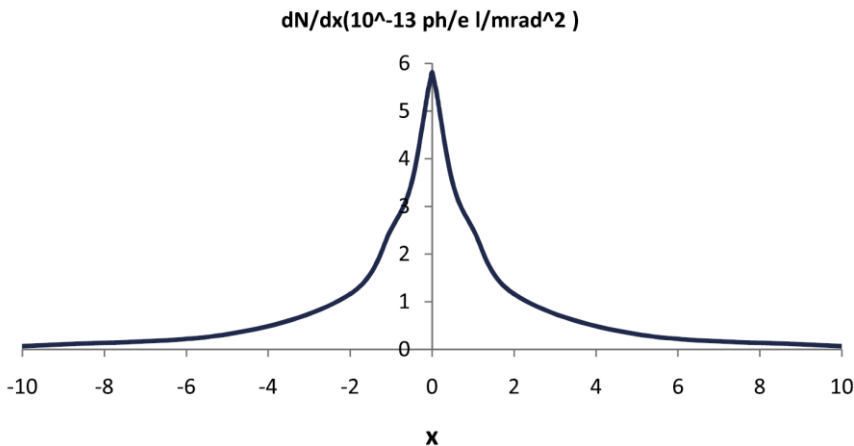


Рис. 5. Спектральная плотность ПГИ генерируемого одним электроном с энергией 855 МэВ в кристалле с мессбауэровским изотопом $^{57}_{26}\text{Fe}$ как функция переменной χ

Для оценки спектральной светимости источника ПГИ на базе релятивистского электронного пучка используем интегральное количество гамма-фотонов, испущенных одним электроном с энергией 855 МэВ в спектральный интервал $\Delta\omega \approx \Gamma/\hbar$ вблизи ω_r в узкий телесный угол $\Delta\Omega_{\text{Mossb}} \sim \Delta t \sqrt{\Delta\psi}$ вблизи пика ПГИ, соответствующего дифракционному отражению от системы плоскостей (011) искусственного кристалла с кубической решеткой, обогащенного мессбауэровским изотопом $^{57}_{26}\text{Fe}$:

$$N_{011} \sim 1.2 \times 10^{-12} \left[\frac{\text{phot.}}{e \cdot \text{mrad}} \right].$$

Соответственно, количество фотонов ПГИ, генерируемых током пучка J за одну секунду, может быть рассчитано как

$$\dot{N}_\gamma [\text{s}^{-1}] \approx N_{hkl} \frac{J}{e_0} = 0.6 \times 10^{19} \cdot N_{hkl} \cdot J [\text{A}].$$

Чтобы сравнить эту интенсивность с источником гамма-резонансных квантов на основе синхротронного излучения (СИ), удобно рассмотреть спектральную светимость обоих источников. Спектральная светимость синхротронного излучения СИ, генерируемого поворотным магнитом, определяется инженерной формулой [11]:

$$Y_{\text{СИ}} [\text{phot.} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% BW)^{-1}] \approx 1.3 \times 10^{13} \cdot E^2 [\text{GeV}] \cdot J [\text{A}].$$

где BW = bandwidth, ширина полосы излучения. При этом максимум спектра излучения СИ находится в интересующей нас области порядка десятков кэВ (для $^{57}_{26}\text{Fe}$ – 14.4 кэВ) при энергии электронного пучка в 6–8 ГэВ. Характерный ток пучка современного синхротронного светового источника – 100–200 мА.

Для расчета соответствующей величины для ПГИ учтем также, что ширина полосы частот ПГИ равна $\Gamma/\hbar\omega_r \approx 3.2 \times 10^{-10} (0.1\% BW)$. В результате найдем:

$$Y_{\text{ПГИ}} [\text{phot.} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mrad}^{-2} \cdot (0.1\% BW)^{-1}] \approx 3.1 \times 10^{16} \cdot E^2 [\text{GeV}] \cdot J [\text{A}].$$

Учитывая энергию пучка микротрона МАМИ, равную 0.855 ГэВ, и его средний ток пучка 100 мкА, можно сделать вывод, что источник ПГИ на этом относительно компактном университетском ускорителе может иметь сравнимую спектральную светимость с источником гамма-резонансных квантов на синхротронном световом источнике с энергией 8 ГэВ и стоимостью под миллиард долларов.

Таким образом, мессбауэровская спектроскопия, основанная на развивающихся ускорительных источниках резонансных гамма-квантов (СИ, ПГИ), способна вывести этот метод диагностики материалов на новый уровень. Дополнительным преимуществом ускорительных источников является их характерная временная структура излучения, связанная с бунчировкой электронных пучков при ускорении. Эта особенность позволяет получать мессбауэровские спектры не только в энергетической (как рассмотрено выше), но и во временной области. Кроме того, электронные пучки могут быть подвергнуты очень сильной фокусировке, что приводит к возможности повышения локального разрешения спектроскопии, которая в случае изотопных мессбауэровских источников ограничена балансом между активностью

источника и степенью пассивной коллимации. Ускорительные источники генерируют поляризованные фотоны, необходимые для исследования магнитных свойств материалов. И, наконец, список исследуемых изотопов расширяется за пределы уже существующих «мессбауэровских пар». Становится возможным исследование короткоживущих и высокоэнергетических изомеров. В совокупности, перечисленные возможности, несомненно, стимулируют исследования в данном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мессбауэра эффект. Физическая энциклопедия. Т. 3. 1992 г. http://femto.com.ua/articles/part_1/2232.html
2. Mossbauer R. L. Recoilless nuclear resonance absorption of gamma radiation// http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1961/mossbauer-lecture.pdf
3. Фабричный П. Б., Похолок К. В. Мессбауэровская спектроскопия и ее применение для химической диагностики неорганических материалов. МГУ, 2008
4. Seto M., Masuda R., Higashitaniguchi S. et al. // Phys. Rev. Let. 2009. Vol. 102. P. 217602
5. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // J. Phys. France. 1983. Vol. 44. P. 913–922
6. Ahmadi A., Feranchuk I. D. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2013. Vol. 62. P. 10702
7. Ahmadi A., Feranchuk I. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 2014. Vol. 336. P. 31–36
8. Ahmadi A., Feranchuk I. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 311 (2013) pp. 78–85
9. Ahmadi A., Feranchuk I., Lobko A. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2015. Vol. 355. P. 180–183
10. <http://portal.kph.uni-mainz.de/B1/params.php>
11. Kim K.-J. X-Ray Data Booklet, Section 2.1: Characteristics of synchrotron radiation. http://xdb.lbl.gov/Section2/Sec_2-1.html

PARAMETRIC GAMMA-RAYS

A. Ahmadi, I. D. Feranchuk, A. S. Lobko

Some specific features of parametric gamma-rays (PGR), which is the physical analog of the known parametric x-rays (PXR), are considered. From the physical point of view, PGR originates from the diffraction of electromagnetic field of a relativistic charged particle on the Mössbauer nuclei containing in a single crystal target. Possibility of the Mössbauer quanta generation according to the PXR mechanism is demonstrated. At that, spectral brightness of a PGR source is comparable with the spectral brightness of a resonant gamma-quanta source based on the synchrotron radiation. Advantages of accelerator-based sources of the resonant gamma-quanta in comparison with the conventional isotope Mössbauer sources are discussed.

РАЗРАБОТКА ТЕОРИИ И МЕТОДОВ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПОМОЩИ КРИСТАЛЛОВ

А. И. Сытов, В. В. Тихомиров

Давно известно, что кристаллы предоставляют широкие возможности управления пучками частиц высоких энергий и генерации жесткого электромагнитного излучения. Однако длительное время большинство этих идей не только не удавалось проверить экспериментально, но даже путем надежного численного моделирования. Лишь последние годы наметился существенный прогресс. Было достигнуто количественное согласие результатов моделирования с результатами широкого круга экспериментов, сделавшего возможным надежное предсказание результатов будущих экспериментов. Подводя итог этих работ за последние пять лет, мы остановимся на наиболее важных результатах исследования проблемы коллимации пучков частиц высоких энергий, а также движения и излучения частиц в изогнутых кристаллах.

1. Эксперимент UA9 и влияние угла миската

Эффективность системы коллимации на основе кристаллов во многом зависит от первого столкновения частиц с кристаллическим дефлектором. Если первое столкновение происходит при довольно малом угле движения частицы по отношению к кристаллическим плоскостям, вероятность ее захвата в режим каналирования достигает своего максимума. Однако, даже малая непараллельность боковой поверхности кристалла атомным плоскостям, характеризуемая углом миската θ_m , способна значительно повлиять на движение частиц, падающих на кристалл под малыми прицельными параметрами. В частности, если угол миската отрицателен, движение частиц в режиме каналирования может быть прервано до того, как частица достигнет выходной поверхности кристалла [1]. Поскольку значительное число таких частиц сразу не попадут в поглотитель, отрицательного угла миската рекомендуется избегать [1]. По этой причине в эксперименте UA9 [2], целью которого была демонстрация жизнеспособности коллимации на основе кристаллов, был выбран положительный угол миската, изображенный на Рис. 1. Однако наблюдаемое количество ядерных реакций в идеально ориентированном кристаллическом коллиматоре в пять раз превышает теоретически предсказанную величину [3].

Для моделирования системы коллимации необходимо задать параметры пучка, падающего на кристалл – прицельный параметр и угловую расходимость пучка. Чтобы их получить, нужно рассмотреть уравнения, описывающие бетатронные колебания. Поперечная координата частицы x выражается через фазу бетатронных колебаний ψ и амплитуду $x_0 = \sqrt{\beta \epsilon}$, определяемую β -функцией и эмиттансом ϵ , следующей формулой:

$$x = x_0 \cos \psi . \quad (1)$$

Формула для поперечного угла θ имеет вид:

$$\theta = -\frac{x_0}{\beta} \left(\sin \psi - \frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds} \cos \psi \right), \quad (2)$$

где s – продольная координата в ускорителе, β -функция – параметр Твисса, зависящий только от s и известный для каждого ускорителя.

Используя формулы (1)–(2) и полученные по ним распределения [4] начальных координат и углов падения частиц на кристалл, можно проводить Монте-Карло моделирование экспериментов по коллимации на основе кристаллов. Однако в реальности все осложняется наличием угла миската θ_m и отклонением плоскостей кристалла от их идеального направления θ_c , вызванного погрешностью юстировки. Знак угла миската определяется как положительный в случае отклонения плоскостей от боковой поверхности в направлении изгиба кристалла.

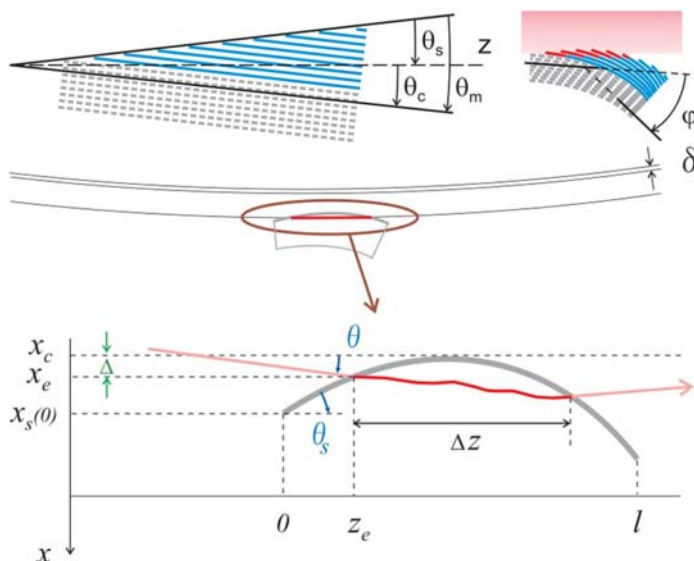


Рис. 1. Частица, входящая в кристалл через боковую поверхность благодаря влиянию положительного угла миската

Основная причина, по которой положительный угол миската уменьшает эффективность коллимации, заключается в том, что частица, прошедшая через боковую поверхность кристалла и аморфно рассеявшаяся на нем, отклоняется от первоначального направления. Вследствие этого, согласно уравнениям (18)–(19), ее амплитуда бетатронных колебаний увеличивается, а значит – увеличивается и угол следующего ее падения на кристалл.

Из проведенного моделирования следует, что этот угол становится сравнимым с критическим углом захвата в режим каналирования, что заметно ухудшает начальные условия. Получается, что эффективность коллимации определяется углом отклонения при первом прохождении, а, следовательно, и расстоянием Δz (см. Рис. 1), которое частица проходит внутри кристалла и на

котором она рассеивается. Δz пропорционально среднеквадратичному углу рассеяния $\langle \theta_f^2 \rangle$, которому в свою очередь пропорционально увеличение амплитуды бетатронных колебаний. Этой амплитуде пропорционален угол падения частицы на кристалл, которому в первом приближении обратно пропорциональна вероятность захвата в режим каналирования. Иными словами, чем больше Δz , тем меньше вероятность, что частица попадет в режим каналирования. Таким образом, задача сводится к исследованию средней длины, которую пройдет частица внутри кристалла в зависимости от угла миската θ_m и прицельного параметра частицы Δ . Последний, как было показано в [4], полностью определяется диффузионным шагом δ .

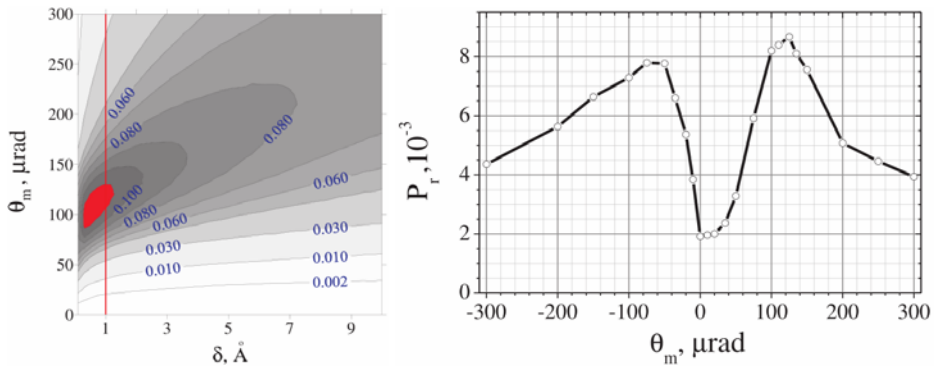


Рис. 2. Слева: средняя длина (Δz , см) прохождения через кристалл частиц, попавших на его боковую поверхность из-за влияния положительного угла миската; справа: зависимость доли потерь частиц вследствие неупругих ядерных реакций в кристалле от угла миската

Полученная при моделировании зависимость средней длины (Δz , см) прохождения через кристалл частиц, попавших на его боковую поверхность из-за влияния положительного угла миската, приведена на Рис. 2 [4]. Примечательно, что длина Δz , соответствующая параметрам эксперимента UA9 ($\delta \sim 1 \text{ \AA}$, $\theta_m \sim 10^2$ мкрад) попадает в область наибольшей возможной длины. Т. е., эксперимент UA9 обеспечивает наибольшее возможное влияние угла миската. Для проверки этого утверждения нами было проведено моделирование эксперимента при диффузионном шаге $\delta \sim 1 \text{ \AA}$ для различных углов миската (красная линия на Рис. 2). Полученная зависимость также приведена на Рис. 2 [4]. Видно, что при $\theta_m \sim 125$ мкрад достигается максимум, при котором неупругие потери частиц в кристалле возрастают в $8.6/1.9 = 4.5$ раз. Кроме того, для отрицательного угла миската наблюдается приблизительно такое же увеличение потерь.

Таким образом, можно сделать вывод, что углы миската обоих знаков приводят к значительному уменьшению эффективности коллимации. Ранее считалось, что на последнее существенно негативное влияние оказывает только отрицательный угол миската [1]. При этом эксперимент UA9 проводился при параметрах, которые наилучшим образом способствуют такому влиянию (причем именно положительного угла миската). Именно этим можно объяснить различия между результатом эксперимента и моделированием, проведенным в ЦЕРН.

2. Система коллимации Большого адронного коллайдера

Эксперимент UA9 является прототипом системы коллимации Большого адронного коллайдера, которая призвана защитить сверхпроводящие магниты от гало частиц. В первом эксперименте по коллимации на БАКе [5] будут использоваться два кристалла длиной 4 мм, высотой 50 мм, толщиной 2 мм и с углом изгиба 50 мкрад для вывода гало протонных пучков энергией 7 ТэВ изогнутых вдоль плоскостей (110) и (111). Первый из них предназначен для горизонтальной системы коллимации, второй – для вертикальной. Оба кристалла помещены на 6σ [5], где σ – среднеквадратичный радиус пучка. В данной работе была смоделирована только горизонтальная система коллимация.

Коллиматоры на БАКе являются двусторонними, то есть представляют собой 2 коллиматора симметрично расположенных по обе стороны от пучка. На БАКе имеется множество коллиматоров, установленных на различных расстояниях от центра пучка (более 7σ). Коллиматор TCSG.6R7.B1, расположенный на 7σ , является главным поглотителем. Важно подчеркнуть, что в отличие от случая UA9 на Большом адронном коллайдере прицельный параметр падения пучка на кристалл существенно выше, чем на SPS – порядка нескольких мкм [4], что позволяет пренебречь влиянием угла миската.

Распределение поперечных горизонтальных координат протонов, отклоненных кристаллом (110), при попадании в поглотитель TCSG.6R7.B1 при ориентации каналирования изображено на Рис. 3 со статистикой 10^7 частиц [6]. Эффективность каналирования при первом прохождении кристалла достигла 78%. Важно отметить, что в этом распределении естественным образом возникают пики деканалирования [6–8], которым посвящен следующий раздел. Моделирование проведено при помощи программы CRYSTAL [6, 7, 9].

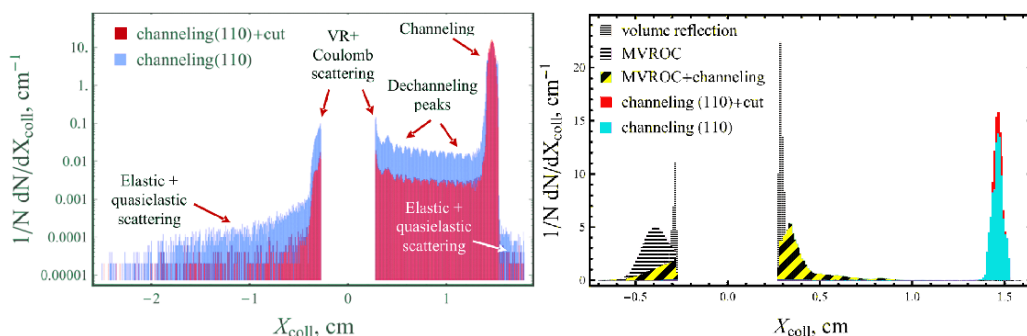


Рис. 3. Распределение поперечной горизонтальной координаты падения частиц на поглотитель TCSG.6R7.B1 в разных масштабах

Эффективность каналирования можно быть значительно увеличена при использовании кристалла с вырезом, показанного на Рис. 4 [10, 11]. Идея метода заключается в том, что если угловая расходимость пучка, падающего на кристалл, достаточно мала, мы можем подобрать такие параметры выреза, чтобы различные частицы захватывались в режим стабильного движения каналирования и двигались далеко от кристаллических плоскостей [10, 11].

Моделирование этого эффекта, проведенное при аналогичных условиях, что и для кристалла без выреза, изображено на Рис. 3. Эти результаты демонстрируют высокую эффективность данного метода, снижая количество деканализованных частиц и вероятность ядерного рассеяния. Эффективность отклонения частиц за одно прохождение кристалла превышает 98%, что почти на 20% выше, чем для кристалла без выреза.

Эффект многократного объемного отражения в одном кристалле (МОО или MVROC) [12–14], как и каналирование, обеспечивает достаточно высокий угол отклонения и при этом не требует большой точности ориентации кристалла. Идея этого эффекта заключается в объемных отражениях от наклонных кристаллических плоскостей, как показано на Рис. 4 [12–14]. Для моделирования взят кристалл той же геометрии, что для каналирования, но вырезанный вдоль осей $\langle 111 \rangle$.

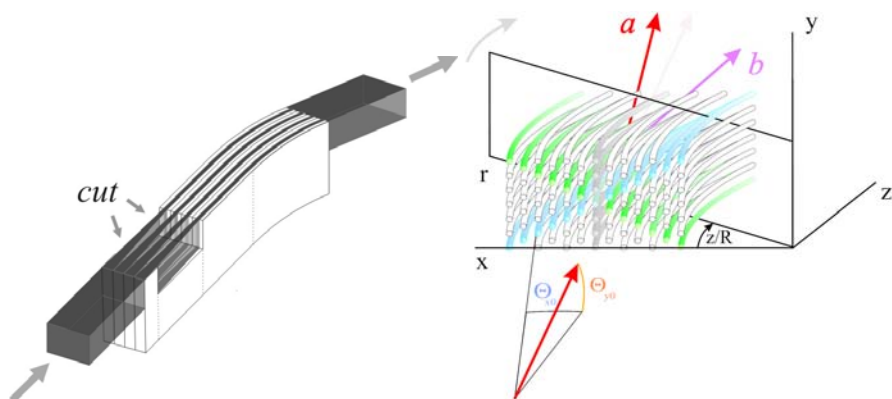


Рис. 4. Слева: кристалл с кристаллическим вырезом; справа: эффект МОО

Преимущества МОО в одном изогнутом кристалле и каналирования можно объединить. При определенной ориентации кристалла для МОО из предыдущего случая возможен захват в режим каналирования наклонными плоскостями [14]. Основным преимуществом этого эффекта является многократное объемное отражение частиц, не достигших коллиматора после первого прохождения кристалла, вместо обычного объемного отражения, что позволяет их отклонять на коллиматор за существенно меньшее количество прохождений кристалла.

Результаты моделирования системы коллимации БАКа с применением всех перечисленных эффектов и эффекта объемного отражения при соответствующей ориентации кристалла, вырезанного вдоль плоскостей (110), изображены на Рис. 3, 5. Прицельный параметр падения частиц на коллиматор значительно выше для МОО, чем для обычного объемного отражения, благодаря чему большинство частиц поглощается коллиматором. Такая же ситуация наблюдается для комбинации МОО и каналирования. Наибольший прицельный параметр достигается при использовании эффекта каналирования. Наиболее высокая эффективность коллимации (доля частиц, не рассеившихся неупруго на ядрах кристалла) также достигнута для эффекта каналирования – 99.66%. Использование выреза

позволяет ее увеличить до 99.95%. Однако в обоих случаях требуется очень точная юстировка кристалла меньше 1 мкрад. Ее можно избежать при использовании комбинации МОО и каналирования. В этом случае достигается сравнимая эффективность – 99.5%, однако требуемая точность ориентации кристалла падает на порядок.

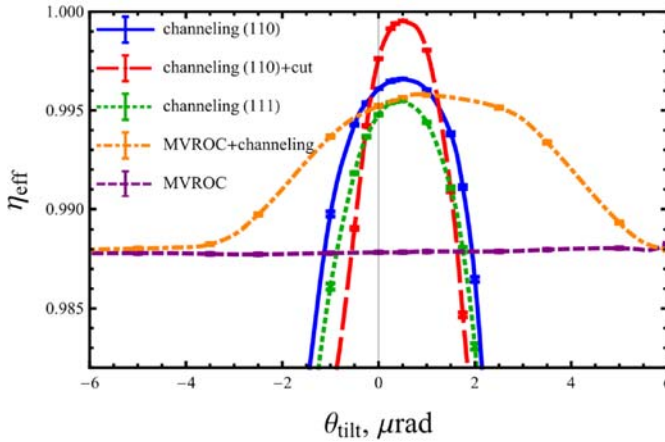


Рис. 5. Зависимость эффективности коллимации от ориентации кристалла

Таким образом, наиболее эффективным методом для кристаллов на основе коллимации на БАКе является применение кристалла с вырезом. Однако комбинация МОО и каналирования позволяет значительно снизить требуемую точность ориентации кристалла, сохраняя при этом высокую эффективность коллимации.

3. Пики деканалирования и квазиканалирования

Как было сказано в предыдущем разделе, в полученном моделировании предсказывается новый эффект – пики деканалирования [6–8] (см. Рис. 3). Наблюдаются они на угловой развертке пучка после его прохождения изогнутого кристалла, как показано на Рис. 6. Результаты моделирования отклонения электронов и позитронов энергией 20.35 ГэВ в возможном эксперименте на SLAC приведены на Рис. 7. Моделирование проведено при помощи программы CRYSTAL [6, 7, 9].

Этот эффект объясняется высокой корреляцией различных траекторий по фазе благодаря малой угловой расходимости пучка, падающего на кристалл. В результате частицы почти синфазно приближаются к кристаллическим плоскостям, где они активно деканалируют, что и соответствует пикам деканалирования (см. Рис. 6). Угловое расстояние между пиками записывается, как:

$$\Delta\varphi_{peak} = \frac{\lambda}{2R}, \quad (3)$$

где R – радиус кривизны кристалла, λ – длина волны колебаний в каналировании.

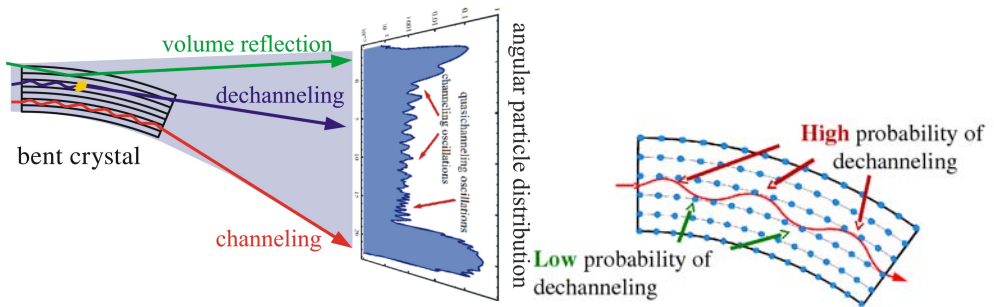


Рис. 6. Схематическое изображение угловой развертки пучка, отклоненного изогнутым кристаллом, (слева) и колебаний частицы при каналировании (справа)

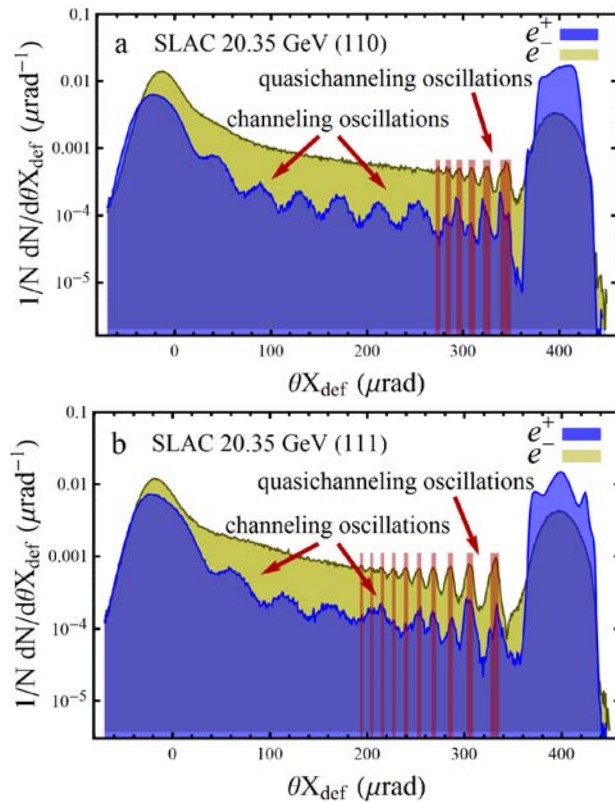


Рис. 7. Угловые распределения электронов и позитронов энергией 20.35 ГэВ в возможном эксперименте на SLAC, прошедших через кристалл кремния длиной 60 мкм и углом изгиба 0.4 мрад, вырезанного вдоль плоскостей (110) (сверху) и (111) (снизу)

Также обнаружен новый эффект, соответствующий надбарьерному движению частиц под малыми углами к плоскостям, так называемому квазиканалированию [15–16] – пики квазиканалирования [8]. Основная идея эффекта заключается в том, что после деканалирования надбарьерное движение частиц

также обладает корреляцией. Поперечная энергия деканализовавших частиц превышает потенциальный барьер незначительно. Поэтому значения поперечной энергии распределены в достаточно узком интервале энергий, что приводит к тому, что длина волн надбарьерных осцилляций различных частиц (за исключением первой осцилляции) почти одинаковы.

На Рис. 8 приведены примеры траекторий частиц (зависимость угла от продольной координаты в сопутствующей системе отсчета), начинающиеся в точке над ближайшим барьером к точке деканализования, выражающиеся следующим соотношением [8]:

$$\theta_x = -\sqrt{\frac{2(\varepsilon_{\perp} - U_{eff}(x(z - z_b, \varepsilon_{\perp})))}{pv}}, \quad (4)$$

где θ_x – угол частицы, $\varepsilon_{\perp}$ – ее поперечная энергия, $U_{eff}(x)$ – эффективный межплоскостной потенциал (с учетом центробежной силы), p – импульс частицы, v – ее скорость, x и z – поперечная и продольная координаты соответственно, z_b – продольная координата начала траектории на Рис. 8. На нем действительно заметны корреляции различных траекторий.

На Рис. 8 также приведен эффективный потенциал. Красными линиями обозначены замедляющие фазы надбарьерных колебаний ($d\theta_x/dz > 0$). Угловое распределение частиц выражается формулой:

$$\frac{dN}{d\theta_x} = \frac{dN}{dz} \sum_i \frac{1}{|d\theta_x/dz|_i}, \quad (5)$$

где суммирование проводится по корням уравнения (4) на выходе из кристалла.

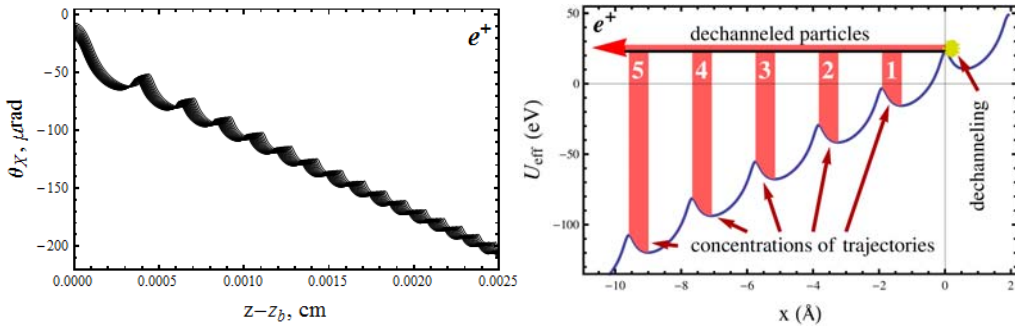


Рис. 8. Слева: идеальные траектории надбарьерных позитронов (без рассеяния), начало траекторий – над ближайшим к точке деканализования потенциальным барьером; справа: эффективный кулоновский потенциал в изогнутом кристалле для позитронов

Максимумы, соответствующие экстремумам функции $U_{eff}(x)$, наблюдаются при выполнении условия:

$$\frac{d\theta_x}{dz} = 0, \quad (6)$$

Если формулу (1) переписать для лабораторной системы отсчета:

$$\theta_{Xdefl} = \frac{z}{R} - \sqrt{\frac{2(\varepsilon_{\perp} - U_{eff}(x(z - z_b, \varepsilon_{\perp})))}{pv}}, \quad (7)$$

где угол θ_{Xdefl} – угол, по которому строилось угловое распределение на Рис. 7, подставить условие (6) и учесть, что в изогнутом кристалле разница энергий между соседними потенциальными барьерами определяется формулой:

$$V_0 = pvd_0 / R, \quad (8)$$

где d_0 – межплоскостное расстояние, получим координаты пиков на угловом распределении рассеявшихся частиц [8]:

$$\begin{cases} \theta_{Xdefl} = \theta_b - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R}}, \\ \theta_{Xdefl} = \theta_b - \sqrt{\frac{2d_0 n}{R} + \frac{2\Delta V}{pv}}, \end{cases}, \quad (9)$$

где ΔV – разность потенциальных энергий в соседнем локальном максимуме и минимуме функции $U_{eff}(x)$, θ_b – угол изгиба кристалла, n – номер пика квазиканализирования с отсчетом от пика канализирования. Как правило, оба подобных пика трудно наблюдать из-за их слишком близкого расположения друг к другу и влияния рассеяния. Иными словами оба пика сливаются в один заключенный в интервале углов, описываемый (9). Угловая разница между двумя соседними пиками запишется как [8]:

$$\Delta\varphi_{qch} = \sqrt{\frac{2d_0}{R} + (\theta_b - \theta_{Xdefl})^2} - (\theta_b - \theta_{Xdefl}). \quad (10)$$

На Рис. 7 интервалы углов, заключающих пики квазиканализирования (9), обозначены вертикальными линиями. Они очень хорошо накладываются на пики, полученные при моделировании.

Описанные эффекты – пики деканализирования наблюдаются только для положительных частиц, а пики квазиканализирования – и для положительных, и для отрицательных. Принципиальным ограничением является кулоновское рассеяние частиц на пути через кристалл после деканализирования. Угол этого рассеяния не должен превышать половины угловой разницы между соседними пиками.

Таким образом, предсказаны новые эффекты – пики деканализирования и квазиканализирования, которые позволяют наблюдать колебания частиц соответственно при канализировании и квазиканализировании.

4. Измерение длины деканализирования в изогнутых кристаллах и подтверждение важности процесса объемного захвата электронов

За последние тридцать лет было многократно продемонстрировано, что изогнутые кристаллы являются уникальным инструментом по управлению пучками *положительно* заряженных частиц. На сегодняшний день возможности

управления ими широко исследованы в интервале энергий от мега- до тераэлектронвольта. Изогнутые кристаллы также было предложено использовать для коллимации [17] и вывода протонных и ядерных пучков Большого адронного коллайдера [18].

Управление пучками *отрицательно* заряженных частиц с помощью когерентных взаимодействий в изогнутых кристаллах, напротив, находится в зачаточном состоянии. В области очень высоких энергии кристаллы было предложено использовать для коллимации $e^\pm$ пучков Международного линейного коллайдера [19], в то время как в диапазоне энергий порядка гигаэлектронвольта, который доступен во многих ускорительных лабораториях, отклонение электронных пучков в периодически изогнутых кристаллах представляет интерес для реализации нетрадиционных источников излучения высокой интенсивности [20]. Предыдущие эксперименты [21, 22] по отклонению пучков отрицательно заряженных частиц были неудачными, поскольку использовались изогнутые кристаллы с длиной, много большей длины деканалирования.

Впервые эффективное отклонение электронов субгэвного диапазона энергий при помощи плоскостного каналирования и объемного отражения удалось наблюдать только в нашем недавнем эксперименте [23], который был поставлен благодаря новой методике изгиба кристаллов [24], основанной на эффекте квазимозаичности. Геометрия кристалла позволяла использовать плоскость (111) кристалла кремния, имевшего толщину 30.5 ± 0.5 мкм и угол изгиба 905 ± 15 мкрад. Энергия электронов составляла 855 МэВ. Принципиальной особенностью данного эксперимента являлась возможность раздельного наблюдения каналированных и деканалированных частиц, невозможного в экспериментах с кристаллом без изгиба. Измеренные угловые распределения частиц после взаимодействия с кристаллом сравниваются с результатами их моделирования методом Монте-Карло на Рис. 9. Подробную информацию о процессе моделирования можно найти в работах [25, 26].

Самый правый пик на Рис. 9 соответствует отклонению электронов при каналировании. Аппроксимация гауссианом дает 910 ± 5 мкрад для угла отклонения. Доля отклоненных частиц в интервале 3σ вокруг направления максимума составляет $20.1 \pm 1.2\%$, что хорошо согласуется с результатами моделирования (21.2%). Левый пик той же кривой связан с отклонением надбарьерных частиц, распределение которых сосредоточено в направлении, противоположном направлению отклонения при каналировании. Распределение является асимметричным из-за вклада быстро деканалированных частиц в его правую часть. Профиль пучка был фитирован суммой двух гауссовых и одного экспоненциального распределений. Постоянная распада экспоненциального распределения обеспечивает прямое экспериментальное измерение длины деканалирования, оказавшейся равной 19.2 ± 1.5 мкм.

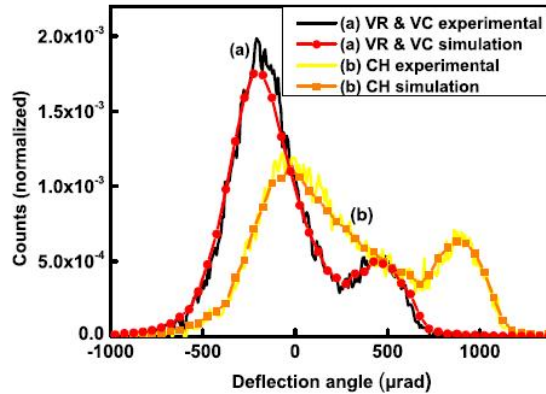


Рис. 9. Экспериментальные и промоделированные угловые распределения электронов за кристаллом (а) – при объемном отражении (б) – в случае ориентации, обеспечивающей максимальное количество каналированных частиц

Более высокая кривая на Рис. 9 иллюстрирует отклонение частиц, когда кристалл ориентирован посередине области объемного отражения (450 мкрад от пика каналирования). Гауссова аппроксимация распределения отраженных частиц дает угол отклонения 191 ± 10 мрад и эффективность $76.7 \pm 1.1\%$ в хорошем согласии с предсказанием метода Монте-Карло (75.8%). Как и ожидалось, объемное отражение происходит с меньшей эффективностью, чем в высоко-энергетических экспериментах из-за большей вероятности объемного захвата при низких энергиях.

Моделирование методом Монте-Карло позволяет не только воспроизводить наблюдаемые угловые распределения, но также выяснить динамику частиц, данные о которой не могут быть непосредственно извлечены из эксперимента. Например, Рис. 10 (а) иллюстрирует вклад одиночного и множественного реканалирования в «пик каналирования», изображенный на Рис. 10 (а). Рис. 10 (б) показывает эволюцию доли каналированных частиц, рассчитанную с учетом и без учета вклада реканалировавших электронов.

Анализ результатов моделирования показывает, что около 55% частиц, образующих «пик каналирования» были повторно захвачены в режим каналирования, то есть претерпели реканалирование. Анализ результатов моделирования, представленных на Рис. 10 (б), также показывает, что длина деканалирования постоянно каналирующих электронов L'_n составляет 13.6 мкм (нижняя линия), однако она возрастает до $L_n = 19.5$ мкм при учете реканалирования (верхняя линия). Последнее значение находится в хорошем согласии с экспериментально измеренным. Моделирование позволяет оценить долю каналированных частиц на выходе кристалла как 16% при учете реканалирования и 9% без него. Также моделирование было применено для определения влияния кривизны кристалла на длину деканалирования с учетом (L_n) и без учета (L'_n) реканалирования (см. таблицу).

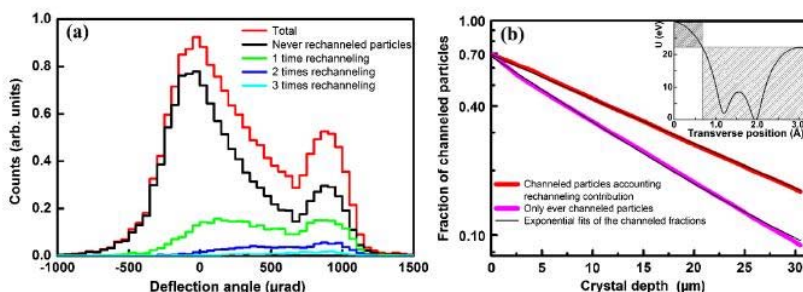


Рис. 10. (а) Монте-Карло моделирование вкладов в угловое распределение частиц, захваченных в режим каналирования в объеме кристалла. Верхняя линия – представляет все частицы; следующая по высоте – частицы, которые никогда не были реканализованы; последующие линии – частицы, реканализовавшие 1, 2 и 3 раза, соответственно. (б) Верхняя линия представляет суммарный вклад никогда не деканализовавших частиц и реканализованных частиц. Нижняя – только вклад никогда не деканализовавших частиц.

Таблица. Зависимости от радиуса изгиба кристалла (левый столбец) длин деканализирования 855-мэВных электронов в поле плоскостей (111) кристалла кремния с учетом (L_n) и без учета (L'_n) реканализирования

Bending radius (mm)	L_n (μm)	L'_n (μm)
8	6.9	4.9
16	13.6	10.2
33	19.5	13.6
67	25.5	15.4
134	35.5	16.2
Flat	47.2	16.5

Как видно, реканализирование играет наиболее значительную роль при умеренной кривизне (больших радиусах) изгиба. При этом существенный вклад этого процесса в динамику частиц характерен именно для отрицательно заряженных частиц. Недавнее моделирование динамики электронного пучка в прямых кристаллах и кристаллах с периодической деформацией также подтверждает важность электронного реканализирования в диапазоне энергий порядка гигаэлектронвольта [25]. Косвенные экспериментальные доказательства важности реканализирования были также выявлены в спектрах радиационных потерь электронов с энергией 150 ГэВ в тонком кристалле германия, в которых реканализирование давало существенный вклад в «пик Белкасема» [27, 28].

Таким образом, результаты эксперимента [23] впервые позволили показать, что плоскостное каналирование и объемное отражение в тонких кристаллах достаточно эффективны для управления пучками отрицательно заряженных частиц. Монте-Карло моделирование динамики частиц позволило полностью интерпретировать экспериментальные данные и выделить ключевую роль эффекта реканализирования. Было показано, что оно делает эффективную длину

деканализации электронов большей, чем без его учета. Эта информация имеет важное значение для понимания динамики субгэвных электронов в условиях когерентного взаимодействия с изогнутыми кристаллами. В частности, оно должно быть принято во внимание при использовании периодически изогнутых кристаллов в инновационных источниках интенсивного жесткого электромагнитного излучения.

Поскольку реканализация существенно изменяет динамику движения электронов, оно должно также сказываться на интенсивности и спектре электромагнитного излучения электронов, генерируемого в результате когерентного взаимодействия электронов с кристаллами.

5. Вызываемое объемным захватом увеличение интенсивности излучения при объемном отражении электронов

Как и в случае рассмотренного выше рассеяния, излучение электронов приобретает новые черты при использовании изогнутых кристаллов. В частности, излучение, сопровождающее объемное отражение в изогнутых кристаллах, может иметь перспективные применения от источников гамма-излучения и позитронов до кристаллических коллиматоров будущих электрон-позитронных коллайдеров [29, 31]. Поскольку частицы, которые испытывают объемное отражение, находятся в надбарьерных состояниях, они не подвержены деканализации, что приводит к более высокой эффективности отклонения, чем для случая каналирования как положительных, так и отрицательных частиц. Кроме того, более слабая зависимость излучения от знака заряда частиц при объемном отражении делает его привлекательным для применения на ускорителях электронов, которые намного более распространены, менее дороги и часто обладают лучшим качеством пучка, чем существующие ускорители позитронов. Еще одним преимуществом излучения при объемном отражении является большой регулируемый угловой аксептанс. Последний практически равен углу изгиба кристалла и значительно превышает аксептансы (области углов проявления) тормозного излучения и излучения при каналировании в прямых кристаллах. Это обстоятельство открывает новые возможности использования излучения при объемном отражении для электронных пучков, обладающих относительно большим эмиттансом.

Поскольку при энергиях электронов порядка одного гигаэлектронвольта длина деканализации составляет порядка 10–20 мкм [23], для их поворота электронов необходимы изогнутые кристаллы с аналогичной толщиной. Возможность использования таких кристаллов для каналирования и объемного отражения появилась лишь недавно [23] и позволила нам поставить первый эксперимент [32] по наблюдению генерации электромагнитного излучения в изогнутых кристаллах в диапазоне энергий электронов порядка гигаэлектронвольта (точнее, 855 МэВ). В эксперименте по наблюдению излучения использовались те же метод изгиба тонких кристаллов и экспериментальная установка, что и в эксперименте [23] по рассеянию. Для измерения спектра излучения использовался NaI детектор, прокалиброванный с использованием естественных радиоактивных изотопов ^{40}K (1,461 МэВ) и $^{208}\text{Tl}/^{228}\text{Th}$ (2,6146 МэВ).

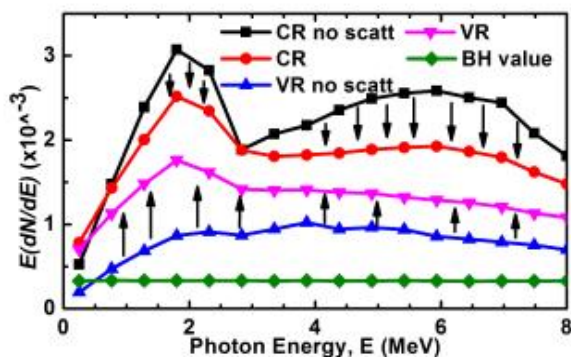


Рис. 11. Спектральные интенсивности излучения при каналировании (круги и квадраты) и объемном отражении (треугольники, обращенные вверх и вниз), промоделированные с учетом (кружки и обращенные вниз треугольники) и без учета (квадраты и треугольники, обращенные вверх) некогерентного рассеяния. Для сравнения приведена вероятность Бете-Гайтлера (ромбы). Стрелки, направленные вниз, подчеркивают уменьшение интенсивности излучения при каналировании, вызываемое некогерентным рассеянием, а стрелки, направленные вверх, подчеркивают рост интенсивности излучения при объемном отражении, вызываемый некогерентным рассеянием

Спектры излучения, измеренные и промоделированные для случаев падения пучка электронов с энергией 855 МэВ в условиях каналирования и объемного отражения, приведены в [32] на Рис. 10. Хорошее совпадение экспериментальных и промоделированных спектров позволяет проанализировать недоступные эксперименту особенности процесса излучения электронов в изогнутых кристаллах. Рис. 11 показывает спектральные интенсивности излучения при каналировании и объемном отражении, промоделированные с учетом и без учета некогерентного рассеяния. Для сравнения приведена вероятность излучения Бете-Гайтлера. Как и ожидалось, излучение при каналировании подавляется некогерентным рассеянием. Это и понятно – данный вид излучения генерируется при колебательном движении частиц внутри плоскостной потенциальной ямы, и поэтому ослабляется, когда некогерентное рассеяние приводит к деканалированию. Напротив, когда кристалл ориентирован в условиях объемного отражения, некогерентное рассеяние повышает интенсивность испускаемого излучения.

Рост интенсивности излучения, объясняемый захватом частиц при объемном отражении, наблюдался нами впервые [32]. Мы утверждаем, что после захвата в канал частицы продолжают двигаться подобно другим каналированным частицам, испуская присущее им излучение. Для подтверждения этой картины мы численно исследовали динамику частиц, дающих вклад в спектральную интенсивность, изображенную на Рис. 11 треугольниками, обращенными вниз. Эти частицы падают под углом 493 мкрад к гнутым плоскостям (111) и либо отражаются от них, либо захватываются ими, как показано на Рис. 11 (а).

Оказалось, что 68% из этих частиц претерпевает объемное отражение, в то время как остальные 32 % захватываются в режим плоскостного каналирования в результате объемного захвата.

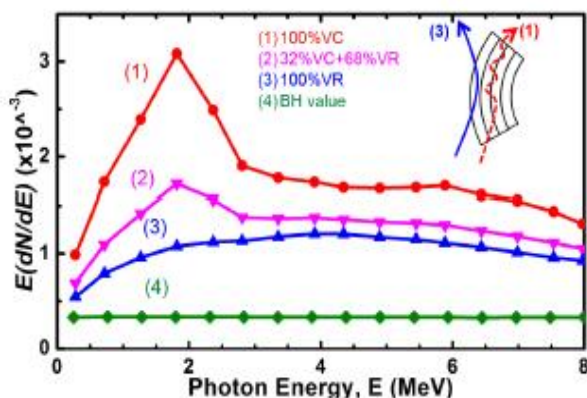


Рис. 12. Промоделированные спектральные зависимости интенсивности $E(dN/dE)$ от энергии фотонов E для частицы, испытавшей объемный захват (1) и частицы, испытавшей объемное отражение (3). Реальное излучение (2), сопровождающее объемное отражение, включающее вклады (1) и (3). (4) – спектральная зависимость интенсивности излучения Бете-Гайтлера

На Рис. 12 приведены случаи, когда все частицы испытывают объемное отражение (кривая 3) или объемный захват (кривая 1). У спектральной интенсивности излучения при объемном отражении (кривая 3) пики полностью отсутствуют, что обусловлено плавным изменением угла между траекторией частицы и кристаллическими плоскостями вблизи точки отражения (см. траекторию 3 на вставке Рис. 10), в то время как спектральная интенсивность излучения частиц, захватываемых в объеме (кривая 1), проходит выше, чем для объемного отражения, и имеет форму, типичную для излучения при каналировании (Рис. 12, кружки). Это объясняется тем, что захваченные электроны каналируют около половины времени движения через кристалл (см. траекторию 1 на вставке на Рис. 12). Кривая 2 представляет собой суммарный выход излучения, сопровождающего объемное отражение в реальных условиях, представляющий собой взвешенные выходы излучения при объемном отражении (кривая 3) и захвате (кривая 1).

Излучение, сопровождающее объемное отражение, сравнимо по выходу с излучением в прямом кристалле и является в некотором смысле промежуточным между излучением при каналировании и когерентным тормозным излучением, демонстрируя некоторые важные особенности обоих. Прежде всего, излучение, сопровождающее объемное отражение, обладает регулируемым и большим по величине аксептансом, чем излучение при каналировании и когерентное тормозное излучение, и поэтому может быть использовано для генерации достаточно интенсивного излучения пучками с большим эмиттансом. Во-вторых,

эффективность управления пучком при объемном отражении менее чувствительна к кристаллическим дефектам по сравнению с каналированием, что открывает путь к использованию материалов с большим атомным номером, таких, как вольфрам, который, как правило, не может быть выращен с тем же совершенством структуры, что и кристаллы кремния, но в то же время больше подходит для генерации интенсивного излучения. Наконец, процесс излучения проявляется в условиях объемного отражения вместе с отклонением частиц, а сочетание этих двух эффектов может быть полезным в ряде практических приложений. Так, в качестве примера, было предложено использовать объемное отражение и сопровождающее его излучение в кристаллических коллиматорах будущих электрон-позитронных коллайдеров [29]. Выбор объемного отражения вместо каналирования может быть предпочтителен для некоторых приложений за счет более высокой эффективности и большего эмиттанса.

Таким образом, возможность использования изогнутых кристаллов для генерации жесткого интенсивного электромагнитного излучения была продемонстрирована экспериментально и хорошо воспроизведена при моделировании. Кроме того, было показано, что излучение при каналировании и объемном отражении существенно более интенсивно, чем в аморфном веществе. В частности, впервые было показано, что излучение при объемном отражении естественно сочетает в себе излучение при чистом объемном отражении с излучением частиц, испытавших объемный захват. При этом последнее оказывается подобным излучению при каналировании, однако при этом проявляется в большем угловом интервале, чем последнее. Комбинация этих особенностей делает излучение частиц в изогнутых кристаллах перспективным для генерации жесткого электромагнитного излучения на электронных ускорителях, гораздо более доступных, чем ускорители позитронов.

Заключение

Моделирование системы коллимации на основе изогнутых кристаллов на ускорителе SPS в условиях эксперимента UA9 впервые продемонстрировало существенное повышение неупругих потерь частиц в кристаллическом коллиматоре при типичных величинах угла миската. Однако на Большом адронном коллайдере из-за больших прицельных параметров падения частиц на кристалл влияние миската оказалось заметно меньшим.

При использовании на БАК системы коллимации на основе изогнутых кристаллов наибольшая эффективность достигается в режиме каналирования – 99.66%, а при использовании кристаллического выреза она возрастает до 99.95%. Однако этот режим требует слишком высокой точности ориентации кристалла – менее одного микрорадиана. Избежать этого позволяет комбинация многократного объемного отражения и каналирования, для которой эффективность коллимации достигает 99.5%, а необходимая точность ориентации падает на порядок.

Предсказаны новые эффекты – пики деканалирования и квазиканалирования, которые позволяют наблюдать колебания частиц при каналировании и надбарьерном движении.

Количественно описаны первые успешные эксперименты по отклонению и излучению электронов гигаэлектронвольтового диапазона сверхтонкими изогнутыми кристаллами. Проведенное моделирование динамики частиц позволило не только полностью интерпретировать экспериментальные данные, но и выделить роль эффекта реканализирования, который делает эффективную длину деканализирования электронов большей, чем без его учета.

Было показано, что излучение при каналировании и объемном отражении в изогнутых кристаллах существенно более интенсивно, чем в аморфном веществе. При этом излучение при объемном отражении естественным образом сочетает в себе излучение при чистом отражении с излучением электронов, испытавших объемный захват. Последнее оказывается подобным излучению при каналировании, однако проявляется в большем угловом интервале. Комбинация этих особенностей делает излучение частиц в изогнутых кристаллах перспективным для генерации жесткого электромагнитного излучения на электронных ускорителях, гораздо более доступных, чем ускорители позитронов.

Литература

1. *Elsener K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol. B119 P. 215
2. *Scandale W. et al.* // Phys. Lett. 2010. Vol. B692. P. 78; Phys. Lett. 2011. Vol. B703. P. 547
3. *Scandale W., Taratin A.* CERN report CERN/AT 2008-21
4. *Tikhomirov V. V., Sytov A. I.* // Problems of Atomic Science and Technology. 2012. Vol. 1. P. 88–92; e-Print: arXiv:1109.5051
5. *Mirarchi D. et al.* // Proc. of IPAC, Dresden, Germany, June 15-20. 2014. P. MOPRI110 (882–886)
6. *Sytov A. I., Tikhomirov V. V.* // e-Print: arXiv:1412.0110. 2015. 18 p.
7. *Sytov A. I., Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2015. Vol. B355. P. 383–386
8. *Sytov A. I. et al.* // Eur. J. Phys. C. 2016. Vol. 76. P. 77 (1–15); e-Print: arXiv:1505.01831 (2015) 18 p.
9. *Sytov A. I.* // Vestnik Bel. St. Univ. 2014. Series 1 No. 2. P. 48–52
10. *Tikhomirov V.V.* // JINST. 2007. Vol. 2. P. P08006
11. *Guidi V., Mazzolari A., Tikhomirov V.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 165301
12. *Tikhomirov V.V.* // Phys. Lett. 2007. Vol. B655. P. 217
13. *Guidi V., Mazzolari A., Tikhomirov V.V.* // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 114908
14. *Tikhomirov V. V., Sytov A. I.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol. B309. P. 109
15. *Taratin A. M., Vorobiev S. A.* // Phys. Lett. 1987. Vol. A119. No 8. P. 425
16. *Taratin A. M.* // Physics of Particles and Nuclei. 1998. Vol. 29. No 5. P. 437
17. *Scandale W.* // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 6634. 2007. P. 66340F
18. *Brodsky S. J., Fleuret F., Hadjidakis C., Lansberg J. P.* // Phys. Rep. 2013. Vol. 522. P. 239
19. *Strokov V. B. S. et al.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2007. Vol. 76. P. 064007
20. *Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya., Grubich A. O.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 77A. P. 61
21. *Adishchev Y. N. et al.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 77A. P. 263
22. *Baurichter A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol. B119. P. 172
23. *Mazzolari A., ... Tikhomirov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 135503
24. *Guidi V., Mazzolari A., De Salvador D., Carnera A.* // J. Phys. D. 2009. Vol. 42. P. 182005
25. *Baryshevsky V. G., Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol. B309. P. 30
26. *Tikhomirov V. V.* // e-Print: arXiv:1502.06588v1

27. *Belkacem A. et al.* // Phys. Lett. B 177 (1986) 211
28. *Tikhomirov V. V.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1989. Vol.B36. P. 282
29. *Seryi A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2010 Vol. A623. P. 23
30. *Bandiera L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 255502
31. *Bandiera L. et al.* // J. Phys.: Conference Series. 2014. Vol. 517. P. 012043
32. *Bandiera L.,..., Tikhomirov V.* // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. P. 025504

RECENT DEVELOPMENT OF THEORY AND SIMULATIONS OF HIGH ENERGY PARTICLE MOTION AND RADIATION IN CRYSTALS

A. I. Sytov, V. V. Tikhomirov

The crystal-assisted collimation of the LHC and SPS is simulated. We compare possible application at the LHC of different coherent effects in a bent crystal deflector, such as channeling, volume reflection, multiple volume reflection in a one bent crystal, the combined action of channeling and multiple volume reflection and channeling in a crystal with a narrow plane cut. Channeling effect provides the highest collimation efficiency, however it requires a very high accuracy of crystal alignment. The combination of channeling and multiple volume reflection solves this problem remaining very efficient. The miscut angle considerably increases the inelastic losses in the crystal deflector at the SPS in the UA9 experiment. However, it doesn't have any considerable effect at the LHC.

The effect of dechanneling and quasichanneling oscillations in the deflection angle distribution have been predicted. It allows one to visualize the oscillations of particles in both channeling and quasichanneling modes.

The experiments on the observation of efficient steering and gamma-radiation of a 855 MeV electron beam at Mainzer Mikrotron by means of planar channeling and volume reflection in a bent silicon 30.5 μm thick crystal was numerically interpreted. Monte Carlo simulations have proved that rechanneling plays a considerable role in a particle dynamics and hinders the spoiling of channeled particles.

The same also demonstrated that incoherent scattering significantly influences both radiation spectrum and intensity either for channeling or volume reflection. In the latter case, it has been shown that incoherent scattering increases the radiation intensity due to the contribution of volume-captured particles. As a consequence, the experimental spectrum becomes a mixture of channeling and pure volume reflection radiations.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ КУМУЛЯЦИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

**С. В. Анищенко, В. Г. Барышевский, Н. А. Белоус,
А. А. Гуринович, Е. А. Гуринович, Е. А. Гурневич,
П. В. Молчанов**

Теоретически обоснован и экспериментально подтверждён эффект кумуляции сильноточных электронных пучков в релятивистских вакуумных диодах со взрывоэмиссионными кольцевыми катодами, приводящий к возникновению аномально высокой плотности тока частиц. Эффект обусловлен электростатическим отталкиванием заряженных частиц. Несомненным достоинством описанного механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является чрезвычайно низкий разброс электронов по энергиям в области максимальной плотности тока.

1. Введение

Первые исследования кумуляции сильноточных электронных пучков, сжимающихся под действием собственного магнитного поля, относятся к 30-м годам прошлого века [1]. Поскольку в те времена ещё отсутствовала экспериментальная техника, позволяющая получать мощные пучки заряженных частиц в земных условиях, исследователи в основном ограничивались теоретическим рассмотрением астрофизических задач [2].

Настоящая революция в исследовании кумуляции произошла спустя три десятилетия, когда впервые были получены сильноточные электронные пучки мощностью от нескольких гигаватт до нескольких тераватт [3–7]. Возможность генерации сильноточных электронных пучков была обусловлена двумя достижениями экспериментальной физики. Во-первых, в исследованиях Дайка с сотрудниками [8, 9] были получены плотности тока до 10^8 А/см² с кончиков металлических острий, помещённых в сильное электрическое поле. Во-вторых, исследования по высоковольтной прочности диэлектриков, проведённые Мартином [6, 10], обеспечили возможность создания мощных импульсных генераторов напряжения.

С помощью сжатия релятивистских сильноточных электронных пучков собственными магнитными полями [11, 12] были достигнуты интенсивности заряженных пучков 1 ТВт/см², позволившие изучать экстремальные состояния вещества в лабораторных условиях. Предполагалось, что с помощью кумуляции сильноточных пучков возможно будет путём импульсного сжатия и разогрева дейтерий-третиевых мишеней зажечь термоядерные реакции и осуществить тем самым инерционный термоядерный синтез [13, 14].

Несмотря на то, что первоначально поставленная цель, связанная с получением управляемого термоядерного синтеза, так и не была достигнута, сильноточные электронные пучки стали с успехом применяются в других областях физики [15–17]. С их помощью проводят исследования по радиационной физи-

ке [18], генерируют мощное микроволновое излучение [19, 20], осуществляют коллективное ускорение ионов [21, 22] и накачку газовых лазеров [23]. Во всех указанных процессах нелинейные явления, обусловленные взаимодействием сильноточных пучков с собственными и внешними электромагнитными полями, играют первостепенную роль.

В настоящей работе речь пойдёт об одном таком явлении, представляющим, по сути дела, альтернативный механизм кумуляции сильноточных электронных пучков. Он имеет место в релятивистских вакуумных диодах с катодом, обладающим отверстием по центру. Несмотря на то, что это явление уже много лет наблюдается в экспериментах, его последовательное теоретическое объяснение отсутствует. И основной нашей задачей будет последовательное теоретическое описание механизма кумуляции и его экспериментальная верификация. Ниже мы покажем, что первостепенное значение в процессе кумуляции играет взрывная электронная эмиссия, приводящая к изменению эмиссионной поверхности в сильноточном диоде.

План работы будет следующим. Вначале мы достаточно подробно опишем явление взрывной электронной эмиссии. Затем будет изложен механизм кумуляции электронного потока, который был выявлен в процессе моделирования релятивистского вакуумного диода с помощью разработанной нами программы [24] (алгоритм, лежащий в основе программы, помещён в приложение). В заключение мы приведём результаты экспериментальных исследований, подтверждающий описанный в настоящей статье механизм кумуляции сильноточных электронных пучков.

2. Взрывная электронная эмиссия

Сильноточные электронные пучки получают в релятивистских вакуумных диодах, состоящих из катода и анода, в результате взрывной электронной эмиссии (Рис. 1). Механизм взрывной электронной эмиссии [25–27] выглядит следующим образом. При подаче напряжения на электроды релятивистского диода с поверхности катода начинает испускаться автоэмиссионный ток [28–31], представляющий собой поток электронов, туннелирующих из металла в вакуум под действием электрического поля. Двигаясь внутри металла, электроны разогревают поверхность катода. Из-за поверхностных дефектов проводника микроскопическое электрическое поле вблизи катода неоднородно. В частности, у микроострий поле существенно увеличено по сравнению с его средним значением, что приводит к быстрому разогреву кончиков острий и их взрыву при достижении удельной плотности энергии 10^4 Дж/г. Если макрополе порядка 1 МВ/см, то задержка взрыва t_d составляет менее 1 нс. Каждый микровзрыв сопровождается термоэлектронной эмиссией с поверхности катодного факела – расширяющейся со скоростью $v \approx 10^4$ м/с проводящей плазмы (Рис. 2).

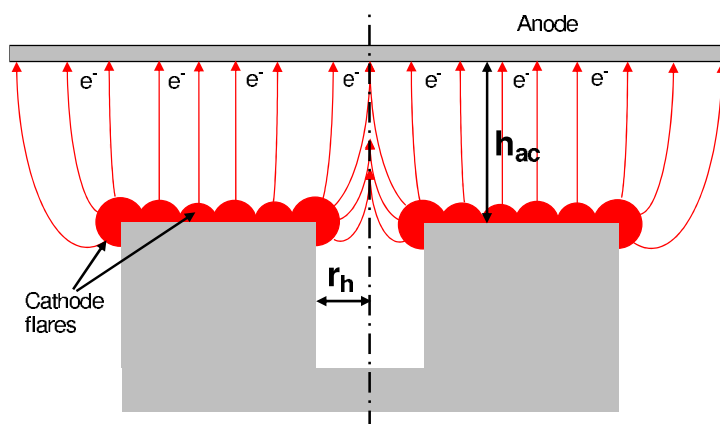


Рис. 1. Кумуляция сильноточного пучка в релятивистском вакуумном диоде

Следует отметить, что t_d существенным образом зависит от состояния поверхности катода, а именно, от микронеоднородностей и присутствия диэлектрических включений, наличие которых приводит к аномальному росту автоэмиссионного тока [25, 26, 27, 32]. Коксом и Вильямсом [33] экспериментально продемонстрировано, что большие напряженности поля возникают вблизи диэлектрических включений на поверхности катода, причем напряженность локального поля вблизи этих включений может в несколько сотен раз превышать среднее поле в межэлектродном зазоре. Естественно, что неоднородное расположение как диэлектрических включений, так и микронеоднородностей, вообще, приводит к разбросу по времени образования катодных факелов t_d на различных микрочастьках катода.

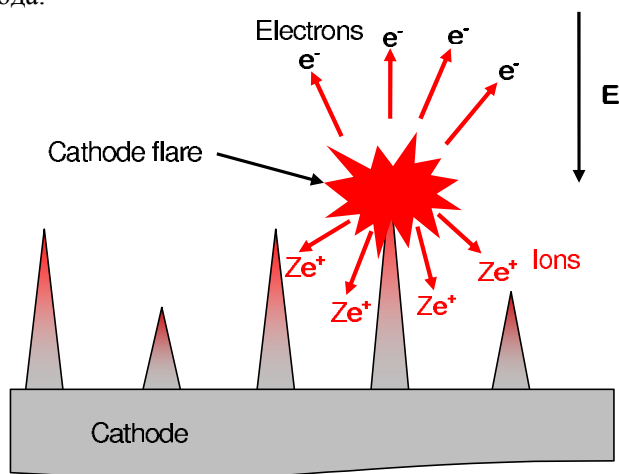


Рис. 2. Взрывная электронная эмиссия

Кроме инициации взрывной электронной эмиссии диэлектрические включения способствуют и её поддержанию [34]. Дело в том, что функционирование каждого взрывоэмиссионного центра сопровождается потоком ионов на катод (Рис. 2). Если вблизи взрывоэмиссионного центра присутствуют диэлектрические включения, то происходит их зарядка током ионов, заканчивающаяся пробоем и образованием новых центров эмиссии. Ещё один механизм образования прикатодной плазмы связан с полевой десорбцией атомов, адсорбированных на поверхности катода [35]. Этот процесс происходит в тех областях, где локальное электрическое поле превышает значение $\sim 10^7$ В/см. Десорбированные атомы испытывают ударную ионизацию током автоэлектронной эмиссии и на поверхности катода образуется плазменный слой.

Разлёт проводящей плазмы катодных факелов приводит к экранировке ею близлежащих участков на поверхности катода от действия сильного электрического поля. Анализ, проведённый в работах [36–38] показывает, что характерный радиус экранированной области составляет

$$r_{scr} \approx 5 \cdot 10^2 U^{-3/4} i^{1/2} h_{ac},$$

где U [В] – приложенное напряжение, i [А] – ток катодного факела, h_{ac} [см] – величина межэлектродного зазора. Для $U = 400$ кВ, $i = 10$ А, $h_{ac} = 1.5$ см, характерный радиус экранированной области согласно (1) равен $r_{scr} = 0.15$ см. Таким образом, число взрывоэмиссионных центров N_e , которые могут одновременно существовать на поверхности катода с радиусом $r_c = 3$ см, можно оценить как $N_e \sim r_c^2 / r_{scr}^2 = 60$. Число одновременно функционирующих взрывоэмиссионных центров N_e является мерой неоднородности поперечной структуры пучка.

3. Механизм кумуляции

Как уже было отмечено, взрывная электронная эмиссия начинается с образования и расширения катодных факелов. Наиболее интенсивно ВЭЭ идёт из выпуклых участков катода, в частности, с его внутренней кромки (Рис. 1). Из-за кулоновского расталкивания заряженные частицы устремляются в область, не занятую пучком. В результате, на ускоренное в направлении анода движение электронов накладывается перемещение в радиальном направлении к оси симметрии катода. Как следствие, на оси релятивистского вакуумного диода плотность сильноточного пучка возрастает во много раз по сравнению со средней плотностью тока в межэлектродном зазоре.

На Рис. 3 представлен отпечаток электронного пучка на аноде, полученный в ходе численного моделирования с помощью разработанной нами программы. При численном расчёте радиус катода был положен равным 3.0 см, катод-анодный зазор – 2.0 см, радиус внутреннего отверстия – 0.8 см. Максимальное значение импульса ускоряющего напряжения было положено равным 360 кВ, а его длительность – 330 нс. Моделирование, показало, что плотность тока в об-

ласти центрального пятна на аноде в момент, соответствующий максимуму ускоряющего напряжения, достигает значения 1.0 кА/см^2 , что приблизительно в 5 раз превышает среднюю плотность тока в сильноточном диоде. Таким образом, моделирование показывает, что на оси сильноточного диода с катодом, обладающим отверстием по центру, происходит кумуляция электронного пучка.

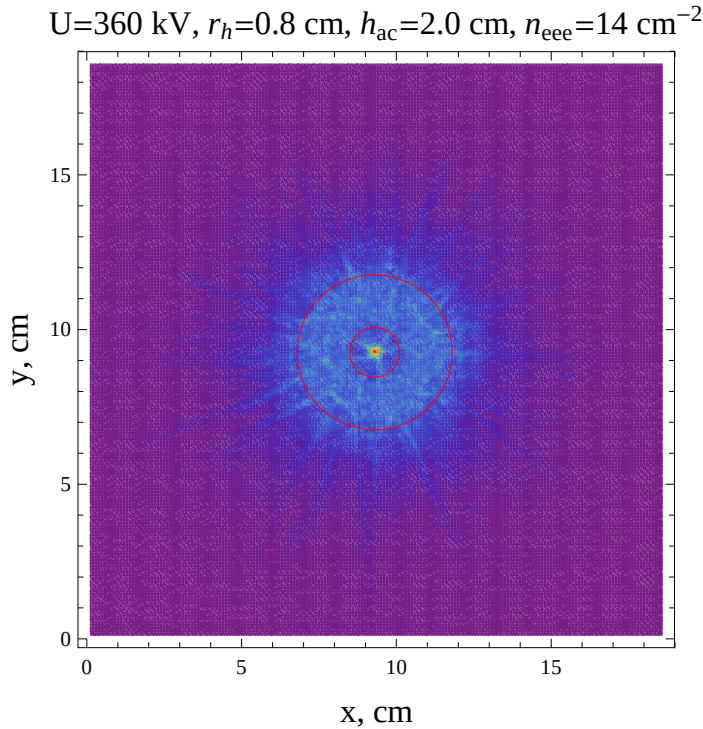


Рис. 3. Отпечаток электронного пучка (результат моделирования)

Несомненным достоинством описанного выше механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является крайне низкий разброс частиц по энергиям в области максимальной плотности тока, что обусловлено ламинарным характером течения потока заряженных частиц. В условиях же самосжатия пучка собственным магнитным полем течение потока становится существенно турбулентным и заряженные частицы приобретают значительный разброс по импульсам [39]. При этом электронный поток больше напоминает сжатый релятивистский газ с температурой электронов порядка приложенного к диоду напряжения [16].

4. Результаты экспериментов

При экспериментальном исследовании электростатической кумуляции использовался наносекундный импульсный ускоритель электронов. Источником питания ускорителя являлся компактный частотный генератор импульсного напряжения (ГИН) с элегазовой изоляцией, способный выдавать на активной на-

грузке ~ 30 Ом импульсы напряжения амплитудой до 400 кВ, длительностью на полувысоте 130 нс и фронтом 30 нс [40].

Для получения интегральных полноразмерных отпечатков электронного пучка использовалась дозиметрическая пленка типа ПОР (пленка окрашенная радиационно-чувствительная ТУ 2379-026-13271746-2006) [41], которая располагалась на расстоянии 3 мм за анодной сеткой, выполненной из нержавеющей стали марки AISI 316 (геометрическая прозрачность сетки 0.77); катод-анодный зазор составлял 20 мм. Дозиметрическая плёнка позволила получить информацию о полной поглощённой дозе, обусловленной прохождением заряженных частиц.

После облучения (экспонирования) дозиметрической пленки электронным пучком она сканировалась (на просвет) с предварительно наложенным светофильтром с помощью сканера EPSON Perfection V100 Photo. По отсканированным отпечаткам и результатам калибровки однозначно восстанавливалось распределение поглощенной дозы (и соответственно плотность энергии пучка) по сечению электронного пучка.

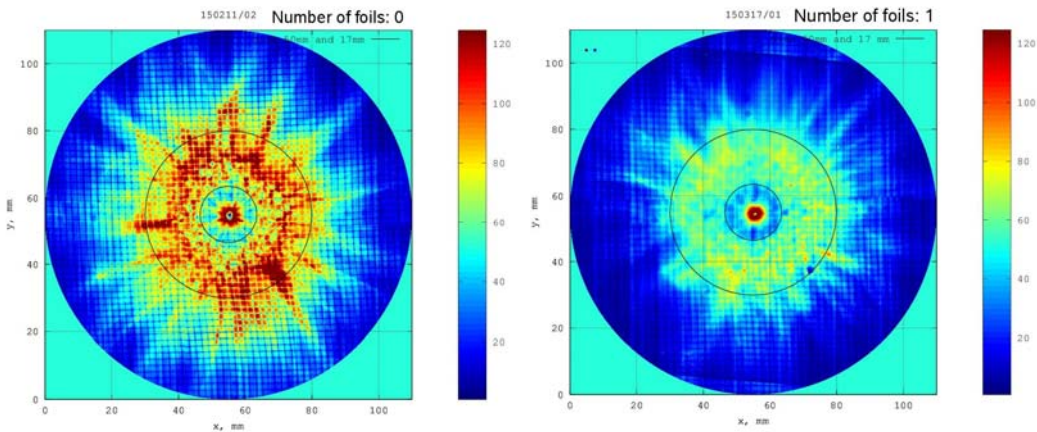


Рис. 4. Отпечатки электронного пучка в отсутствие фольги (слева) и с одной фольгой (справа)

Первые эксперименты, проведённые нами, показали, что поток заряженных частиц на оси настолько интенсивный, что прожигает плёнку насквозь. Поэтому, чтобы уменьшить радиационную нагрузку на дозиметрическую плёнку перед ней были помещены алюминиевые фольги толщиной 70 мкм каждая. Помимо снижения энергии частиц указанная процедура позволяет полностью отсечь как поток слаборелятивистских электронов, образующихся на спаде импульса напряжения, так и поток катодной плазмы. Эксперименты, проведённые с одной, двумя и тремя фольгами показали, что резкое увеличение поглощённой дозы по центру сохраняется. А значит, поток частиц образован высокоэнергетичными электронами. В эксперименте с тремя фольгами, отсекающими все электроны с энергией меньше 250 кэВ, поглощённая доза в центре приблизительно в четыре раза превысила среднюю дозу по сечению пучка, что находится в качественном согласии с результатами численного моделирования.

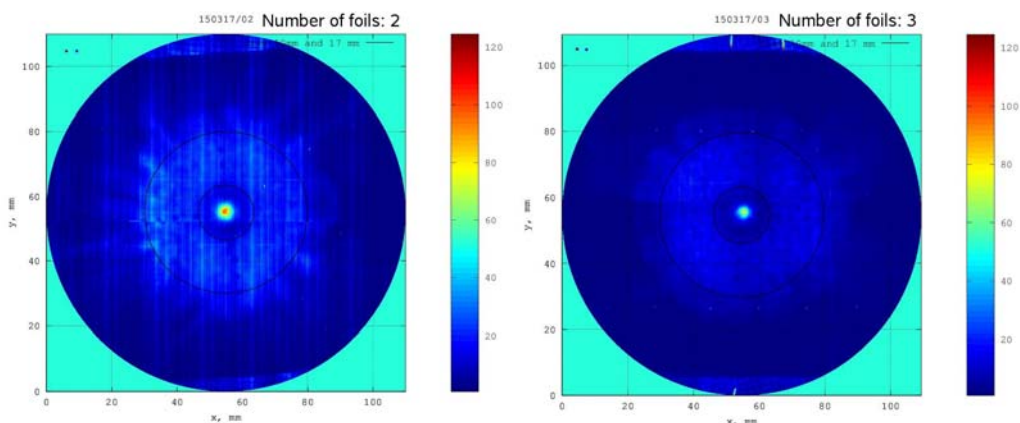


Рис. 5. Отпечатки электронного пучка с двумя фольгами (слева) и с тремя фольгами (справа)

Отметим, что моделирование и экспериментальное исследование кумуляции сильноточных электронных пучков осуществлялось нами при максимальном значении ускоряющего напряжения 400 кВ и катод-анодном зазоре 2 см. Оценки показывают, что увеличение напряжения до 2 МВ и пятикратное уменьшение катод-анодного зазора позволит достичь интенсивностей пучка порядка 1 ГВт/см^2 , необходимых для изучения экстремальных состояний вещества и проведения исследований в области инерционного термоядерного синтеза.

Заключение

В настоящей работе подробно описан механизм кумуляции сильноточного пучка релятивистского вакуумного диода с катодом, который обладает отверстием по центру. В основе явления лежит электростатическое расталкивание электронов, испускаемых взрывозмиссионной плазмой, образуемой на внутренней кромке катода. В численном моделировании зафиксирована плотность тока 1 кА/см^2 и интенсивность пучка 0.36 ГВт/см^2 , что находится в качественном согласии с результатами экспериментов.

Несомненным достоинством описанного выше механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является крайне низкий разброс частиц по энергиям в области максимальной плотности тока, что обусловлено ламинарным характером течения потока заряженных частиц.

Приложение. Моделирование сильноточных пучков

При моделировании динамики электронного пучка в условиях неоднородной взрывоэлектронной эмиссии необходимо учитывать расширение прикатодной плазмы, испускаемой из отдельных взрывозмиссионных центров. Самосогласованное моделирование движения частиц в собственных и внешних электри-

ческих и магнитных полях обычно проводится с помощью метода крупных частиц [43, 44, 45] в квазистационарном приближении [46, 47]. Квазистационарное приближение может быть применено при медленном изменении полевых величин в сильноточных диодах, при этом токи смещения и индукционные поля не учитываются.

Моделирование проводится как в декартовых, так и в цилиндрических координатах. В декартовых координатах рассчитываются электрические поля и движение заряженных частиц, в цилиндрических – магнитные поля. Пространственные размеры ячеек сетки, на которой производится расчёт полей, полагаются равными друг другу, т. е. $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z$.

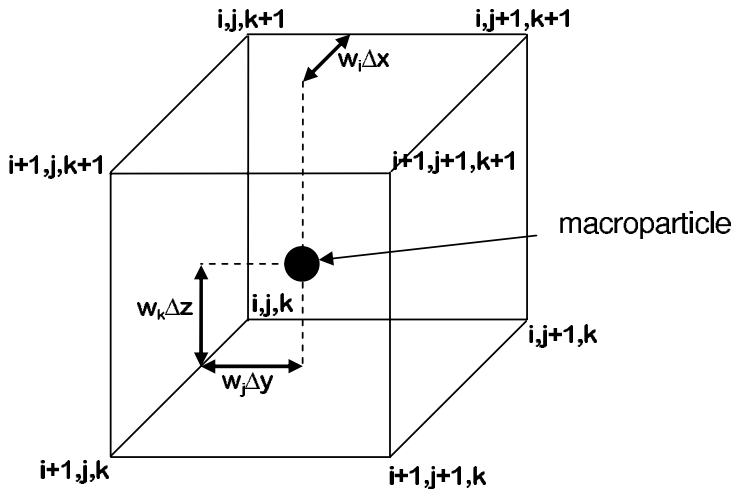


Рис. 6. Крупная частица в ячейке

1. Метод крупных частиц

Различные варианты метода крупных частиц разрабатывались начиная с конца 40-х годов прошлого века для моделирования кинетических явлений в различных областях физики: вакуумной электронике [48–51], физике плазмы [52–61], гидродинамике [62], магнитной гидродинамике [63, 64], астрофизике [65], физике полупроводников [66, 67]. Суть метода заключается в представлении реальных потоков заряженных частиц (электронов, протонов, ионов) совокупностью крупных частиц, каждая из которых содержит огромное число реальных носителей заряда. Каждой крупной частице приписывается определённое пространственное распределение массы и заряда. В зависимости от заряда и положения крупной частицы с помощью специальной процедуры взвешивания ближайшим к ней узлам на пространственной сетке приписывается определённый вклад в плотность тока и заряда. С помощью похожей процедуры по значению полей в ближайших к частице узлах вычисляют силы, действующие на неё. Подставляя затем силу в конечно-разностные аналоги релятивистских уравнений движения, находят новые положения и импульсы крупных частиц. Для полного описания системы, состоящей из полей и частиц, вышеизложенные операции не-

обходимо дополнить процедурами инжекции заряженных частиц в расчётную область и удаления частиц из неё.

Именно реализованная численно инжекция заряженных частиц с поверхности расширяющихся катодных факелов является оригинальным и важным элементом разработанной нами программы.

Типичный цикл программы, реализующей моделирование методом крупных частиц, состоит из шести операций: вычисление новых координат и импульсов частиц, инжекция и удаление частиц, расчёт плотности тока и заряда, расчёт электрических и магнитных полей. Перейдём теперь к подробному описанию каждой из процедур, реализованной в нашей программе.

2. Электрические поля

В кулоновской калибровке в квазистационарном приближении напряжённость электрического поля связана со скалярным потенциалом ϕ , подчиняющемуся уравнению Пуассона

$$\Delta\phi = -4\pi\rho,$$

соотношением

$$\vec{E} = -\nabla\phi.$$

Анализ, проведённый в работе [69], показал, что наиболее подходящий метод решения уравнения Пуассона в задачах плазмодинамики является метод простых итераций Якоби. Хорошо известно [44], что итерационные методы, требующие приближённого задания потенциала на первом шаге итераций, являются медленно сходящимися, поскольку начальное распределение, как правило, сильно отклоняется от точного решения конечно-разностного аналога уравнения Пуассона. В задачах же плазмодинамики положение вещей принципиально иное, что обусловлено хорошим выбором начального приближения на первом итерационном шаге: в качестве него берутся значения сеточного потенциала, полученные на предыдущем временном шаге [69]. В результате, весь итерационный процесс на каждом временном шаге сводится к одной-трём итерациям, выполнение которых занимает на много меньше времени, чем, скажем, расчёт новых координат и положений частиц.

Таким образом, конечно-разностный аналог уравнения Пуассона в методе простых итераций Якоби имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\phi_{i+1,j,k}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i-1,j,k}^{n,s}}{\Delta X^2} + \frac{\phi_{i,j+1,k}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i,j-1,k}^{n,s}}{\Delta Y^2} \\ & + \frac{\phi_{i,j,k+1}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i,j,k-1}^{n,s}}{\Delta Z^2} = -4\pi\rho_{i,j,k}^n, \\ & \phi_{i,j,k}^{n,0} = \phi_{i,j,k}^{n-1}, \end{aligned}$$

где s обозначает номер итерации, а n — номер временного шага. Итерационный процесс в (4) идёт до тех пор, пока невязка $|\phi^{n,s} - \phi^{n,s-1}|$ не станет меньше $\varepsilon |\phi^{n,s}|$. Величина $|\phi^{n,s}|$, являющаяся нормой матрицы $\phi^{n,s}$, вычисляется по формуле:

$$|\phi^{n,s}| = \sqrt{\sum_{i,j,k} (\phi_{i,j,k}^{n,s})^2}.$$

Параметр ε фактически определяет погрешность, с которой решается конечно-разностное уравнение Пуассона.

Для решения уравнения Пуассона его нужно дополнить граничными условиями. В качестве таковых мы использовали граничное условие Дирихле, подразумевающее задание потенциала на катоде ($\phi = U_c$) и аноде ($\phi = U_a$). На краю расчётной области, в промежутке между катодом и анодом было взято логарифмическое распределение потенциала [71]

$$\phi = U_c + \frac{(U_a - U_c) \ln(r / R_c)}{\ln(R_a / R_c)},$$

которое точно описывает изменение ϕ в зазоре между двумя бесконечными цилиндрами. Очевидно, что в сильноточном диоде распределение потенциала будет приближаться к (6), если указанная граница расчётной области расположена на значительном расстоянии от эмитирующей электроны поверхности.

Сеточную плотность $\rho_{i,j,k}^n$ найдём с помощью линейной процедуры взвешивания, приписывающей восьми ближайшим к каждой частице узлам определённый вклад в $\rho_{i,j,k}^n$, который мы обозначим индексом α :

$$\Delta \rho_{i,j,k}^{\alpha n} = q_{\alpha} (1 - w_i^n)(1 - w_j^n)(1 - w_k^n) / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i+1,j,k}^{\alpha n} = q_{\alpha} w_i^n (1 - w_j^n)(1 - w_k^n) / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i,j+1,k}^{\alpha n} = q_{\alpha} (1 - w_i^n) w_j^n (1 - w_k^n) / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i,j,k+1}^{\alpha n} = q_{\alpha} (1 - w_i^n)(1 - w_j^n) w_k^n / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i+1,j+1,k}^{\alpha n} = q_{\alpha} w_i^n w_j^n (1 - w_k^n) / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i,j+1,k+1}^{\alpha n} = q_{\alpha} (1 - w_i^n) w_j^n w_k^n / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i+1,j,k+1}^{\alpha n} = q_{\alpha} w_i^n (1 - w_j^n) w_k^n / \Delta V,$$

$$\Delta \rho_{i+1,j+1,k+1}^{\alpha n} = q_{\alpha} w_i^n w_j^n w_k^n / \Delta V.$$

Здесь $\Delta V = \Delta X \Delta Y \Delta Z$ и $\vec{w}^n = ((x_{\alpha}^n - x_{i,j,k}) / \Delta X, (y_{\alpha}^n - y_{i,j,k}) / \Delta Y, (z_{\alpha}^n - z_{i,j,k}) / \Delta Z)$.

После нахождения потенциала электрическое поле находится автоматически по формуле [70]

$$\vec{E}_{i,j,k}^n = -\left(\frac{\phi_{i+1,j,k}^n - \phi_{i-1,j,k}^n}{2\Delta X}, \frac{\phi_{i,j+1,k}^n - \phi_{i,j-1,k}^n}{2\Delta Y}, \frac{\phi_{i,j,k+1}^n - \phi_{i,j,k-1}^n}{2\Delta Z} \right).$$

3. Магнитные поля

При анализе движения релятивистских заряженных частиц принципиально важным становится учёт влияния собственных и внешних магнитных полей на динамику электронного пучка в сильноточном диоде. Поскольку нас будут интересовать аксиально-симметричные конфигурации, мы перейдём к цилиндриче-

ским координатам. В силу аксиальной симметрии положим, что магнитное поле $\vec{H}$, плотность тока $\vec{j}$ не зависят от азимутального угла θ .

В отсутствие внешнего осевого поля H_z^{ext} , единственной компонентой магнитного поля является H_θ , которая связана с плотностью тока j_z и текущим по катоду током I теоремой Стокса:

$$H_\theta = \frac{4\pi(I(r, z) + 2\pi \int_0^r j_z(r_1, z) r_1 dr_1)}{2\pi cr}.$$

Здесь в ток $I(r, z)$ дают вклад все электроны, инжектированные в точках с координатами z . Интеграл $\int_0^r j_z(r_1, z) r_1 dr_1$ легко может быть вычислен, например, с помощью метода трапеций [70].

4. Расширение катодной плазмы

Взрывоэмиссионный центр на катоде образуется, если напряжённость электрического поля превысит определённое пороговое значение E_{cr} , зависящее от состояния поверхности электрода. После чего во все стороны от взрывоэмиссионного центра начинает расширяться катодный факел со скоростью $v_{eee} \sim 2 \cdot 10^6$ см/с. В отсутствие специального контроля микроструктуры поверхности эмиссионные центры располагаются хаотически на поверхности электрода. Среднее расстояние между ними определяется размером экранированной области $d_{scr} = 2r_{scr} \approx 3$ мм (см. (1)), с помощью которого легко оценивается характерная плотность взрывоэмиссионных центров $n_{eee} = 1 / \pi r_{scr}^2 \approx 0.14$ мм⁻².

При моделировании сильноточных диодов будем считать, что зоны эмиссии с вероятностью $n_{eee} (\Delta X \Delta Y \Delta Z)^{2/3}$ образуются в тех узлах катода, где электрическое поле превысит E_{cr} . При превышении E_{cr} из зоны эмиссии начинает расширяться во все стороны с постоянной скоростью v_{eee} катодный факел. Каждый катодный факел является источником электронов. Во время же своего функционирования ток термоэлектронной эмиссии, испускаемый катодными факелами, во много раз превышает ток, ограниченный пространственным зарядом пучка, что позволяет говорить о неограниченной электронной эмиссии, которая приводит к приближительному равенству нулю поля на поверхности расширяющейся катодной плазмы. Предположение об экранировке катода позволяет существенно упростить численный расчёт кинетики заряженных частиц, избавляя нас от необходимости моделирования быстропротекающих процессов непосредственно в области эмиссии. Последнее потребовало бы высокого временного и пространственного разрешения ввиду малости дебаевской длины и высокого значения частоты ленгмюровских колебаний [69].

Инжекцию заряженных частиц на каждом временном шаге будем осуществлять в те узлы, занимаемые плазмой, которые имеют по соседству с собой хотя бы один узел, не занятый проводящим материалом. Величину инжектированного

заряда $Q_{i,j,k}$ определим из соотношения

$$Q_{i,j,k} = \left(\frac{E_{xi+1,j,k}^n - E_{xi-1,j,k}^n}{2\Delta X} + \frac{E_{xi,j+1,k}^n - E_{xi,j-1,k}^n}{2\Delta Y} + \frac{E_{xi,j,k+1}^n - E_{xi,j,k-1}^n}{2\Delta Z} \right) \frac{\Delta X \Delta Y \Delta Z}{4\pi}. \quad (10)$$

Отметим, что инжекция заряда осуществляется, если $Q_{i,j,k} < 0$.

5. Движение заряженных частиц

Численное интегрирование релятивистских уравнений движения является самой затратной по времени процедурой. Поэтому при разработке программ ей уделяется особое внимание. При интегрировании нерелятивистских уравнений движения наиболее распространённой является схема с перешагиванием второго порядка точности по времени [45, 61]

$$\begin{aligned} \vec{p}_\alpha^{n+1/2} &= \vec{p}_\alpha^{n-1/2} + \vec{F}_\alpha^n \Delta T, \\ \vec{r}_\alpha^{n+1} &= \vec{r}_\alpha^n + \frac{\vec{p}_\alpha^{n+1/2}}{m_\alpha} \Delta T, \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку в нерелятивистском случае магнитными полями можно пренебречь, то силы $\vec{F}_\alpha^n = q_\alpha \vec{E}_\alpha^n$ содержат только электрические поля, значения которых однозначно задаются положениями частиц и граничными условиями.

В условиях релятивизма схему (11) напрямую использовать нельзя, поскольку в $\vec{F}_\alpha^n$ входит сила Лоренца $q_\alpha \vec{v}_\alpha^n \times \vec{H}_\alpha^n$, зависящая от скорости $\vec{v}_\alpha^n$, определённой в момент времени $T_n = n\Delta T$. Между тем в методе с перешагиванием скорости частиц задаются в полуцелые моменты времени $T_{n+1/2} = (n+1/2)\Delta T$. Естественным выходом из сложившейся ситуации, позволяющим сохранить простоту метода с перешагиванием, заключается в использовании интерполяционной формулы Лагранжа, позволяющей по трём значениям скорости ($\vec{v}_\alpha^{n-3/2}$, $\vec{v}_\alpha^{n-1/2}$, $\vec{v}_\alpha^{n+1/2}$) вычислить $\vec{v}_\alpha^{n+1}$:

$$\vec{v}_\alpha^{n+1} = \frac{3\vec{v}_\alpha^{n-3/2} - 10\vec{v}_\alpha^{n-1/2} + 15\vec{v}_\alpha^{n+1/2}}{8}. \quad (12)$$

Таким образом, полная схема интегрирования уравнений движения принимает следующий вид

$$\begin{aligned} \vec{p}_\alpha^{n+1/2} &= \vec{p}_\alpha^{n-1/2} + q_\alpha (\vec{E}_\alpha^n + \vec{v}_\alpha^n \times \vec{H}_\alpha^n) \Delta T, \\ \vec{v}_\alpha^{n+1/2} &= \frac{c \vec{p}_\alpha^{n+1/2}}{\sqrt{m_\alpha^2 c^2 + (\vec{p}_\alpha^{n+1/2})^2}}, \\ \vec{r}_\alpha^{n+1} &= \vec{r}_\alpha^n + \vec{v}_\alpha^{n+1/2} \Delta T, \\ \vec{v}_\alpha^{n+1} &= \frac{3\vec{v}_\alpha^{n-3/2} - 10\vec{v}_\alpha^{n-1/2} + 15\vec{v}_\alpha^{n+1/2}}{8}. \end{aligned} \quad (13)$$

Поля $\vec{E}_\alpha^n$ и $\vec{H}_\alpha^n$, действующие на частицу, определяются по значениям сеточных полей в ближайших восьми узлах [61]:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_\alpha^n = & \vec{E}_{i,j,k}^n (1-w_i^n)(1-w_j^n)(1-w_k^n) \\
 & + \vec{E}_{i+1,j,k}^n w_i^n (1-w_j^n)(1-w_k^n) \\
 & + \vec{E}_{i,j+1,k}^n (1-w_i^n) w_j^n (1-w_k^n) \\
 & + \vec{E}_{i,j,k+1}^n (1-w_i^n)(1-w_j^n) w_k^n \\
 & + \vec{E}_{i+1,j+1,k}^n w_i^n w_j^n (1-w_k^n) \\
 & + \vec{E}_{i,j+1,k+1}^n (1-w_i^n) w_j^n w_k^n \\
 & + \vec{E}_{i+1,j,k+1}^n w_i^n (1-w_j^n) w_k^n \\
 & + \vec{E}_{i+1,j+1,k+1}^n w_i^n w_j^n w_k^n.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Литература

1. Bennet W. H. // Phys. Rev. 1934. 45. P. 890–897
2. Alfven H. // Phys. Rev. 1939. Vol. 55. No. 5. P. 425–429
3. Graybill S. E., Nablo S.V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. P. 782–788
4. Link W.T. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. P. 777–781
5. Charbonnier F. M. et. al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. P. 789–793
6. Graybill S. E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. P. 438–446
7. Shipman I. O. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. P. 243–246
8. Dyke W. P., Trolan J. K., Martin E. E., Barbour J. P. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. P. 1043–1054
9. Dolan W. W., Dyke W. P., Trolan J. K. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. P. 1054–1057
10. Martin J. C. // Proceedings of the IEEE. 1992. Vol. 80. P. 934–945
11. Morrov D. L., Phillips J. D., Bennett W.H. et al. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 19. P. 441–443
12. Bradley L. P., Kuswa G.W. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. P. 1441–1445
13. Yonas G. Presented at the IV National School on Plasma Physics, Novosibirsk, USSR, 1974
14. Rudakov L. I., Samarsky A. A. // Proc. 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Moscow, July 1974. P. 487
15. Kolb A.C. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. P. 956–961
16. Рудаков Л. И., Быбыкин М. В., Гордеев А. В. и др. Генерация и фокусировка сильно-точных электронных пучков. Под ред. Л.И. Рудакова. ЭнергATOMиздат, 1990
17. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. Наука, 2004
18. Martin T.H. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1969. P. 59–63
19. Ковалёв Н. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 232–235
20. Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E., Nation J. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1278–1282
21. Rander J., Ecker B., Yonas G., Drickey D. J. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. P. 283–286
22. Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю., Селемир В. Д. // УФН. 2002. Т. 172. С. 1225–1246
23. Басов Н. Г., Данилычев В. А. // УФН. 1986. Т. 148. С. 55–100
24. Anishchenko S. V., Gurinovich A. A. // EAPPC 2014, Kumamoto, Japan
25. Месяц Г.А., Проскуровский Д. И. // Письма в ЖЭТФ. Т. 13. С. 7–10
26. Бугаев С. П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. // УФН. 1975. Т. 115. С.

27. *Mesyats G.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. P. A109–A151
28. *Wood R.W.* // Phys. Rev. 1897. Vol. 5. P. 1.
29. *Fowler R.H., Nordheim L.* // Roy. Soc. Proc. 1928. Vol. 119A. P. 173–181
30. *Millikan R. A., Lauritsen C. C.* // Phys. Rev. 1929. Vol. 33. P. 598
31. *Murphy E. L., Good R.H.* // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 1464–1473
32. *Farrall G.A., Owens M., Hudda F.G.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 610–617
33. *Cox B. M., Williams W. T.* // J. Phys. 1977. Vol. D10. P. L5–9
34. *Месяц Г. А.* Эктоны. Часть 1. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993.
35. *Литвинов Е.А., Месяц Г. А., Проскуровский Д.И.* // УФН. 1983. Т. 139. С. 265–302
36. *Месяц Г. А.* Эктоны. Часть 3. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993.
37. *Беломытцев С.Я., Месяц Г. А.* // РЭ. 1987. Т. 32. С. 1569–1583
38. *Беломытцев С. Я., Коровин С.Д., Месяц Г. А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1089–1092
39. *Poukey J. W., Toepfer A. J.* // Phys. Fluids. 1974. Vol. 17. P. 1582–1591
40. *Большаков Е. П., Гетман Д. В., Еремкин В.В. и др.* // ВАНТ, серия “Электрофизическая аппаратура” вып. 5(13). 2010. С.137–147
41. *Генералова В. В., Гурский М. Н.* Дозиметрия в радиационной технологии. Изд-во стандартов, 1981
42. *Гончаров Д. В., Ежов В. В., Пушкарёв А.И., Ремнев Г.Е.* // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т. 308, в. 6. С. 76–80
43. *Рошаль А. С.* Моделирование заряженных пучков. Атомиздат, 1979
44. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. Мир, 1987
45. *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. Энергоатомиздат, 1989
46. *Poukey J. W., Freeman J. R., Yonas G.* // J. Vac. Sci. Technol. 1973. Vol. 10. No. 6. P. 954–958
47. *Головин Г. Т.* // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1989. Т. 29. С. 423–437.
48. *Hartree D. R., Nicolson P.* CVD Reports Mag. 3, 12, 18, 23, 36, British Admiralty, London (1941–1944)
49. *Hartree D. R.* // Appl. Sci. Res. Col. B1. P. 379–390
50. *Tien P. K., Moshman J.* // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. P. 1067–1078
51. *Antonsen T. M. et. al.* // Proceedings of the IEEE. 1999. Vo. 87. P. 804
52. *Buneman O.* // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. P. 503–517
53. *Lomax R. J.* // J. Electron & Control. 1960. Vol. 9. P. 127–140
54. *Birdsall C. K., Bridges W. B.* // J. Appl. Phys. Vol. 32. P. 2611–2618
55. *Dawson J. M.* // Phys. Fluids. 1962. Vol. 5. P. 445–459.
56. *Langdon A. B.* // J. Comput. Phys. 1973. Vol. 12. P. 247–268
57. *Langdon A. B.* // Phys. Fluids, 1979. Vol. 22. P. 163–171
58. *Hewitt D.W., Langdon A. B.* // J. Comput. Phys. 1987. Vol. 72. P. 121
59. *Свешников А. Г., Якунин С. А.* // Мат. моделирование. 1989. Т. 1. Вып. 4. С. 1.
60. *Birdsall C. K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. No. 2. P. 65
61. *Verboncoeur J. P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. P. 231
62. *Harlow F. H.* // Methods Comput. Phys. 1964. Vol. 3. P. 319–343
63. *Marder R.M.* // Math. Comput. 1975. Vol. 29. P. 434–446
64. *Brunel F. et al.* // J. Comput. Phys. 1981. Vol. 43. P. 268
65. *Hockney R.W.* // Astrophys. J. 1967. Vol. 150. P. 797–806
66. *Hockney R. W., Warrier R. A., Reiser M.* // Electron. Lett. 1974. Vol. 10. P. 484–486
67. *Warriner R. A.* Computer Simulation of Gallium Arsenide Semiconductor Devices, Ph.D. Thesis, Reading University, 1976
68. *Marder B.* // J. Comp. Phys. 1987. Vol. 68. P. 48–55

69. *Anishchenko S. V., Gurinovich A. A.* // Computational Science & Discovery. 2014. Vol. 7. P. 015007
70. *Волков Е. А.* Численные методы. Наука, 1987
71. *Бузаев С. П. и др.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 5–75

ELECTROSTATIC CUMULATION OF HIGH-CURRENT ELECTRON BEAMS

**S. V. Anishchenko, V. G. Baryshevsky, N. A. Belous, A. A. Gurinovich,
E. A. Gurinovich, E. A. Gurnevich, P. V. Molchanov**

A drastic cumulation of current density caused by electrostatic repulsion in relativistic vacuum diodes with ring-type cathodes is described theoretically and confirmed experimentally. The distinctive feature of the suggested cumulation mechanism over the conventional one, which relies on focusing a high-current beam by its own magnetic field, is a very low energy spread of electrons in the region of maximal current density that stems from a laminar flow profile of the charged-particle beam.

EXPERIMENTAL STUDY OF AN AXIAL VIRCATOR WITH RESONANT CAVITY

V. Baryshevsky, A. Gurinovich, E. Gurnevich, P. Molchanov

1. Introduction

Microwave devices with a virtual cathode attract many researches by the ability to operate without a guiding magnetic field, rather short operation region, enhanced tunability of the operation frequency, high output power, and relative simplicity of the resonator design [1–3]. However, low efficiency and instability of the generation frequency are typical disadvantages of most vircators.

The efficiency of vircators can be increased, particularly, by setting resonant conditions for the conversion of the beam energy into high-power microwaves. Different vircator designs with resonant cavities have been analyzed both experimentally and numerically [6–9]. The studies of axial vircators with multicavity resonators prove the possibility of a resonant increase in the efficiency [10–12]. The authors of [12] have described the design of an axial vircator capable of power efficiency 6–7%. According to [12], the electron beam produced in a 630 kV, ~ 24 kA diode interacting with a multicavity resonator at a frequency of about 4 GHz provided the average output power of about 1 GW.

Numerical analysis of various configurations of axial vircators we made [13–18] yielded three designs of a multicavity resonator for an axial vircator, operating in the frequency range from 3 to 4 GHz with 400 keV electron beam and promising about 5% efficiency.

In the present paper, the experimental investigation of the axial vircator with the developed multicavity resonators is represented. The frequency and radiation power are analyzed for different cathodes and anode meshes and varied cathode-anode gaps.

2. System description

The developed axial vircator is driven by a pulsed power supply using a 30 kJ/100 kV capacitor bank and an exploding wire array (EWA) capable of generating a 600 kV voltage pulse. The EWA consists of parallel connected oxygen-free high-conductivity (OFHC) 99.99% purity copper wires 100 μm in diameter. The length and the number of wires can vary to match the EWA and vircator impedances. The EWA case is designed to be filled with gas (nitrogen or nitrogen and SF_6 mixture) at pressures up to 5 gauge atmospheres, but the array can also be fired in air. A pressurized SF_6 spark gap sharpens the high-voltage output, so that the diode voltage pulse approaching 400 kV with a rise time well below 100 ns is generated: the gas pressure and the gap between the electrodes can be varied.

The equivalent electrical scheme of the system is shown in Fig.1: marks 1, 2, and 3 indicate the location of three Rogowski coils.

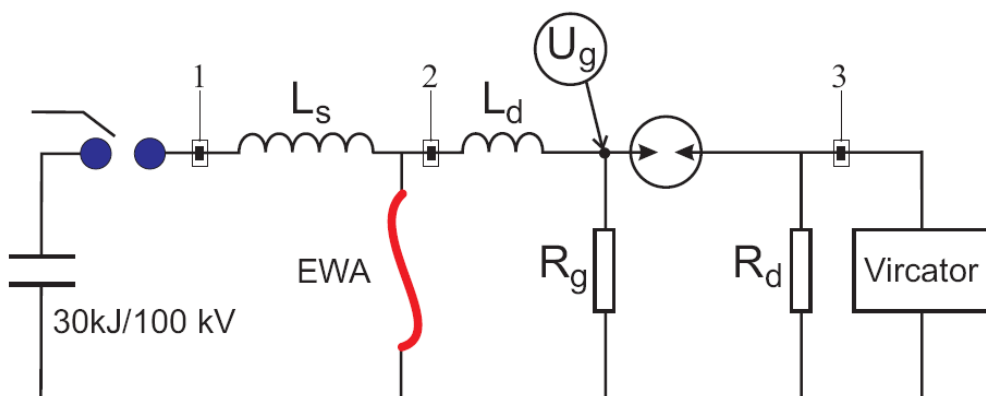


Fig.1. Equivalent electrical scheme of the system: location of three Rogowski coils are marked

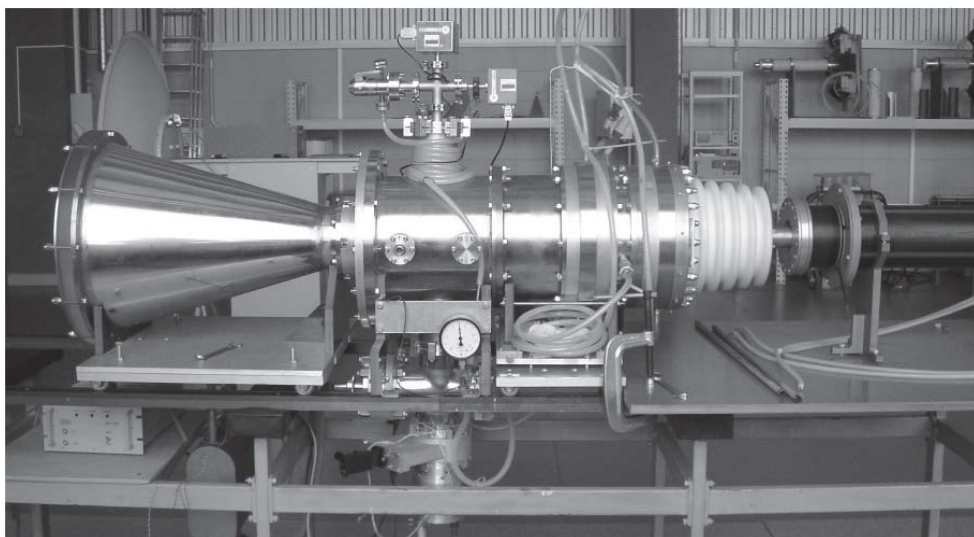


Fig. 2. System photo

Three designs of three-cavity resonators (see Fig.3 and Table 1) were considered in [14, 15] for an axial vircator operating in the frequency range from 3 to 4 GHz.

The operation of each design was simulated [14, 15] for a constant cathode voltage, ranging from 400 to 450 kV. The cathode parameters and the cathode-anode gap were determined so as to provide a stable generation and the highest possible values of the output power. The radiation frequency for the axial vircator with resonator #1 was predicted to be 3.2 GHz, and for systems #2 and #3, the expected radiation frequency was 3.6–3.7 GHz.

Resonators #1 and #2 are fabricated for the experimental study. They are housed in the drift tube, superposing the resonator output section with the horn input.

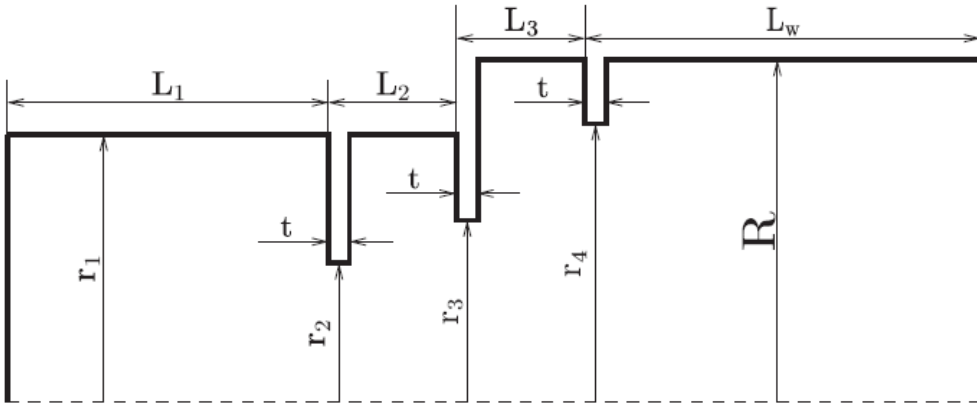


Fig. 3. Three cavity resonator geometry [15]

Table 1. Dimensions of three-cavity resonators (mm)

	L_1	L_2	L_3	L_w	r_1	r_2	r_3	r_4	R	t
#1	60	25	17	160	50	25	40	60	70	5
#2	54	26	20	160	45	25	33	37	50	5
#3	48	22	17	160	45	21	40	53	62	4

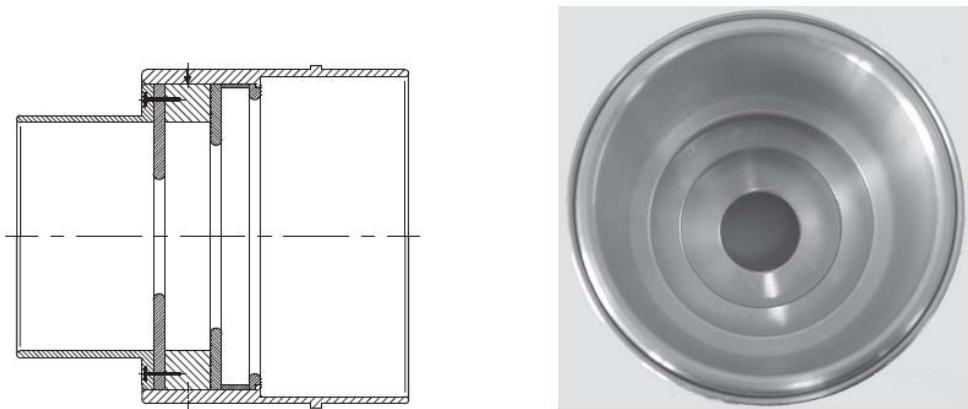


Fig. 4. Resonator drawing (left) and photo (right)

Stainless steel woven anode meshes with 77% and 91% geometric transparency are used in the experiments; the diameter of the mesh thread is 224 μm . The cathodes are made of dense fine-grained graphite MPG-8: solid and ring-type with outer diameters 50, 60, and 71 mm and different hatching.

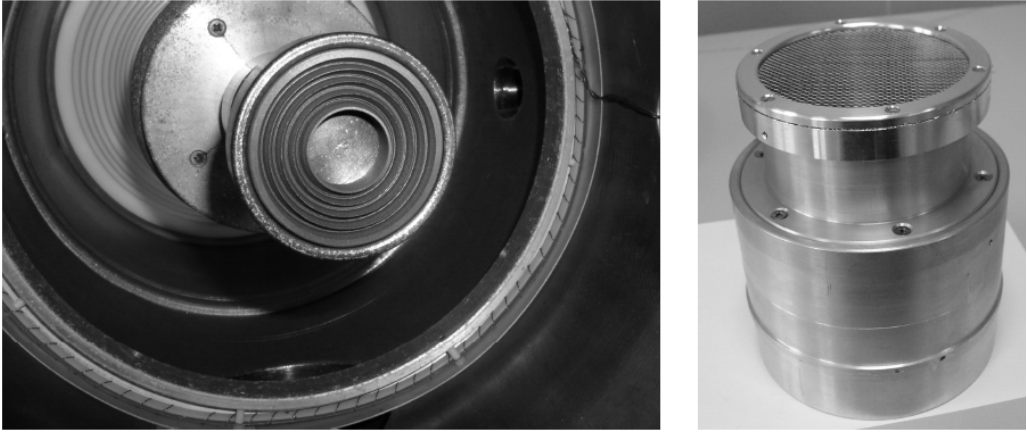


Fig. 5. Cathode installed on the cathode holder (left) and resonator with anode mesh (right)

Three Rogowski coils enable detecting the current derivatives in the system at points 1, 2, and 3 in Fig.1. Accurately measured inductances and resistances in the circuit allow evaluating the EWA voltage and the voltage applied to the cathode. The microwave emission is detected at a distance of 11.5 m from the horn output window by two receiving antennas Geozondas 1 – 4.5 GHz and Tektronix oscilloscopes TDS7704 and TDS7354. All the measuring channels are synchronized.

3. Experimental results

The experimental investigation of an axial vircator with multicavity resonator is intended to ascertain the system parameters providing stable, single-frequency, high-power microwave generation. The typical voltage and current signals obtained for EWA containing 20 wires of 700 mm length are presented in Fig. 6. Two peaks emerge on the voltage curve: the first one (left) corresponds to spark gap closing and the second (right) marks the maximum diode voltage. The diode current value correlates with that in the simulation [15].

The sample of the detected microwave signal and its spectral content obtained by the short-time Fourier transform are shown in Fig.7. All the signals are synchronized. Knowing the gain and directivity of the system output horn and the parameters of the receiving antenna, we can convert the electric field strength measured at a certain distance from the output window to the radiated power.

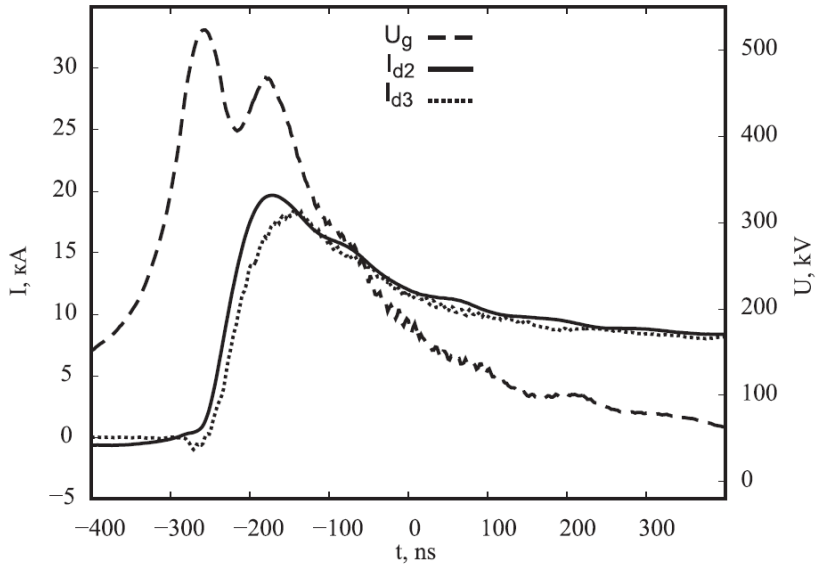


Fig. 6. Evaluated voltage U_g and diode current measured by sensors 2 and 3 (see Fig.1)

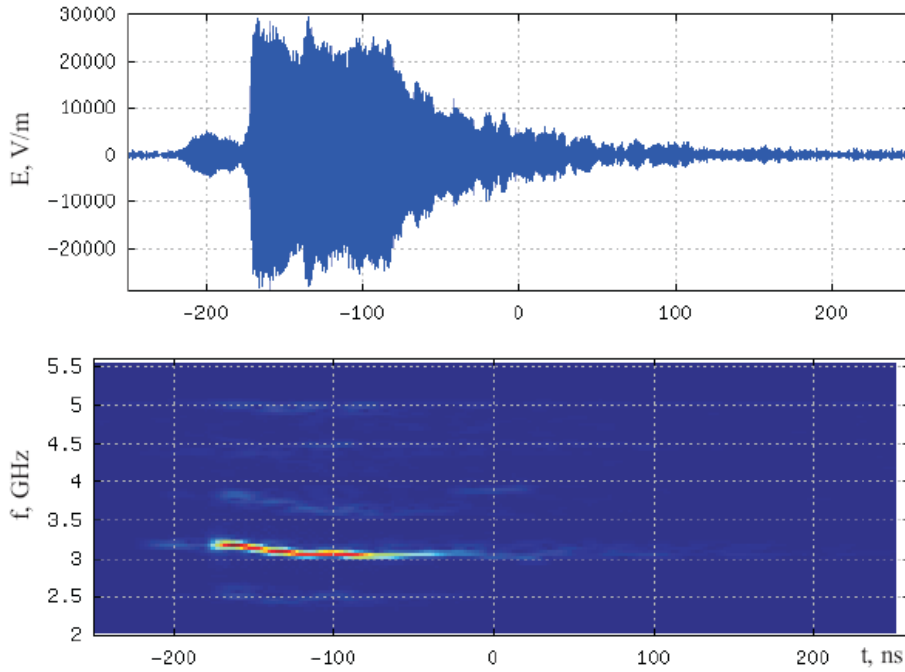


Fig. 7. Detected microwave signal and its spectral content obtained by the short-time Fourier transform

The simulation results [15] are used as a guideline. When selecting what parameter is to be tuned, we analyzed the operation frequency, the microwave pulse duration and amplitude, as well as the correlation between microwave and current pulses.

Resonator #1

According to the simulation [15], at the cathode voltage of 450 kV and the cathode-anode gap $h=14$ mm, the peak power reaches 700 MW at 3.2 GHz. In the experimentally obtained spectrum for the solid cathode with outer diameter of 60 mm at $h=14$ mm, two frequencies are present (see the upper spectrum in Fig.9). The radiation frequency grows with decreasing beam current and voltage, and the radiated peak power is as low as 70 MW. The radiation frequency changes with the cathode-anode gap value change as shown in Fig. 8. This behavior is in harmony with the simulation of radiation spectra for different beam impedance values (see [16]): when the cathode-anode gap is reduced (i. e., the beam impedance is reduced) to appear below a certain value, the basic vircator frequency grows. This is due to an increase of the electron beam plasma frequency [4, 5].

With the cathode-anode gap h varying from 13 to 17 mm, the diode current pulse, the microwave pulse duration, and the peak power remain almost the same; but further increase of h leads to power reduction and the microwave pulse delay with respect to the current pulse. Finally, the cathode-anode gap value $h=16$ mm is selected for later experiments.

The increase of the solid cathode diameter to 71 mm gives $\sim 50\%$ gain in the microwave signal amplitude Fig.10 (peak power is about 120 MW).

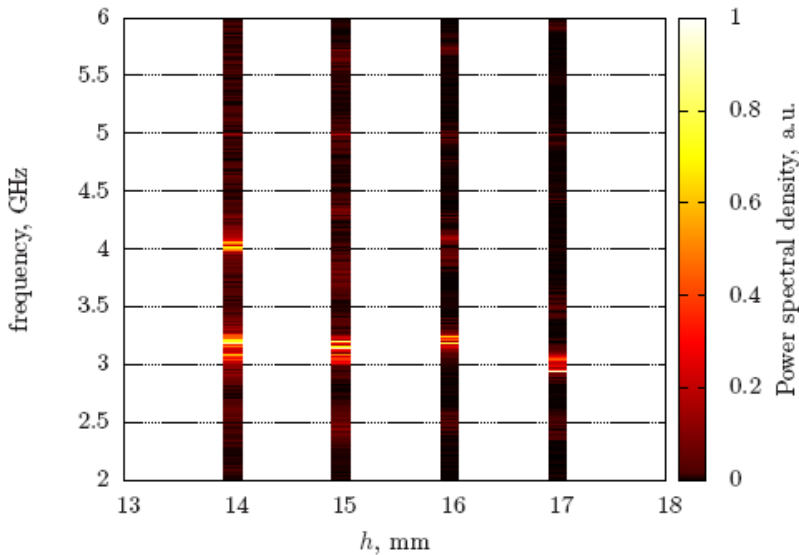


Fig. 8. Comparison of spectra obtained for different cathode-anode gap values.

The increase of the cathode-anode gap provides a suppression of the higher frequency in the spectrum and results in a single-frequency generation (see the lower spectrum in Fig.9 obtained for the same cathode at $h = 17$ mm)

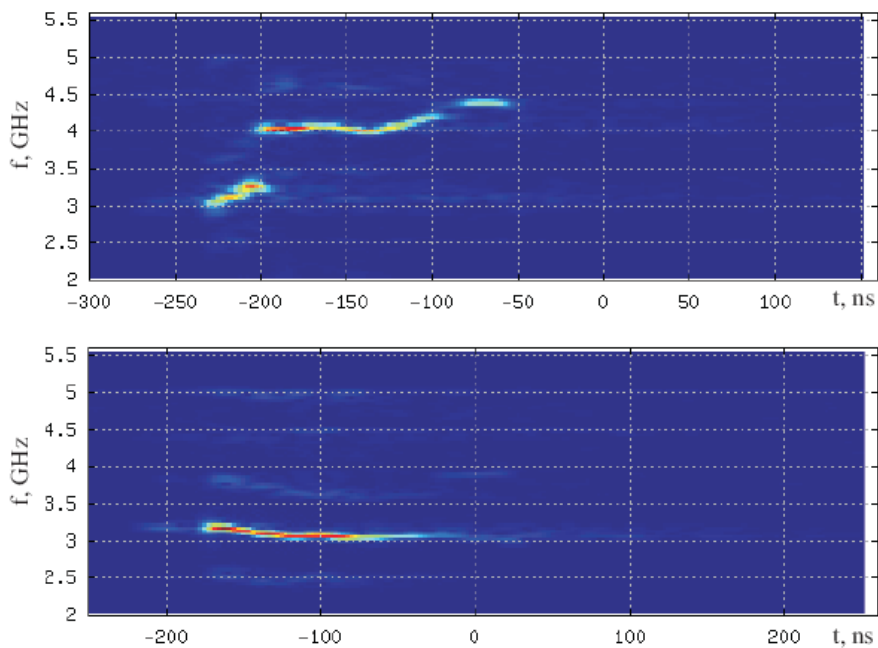


Fig. 9. Spectrogram of the microwave signal obtained for $h = 14$ mm (upper) and $h = 17$ mm (lower)

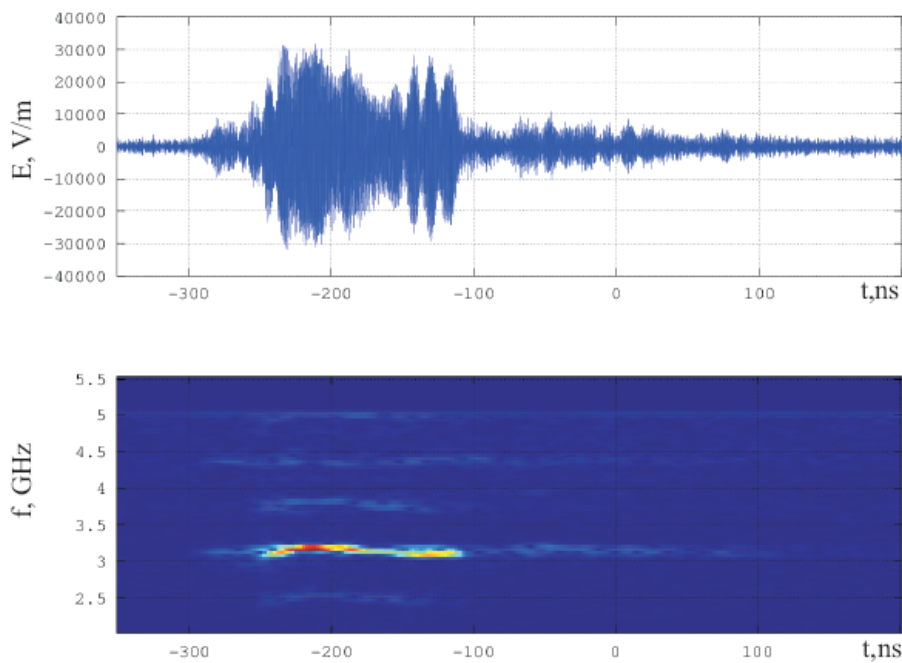


Fig. 10. Detected microwave signal and its spectrogram for the solid cathode with outer diameter 71 mm and cathode-anode gap $h = 16$ mm

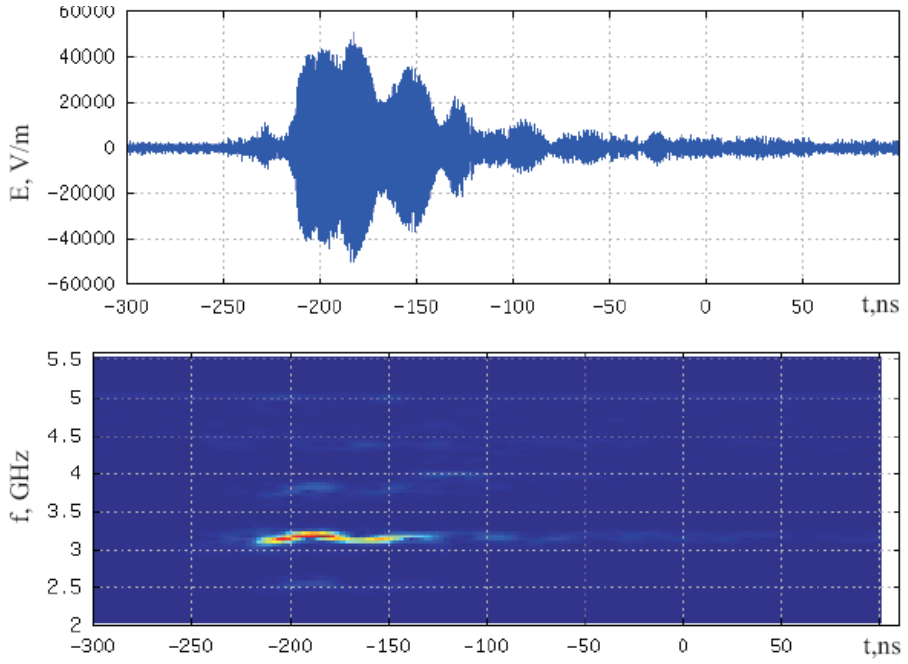


Fig. 11. Detected microwave signal and its spectrogram for the ring-type cathode with outer diameter 60 mm, inner diameter 24 mm, and cathode-anode gap $h = 16$ mm

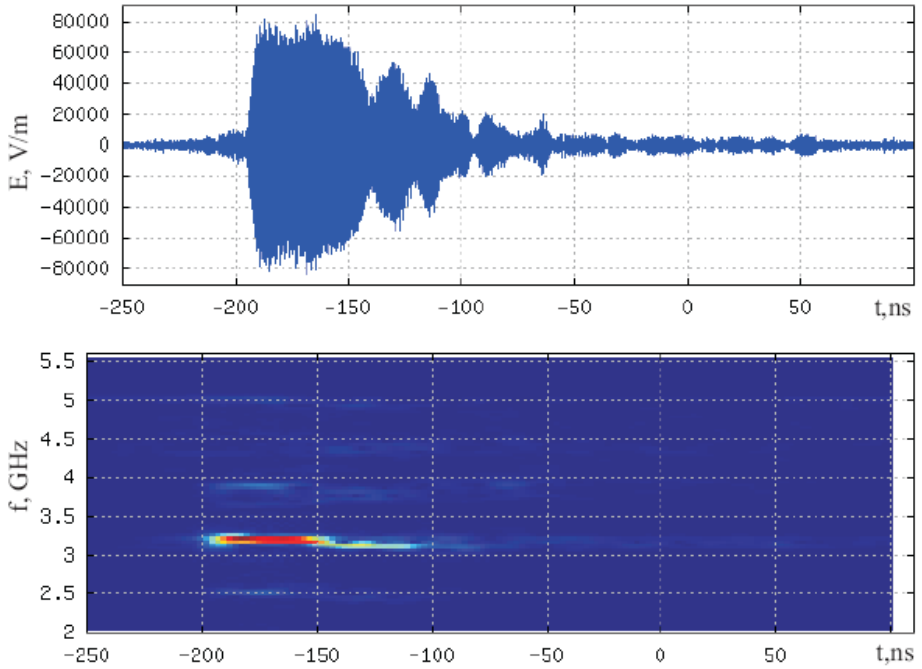


Fig. 12. Detected microwave signal with the highest amplitude and its spectrogram for the ring-type cathode with outer diameter 60 mm, inner diameter 24 mm, and cathode-anode gap $h = 16$ mm

The study of the ring-type cathodes with outer diameter of 60 mm enables us to achieve the peak power values close to those predicted in [15]. The progressive enlargement of the cathode inner diameter from 20 to 24 mm, when keeping all other parameters the same, results in an increase of the peak radiated power to 300 MW (Fig.11) and even to 600 MW in several shots (Fig.12).

The microwave signal decreases at the cathode inner diameters greater than 24 mm.

The comparison of the simulation results [15] and the data obtained experimentally demonstrates a perfect fit in the basic frequency and accordance in the radiated power (see Fig.13)

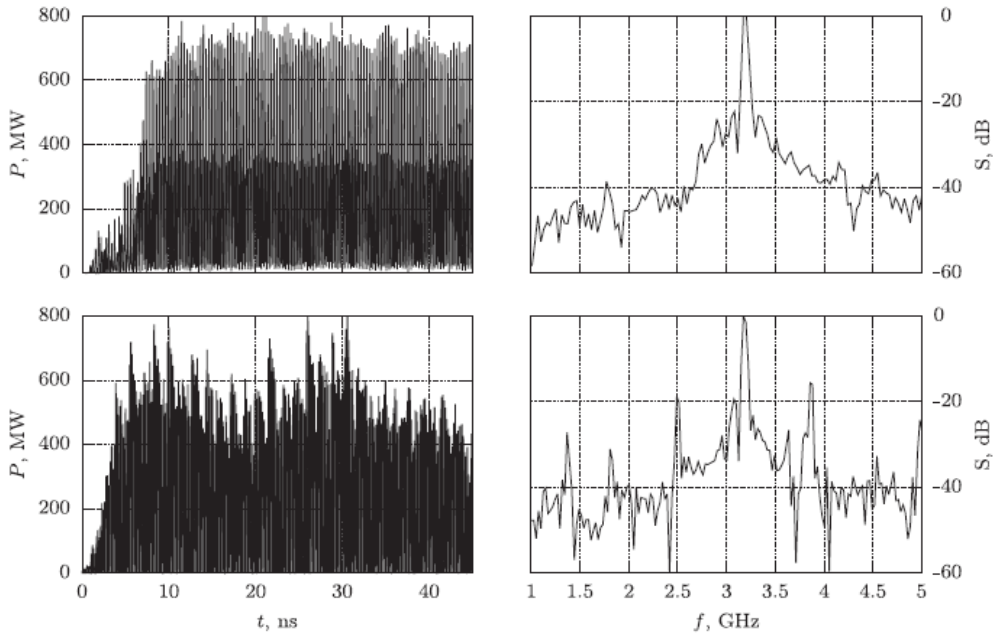


Fig. 13. Comparison of simulation results [15] (upper pictures) and data obtained experimentally (lower pictures) for ring-type cathode with outer diameter 60 mm, inner diameter 24 mm, and cathode-anode gap $h = 16$ mm

Resonator #2

According to the simulation [14, 15], for resonator #2, a stable generation with instantaneous peak power of about 800 MW at the frequency of 3.6 GHz can be obtained.

Performing similar series of experiments, we also managed to find the set of the system parameters for resonator #2 (solid cathode with outer diameter 60 mm and cathode-anode gap 14 mm) stably providing the microwave output as high as 200 MW at the frequency ~ 3.6 GHz (see Fig.14). However, occasional shots with higher power are also observed. The voltage pulse and diode current are the same as in Fig.6.

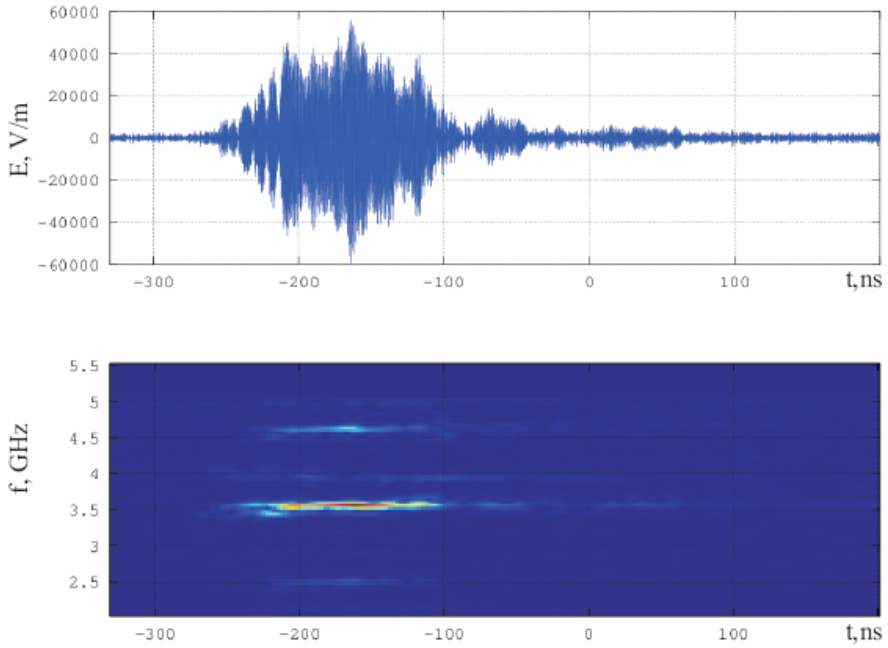


Fig. 14. Detected microwave signal and its spectrogram for resonator #2 with a solid cathode with outer diameter 60 mm and cathode-anode gap $h = 14$ mm

Use of the ring-type cathodes and the cathodes with a diameter other than 60 mm for this case gives no benefit. The increase in the cathode-anode gap is destructive for both single-frequency generation and power level.

4. Conclusion

Multicavity resonators for an axial vircator have been developed and experimentally investigated. The frequency and radiation power have been analyzed for two different resonator designs. The influence of the cathode-anode gap, the cathode shape and size have been considered.

However, the results with the highest power appeared to be poorly reproducible, though the parameters of the system and the records in the utmost and ordinary cases seem to be identical. We associate the observed instability of the results with the features of the electron beam, particularly, the homogeneity of electron emission from the cathode surface and momentum (energy) spread. According to simulation of the axial vircator with multicavity resonators [16], when the momentum (energy) spread is increased from 1% to 5%, the efficiency drops from 6% to $\sim 1\%$. Different variants of cathode hatching have been tested to ensure a homogeneous emission from the cathode surface. The effectiveness of this approach has been confirmed experimentally, but to get a sustained result, a thorough analysis of the cathode-anode gap geometry and the electron beam dynamics is required. In addition, an extremely fast damage of the anode

mesh in the experiments with the ring-type cathodes, in contrast to the experiments with solid cathodes, remains to be explained.

The anode mesh with higher transparency gives no advantages; moreover, additional efforts are needed to retrieve the impedance matching by changing the EWA parameters. Perhaps, anode meshes made of different materials could contribute to the momentum spread decrease.

All the above questions initiate simulation of explosive-emission and electron beam dynamics in a cathode-anode gap for cathode and anode optimization in an axial vircator [18].

Acknowledgment

The authors would like to thank Victor Evdokimov for the sophisticated system design and Nikolai Belous for permanent involvement in the experimental activities.

References

1. *Miller R. B.* An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams; Springer US, 1982
2. *Granatstein V. L., Alexeff I.* High Power Microwave Sources. Boston, MA: Artech House, 1987
3. *Benford J., Swegle J. A., Schamiloglu E.* High Power Microwaves. Second Edition, 2007
4. *Didenko A. N., Fomenko G. P., Gleizer I. Z. et al.* //Proc. of the 3rd International Topical conference on High Power Electron and Ion Beam. Novosibirsk. 1979. Vol. II. P. 683–691
5. *Sullivan D. J.* // IEEE Trans. on Nuclear Sci. 1983. Vol. NS-30, no. 4. P. 3426–3428
6. *Jiang W., Shimada N., Prasad S. D., Yatsui K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32, No. 1. P. 54–59
7. *Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D. et al.* //IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. Vol. 30 P. 1179–1185
8. *Didenko A. N., Gorbachev K. V., Kogutnitskii A.E. et al.* // Proc. of 11th International Conference on High-Power Particle Beams. 1996. Vol. 1. P. 445–448
9. *Champeaux S., Gouard P., Cousin R., Larour J.* // Proc. of 14th International Vacuum Electronics Conference (IVEC2013). doi:10.1109/IVEC.2013.6571105
10. *Liu Z., Shu T., Zhang J., Qian B.* //Plasma Science & Technology. 2003. Vo1.5, No.5 P. 2006–2010
11. *Shu T., Wang Y., Qian B., Tan Q.* // Chin. Phys. Lett. 2002. Vol. 19, No. 11. P. 1646–1649
12. *Li Z., Zhong H., Fan Y. et al.* // Chin. Phys. Lett. 2008. Vol. 25, No. 7. P. 2566–2569
13. *Baryshevsky V., Gurinovich A., Molchanov P., Anishchenko S., Gurnevich E.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. Vol. 41, issue 10. P. 2712–2716
14. *Gurnevich E.A., Molchanov P.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. Vol. 43, issue 4. P. 1014–1017
15. *Molchanov P.V., Gurnevich E. A., Tikhomirov V. V., Siahlo S. E.* Simulation of an axial vircator with a three-cavity resonator. arXiv:1408.1824
16. *Anishchenko S., Gurinovich A.* // J. of Physics: Conf. Ser. 2014. Vol. 490. P. 012116
17. *Anishchenko S. V., Gurinovich A.* // Comput. Sci. Disc. 2014. Vol. 7. P. 015007
18. *Anishchenko S., Gurinovich A.* // Proc. EAPPC2014. P. OA1-5

SHOCK-WAVE INITIATION OF A HIGH-EXPLOSIVE CHARGE TO CREATE AXIALLY SYMMETRIC DETONATION FRONT

A. Gurinovich¹, P. Bogdanovich¹, A. Komorny²

¹*Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University,*

²*Research Institute of Pulse Processes with Pilot Plant, Institute of Powder Metallurgy, National Academy of Sciences of Belarus*

1. Introduction

Helical flux compression generators (HFCG) initiated at one end are well-studied and widely used. They have a relatively high initial inductance (100 μH) and a long operation time (100 μs) limited by the speed of the contact point motion. But there are a number of applications in which a shorter operation time (10 μs) is required. Such operation time is achievable using HFCGs with simultaneous axial initiation of an explosive charge, described, e.g., in [1, 2]. The explosive charge therein is initiated via a chain of electric detonators. To achieve homogeneity and symmetry of the armature expansion in this case, one should use detonators with the function time simultaneity $< 0.2 \mu\text{s}$. Such detonators exist, but are sometimes unavailable to research teams. General industrial detonators have the function time simultaneity $\sim 10 \mu\text{s}$ and cannot be applied.

However, detonation of condensed explosives can be initiated by any intense external action initiating a fast chemical reaction accompanied by a sustained shock wave. Detonation of primary explosives can easily be initiated by shock, friction, or heat. Secondary (brisant) explosives can also be initiated by firing, heating, or a strong shock, but a sustainable detonation thereof is only possible under favorable conditions, the most important of which is a high external pressure produced, e.g., through combustion of the explosives in a closed metal shell. The most reliable way to initiate detonation in secondary, brisant explosives is shock action.

A shock wave can be generated by the explosion of primary explosives, spark discharge, electrical explosion of wires (EEW) [1], or high-velocity impact of a thrown shell. Electrical explosion of wires is accompanied by a shock wave, dispersion of metal, and fast expansion of boiling metal drops and vapor into the ambient, occurring along the whole wire length. With EEW ignition the temperature at a shock wave front reaches 10^4 K , and the pressure amplitude in the ambient can be as high as 1.5 GPa, depending on the supplied energy and the material of the wire, as well as its diameter and length. These values are high enough to initiate detonation in sensitive condensed explosives. High temperature of dispersed molten metal drops also serves to initiate detonation in explosives. Discharge processes could also contribute. But contributions to the above phenomena in detonation initiation are the subject of special research.

Seeking to provide homogeneity and symmetry of the armature expansion, we developed a shock wave unit using electrically exploding wire for initiating high-

explosive (PETN or HMX) charges to create an axially symmetric detonation front. The detonators were made and tested in two designs.

The present paper reports the design details and the results of experiments.

2. Configuration Design

A high-voltage lengthy detonator using an electrically exploding wire of 100–500 μm was developed. Pentaerythritol tetranitrate (PETN) was selected as a sensitive explosive for the detonator for being technologically safe and widely used to load industrial detonators and detonating cords. It has a small critical diameter of the charge that depends on its granulometric composition and is about 0.70–0.86 mm for particle size of 0.025–1.0 mm and 2.1–2.2 mm for particle size of 0.15–0.25 mm [5].

Two detonator modifications were made:

- type detonator: detonating composition is ignited by a shock action via an intervening medium (3-mm-thick plexiglas) (Fig.1)
- type detonator: dense explosive charge is initiated by a high-velocity impact of a thrown shell (Fig.2).

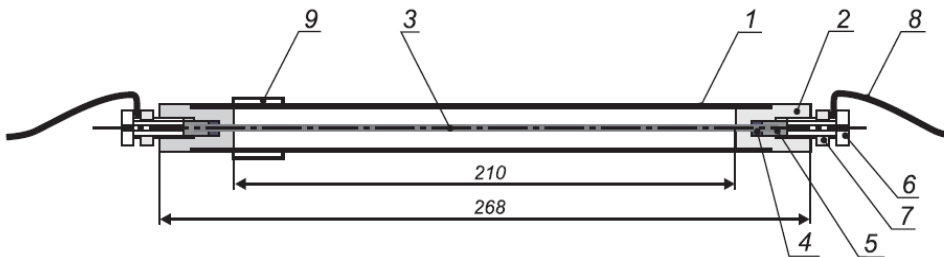


Fig. 1. Design of A-type detonator

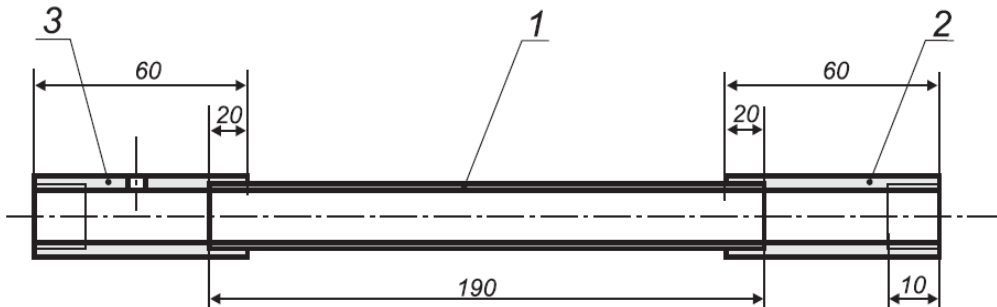


Fig. 2. Design of B-type detonator

A-type detonator (Fig. 1) consists of casing 1 made of a transparent cylindrical, plexiglas shell with the outer and inner diameters of 12 mm and 6 mm, respectively. A duct in the detonator casing is filled with the powder explosive, and then the casing is hermetically sealed by sealing sleeve 9. The transparent casing enables checking the tension and the continuity of wire 3, whose position is rigorously specified: it cannot deviate from the axis or sag in the central section. The current is driven to the wire by

means of two end plugs 2 having the same thread pitch, but the opposite-hand thread forms. This design feature makes it possible to avoid torsional strain when stretching the wire before compacting the charge. The wire is connected to the end plugs by clamps 6 via copper powder 5 (grain size is less than 100 μm) and insert 4. The power source is connected to the end plugs by insulated multifilament copper leads 8 with a 2.5 mm² cross section conductor. The leads are fixed with screw nut 7.

The modified version of the detonator (B-type detonator) comes from the need to initiate high-density explosives (1.4 g/cm³ and more), because the energy of a shock wave propagating in a high-density intervening medium is dissipated, and the secondary charge may not be initiated even under stable initiation of detonation in the explosive charge of the detonator.

A higher initiating power of B-type detonator (Fig. 2) is achieved by initiating the detonation in a high-density charge by a high-velocity impact of a 0.5 mm thrown shell made of aluminium AMC alloy. The modified casing is made up of thrown shell 1 and dielectric extenders 2 and 3, whose outer diameter is larger than the outer diameter of casing 1, thus forming an air gap between the surface of the ductile thrown shell and the initiated explosive charge, where the thrown shell is accelerated. Aluminium was chosen as a shell material for its small density and high ductility that permit high velocity impact with the initiated charge and prevent damage of the shell integrity as the shell flies.

The detonator is made in two stages:

- Assembly and preparation for loading the explosive,
- Compaction of condensed highly brisant explosive to form a blasting cap of the detonator.

The assembly begins with mounting the end plug on the one end of the detonator casing. Then we thread the exploding wire through the punch mark in the end plug and the duct of the detonator. The wire is fixed on the end plug. The other end of the wire is threaded through the punch mark in the other end plug, and the plug is then mounted onto the other end of the casing. The wire is fixed to the other end plug. The punch marks on the end plugs are then hermetically sealed. The wire is stretched by counter-clockwise rotation of the casing at a stationary position of the end plugs. No wire sag is allowed. If the wire is broken, the detonator is disassembled and the broken wire is replaced. Powder PETN preparation before compaction consists in size grading and checking for foreign inclusions: the size of PETN fractions is less than 200 μm . The explosive is compacted using a vibratory table.

3. Experiment

A low inductance 10 μF capacitor bank feeds the electrically exploding wire installed in the detonator via a 33 m long high-voltage coaxial cable. Copper wire with a diameter of 315 μm and a length of 210 mm is used in all the experiments. The applied voltage, which in all our experiments equals 15 kV, is matched to provide the current through the wire sufficient for initiation of PETN charge by wire explosion. The current in the circuit is measured by Rogowski coil. Optical pins are used as time-of-arrival detectors to control:

- electric explosion of wire inside a transparent detonator shell without explosive charge;
- simultaneity of initiation of the detonator charge along its whole length;
- simultaneity of initiation of the main charge in the armature tube by a lengthy detonator.

Step 1. Observation of the electric wire explosion using optical pins. The experimental layout (Fig.3): A-type detonator, whose casing is made of a transparent material (plexiglas), without explosive charge with three optical pins spaced 70 mm apart from one another. The graphs in Fig. 4 show the discharge current and the signals from the optical pins versus time.

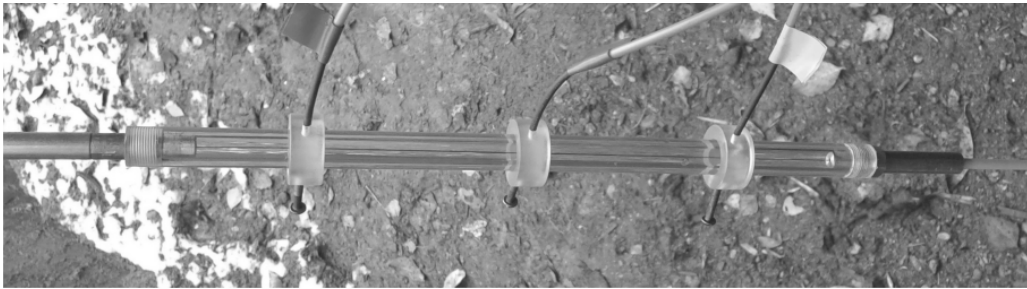


Fig. 3. A-type detonator, whose casing is made of transparent material (plexiglas), without explosive charge

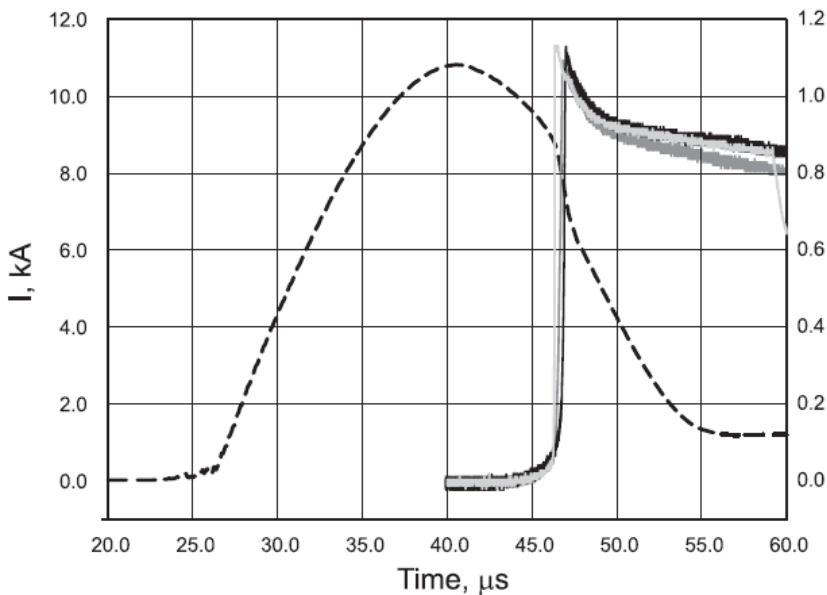


Fig. 4. Discharge current (dashed curve) and three signals from optical pins (solid curves) at explosion of a copper wire in the duct of A-type detonator

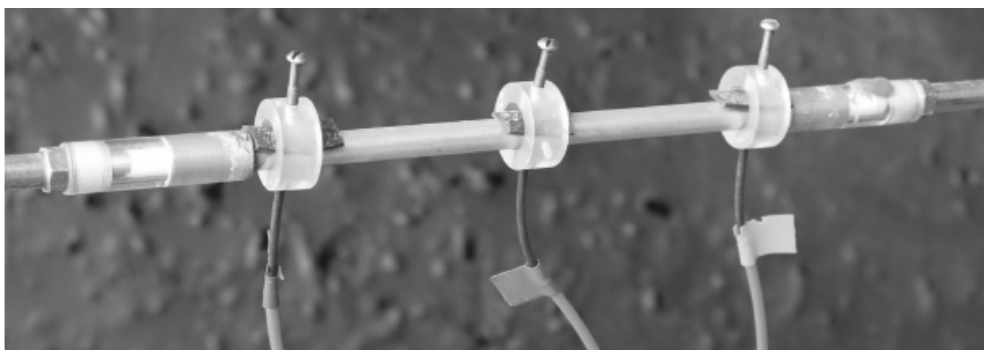


Fig. 5. B-type detonator with explosive charge

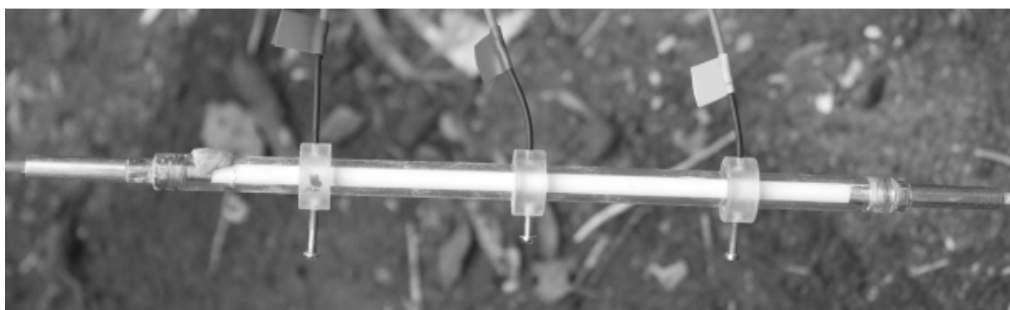


Fig. 6. A-type detonator with explosive charge

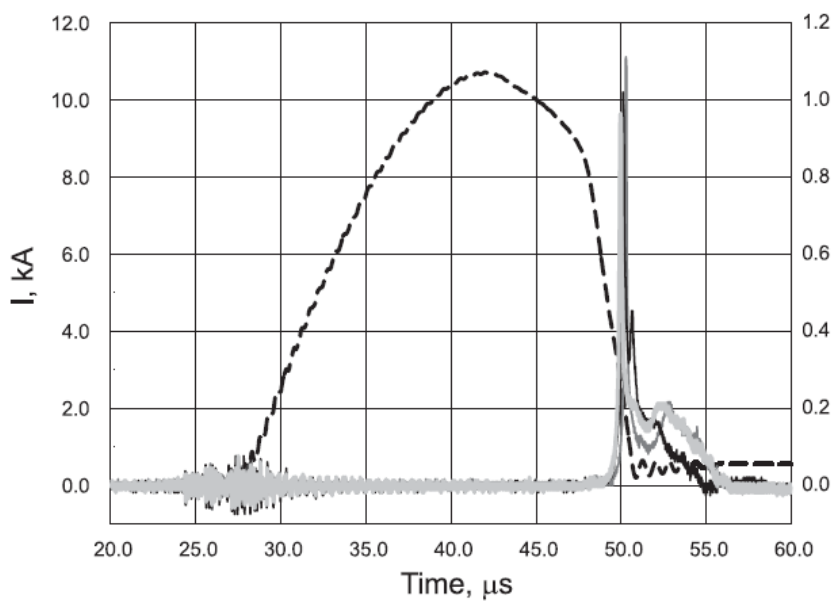


Fig. 7. Discharge current (dashed curve) and three signals from optical pins (solid curves) at copper wire explosion in B-type detonator with PETN charge



Fig. 8. Liner expanded through the failure of retarded HMX charge initiation from the axial detonator

As is seen in Fig.4, for three optical pins distant 70 mm from one another, the arrival time spread is less than 150 ns.

Step 2. Control of the simultaneity of PETN charge initiation along the effective length of the detonator. Simultaneity is controlled using optical pins, each covered with a 30 μm copper shield in a similar manner as in the observation of wire explosion at Step 1. The layout includes detonators of type B (Fig. 5) or A (Fig. 6) filled with PETN. Figure 7 shows a typical curve of time dependence of the discharge current and the signals from optical pins at the PETN charge detonation.

The arrival time spread for three optical pins is less than 150 ns for both types of detonators.

Step 3. The detonator's initiating power was tested for detonators A and B to ascertain steady initiation of the main charge.

In our experiments, we used the armature of length 412 mm and outer diameter of 41 mm with the wall thickness of 3 mm and retarded HMX charge of density 1.47 g/cm^3 . A duct in the charge is formed along the liner's axis and then sized using an extra punch to fit the outer diameter of the detonator – 12 mm. Then the detonator is placed symmetrically into the duct in such a way that it fits closely against the walls of the duct in the main explosive charge. To ensure a uniform initiation of the main charge, the gap between the detonator's surface and the main charge must be less than or equal to 0.03 mm.

The main charge initiation failure occurred in the experiment with A-type detonator (Fig. 8).

The experiment with B-type detonator gave positive results. The experiment was performed with a shorter armature of length 212 mm; the density of retarded HMX charge was 1.47 g/cm^3 . It should be noted that the detonator effective length for deto-

nator B appears less than that for detonator A, the length of the exploding wire being the same for both.

No detonator failure was observed in the experiments. All conclusions about the main charge detonation were made from the analysis of fragments and traces of the armature tube on the protective screens. The protective screens were made of 10mm steel plates and placed at the distance of 1.5 m from the charge. The fragment size, shape and penetration depth were considered.

Experiments are in progress. At the next stage, the expansion velocity for the armature tube with HMX charge initiated by B-type detonator will be measured.

Interestingly, to ensure a reliable charge initiation, the energy delivered to the exploding wire appears to be lower than that necessary for a rigorous wire explosion. Really, according to [3], the current providing wire explosion can be evaluated by the

specific action $h = \int_0^{t_d} j^2 dt$, where j is the current density and t_d is the time to explosion.

The value of the specific action depends on the wire material and is about $4.1 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$ for copper ($3.1 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$ from melting to explosion). In our experiments, the specific action at which successful detonation occurs in the PETN charge adjacent to the exploding wire is $h = (2.1 - 2.4) \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$. It should be mentioned here that it has not been proved that the obtained value of the specific action is the minimum value permitting the initiation of explosives.

A similar relation is known [4] for exploding bridgewire (EBW) detonators using a gold wire: the specific action for gold wire explosion is about $1.8 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$ [3], whereas the value $0.57 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$ is sufficient for EBW detonator operation [4]. This effect can be attributed to several factors, for example, detonation stimulation by discharge processes and deflagration to detonation transition. But all these phenomena fall out of the scope of the present study.

The main challenge of the suggested detonators is that wire explosion requires power supplies capable of storing large amounts of energy. To reduce the required amount of stored energy, one can use copper wires of smaller cross section or replace copper wires with aluminium or gold ones, since the specific action for aluminium (gold) wire explosion is about $1.8 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{s/cm}^4$ [3]. Use of aluminium wires could probably provide additional benefits for explosive initiation in the vicinity of the exploding wire because of increasing the explosion strength due to additional heat release through aluminum burning after detonation.

Fig. 9 exemplifies the use of the suggested detonator in an FCG with axial initiation. Axially initiated detonator 1 is fitted into armature 2 installed coaxially with FCG 3. The length of the armature is such that it allows for loading extra explosive charges 5 of density $1.0 - 1.2 \text{ g/cm}^3$, thus reducing the effects of main charge 4 discharge. Outer covers 6 of the armature provide a means of preventing the explosives from spilling during the installation into the FCG. The projecting open ends of the armature are encased in sleeves 7 to prevent them from being untimely cut off along the open face ends of the flanges during the armature expansion. Leads 8 connect the detonator to a high-voltage capacitor bank.

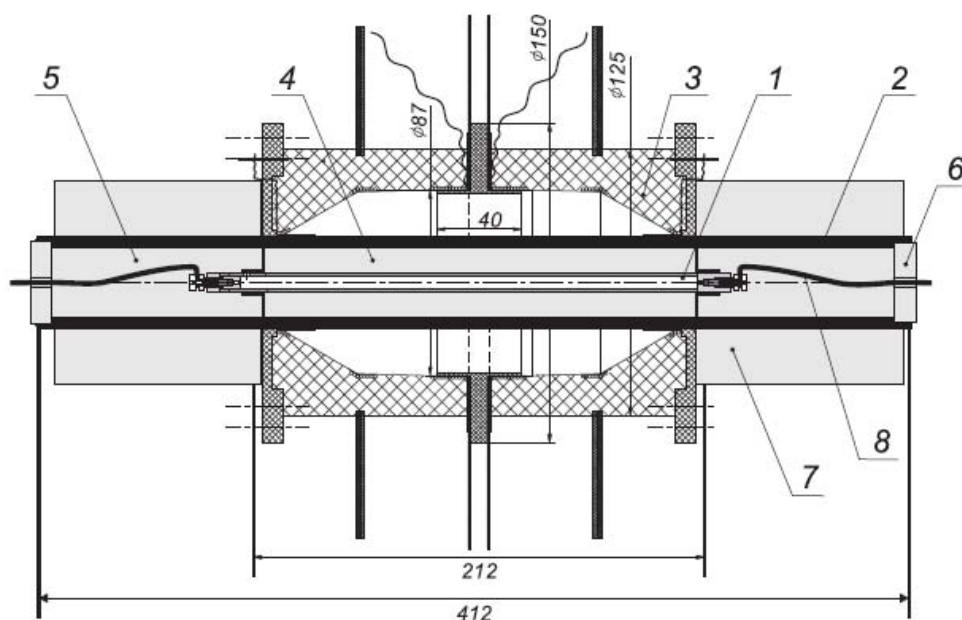


Fig. 9. Scheme of detonator installation into FCG

4. Conclusion

The experiments on the initiation of high-explosive charges by a shock wave initiation unit with a lengthy exploding wire fuse have been described. The simultaneity of initiation of the detonator charge along its length and the simultaneity of initiation of the main charge in the armature tube by a lengthy detonator have been experimentally confirmed.

References

1. Zherlitsyn A.G. et al. // *Teplofiz. Vys. Temp.* (in Russian). 1990. Vol. 28, n.5. P. 988–994
2. Kravchenko A. S. et al. // *High Temperature*. 2004. Vol. 42, n.4. P. 539–544
3. Mesyats G. A. *Pulsed Power*, Kluwer Academic, New York. 2005. P. 29–54
4. Tucker T. J. *Explosive Initiators*. Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico, Proceedings of 12th Annual Symposium of the New Mexico Section of the ASMS March 2–3, 1972
5. Andreev K. K., Belyaev A. F. *Theory of Explosives*. Moscow, 1960 (in Russian)

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ В МОДЕЛИРОВАНИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБРАЗУЕМОГО СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НЕОДНОМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

С. Н. Сытова

Введение

Принцип работы объемных лазеров на свободных электронах (ОЛСЭ) основан на взаимодействии релятивистского электронного пучка в синхронизме с формирующимися в области генерации двумя или более сильно связанными электромагнитными волнами в существенно неоднородной геометрии вследствие динамической дифракции Брэгга вблизи пересечения корней дисперсионного уравнения [1, 2]. Теория ОЛСЭ справедлива во многоволновых геометриях для всех частотных диапазонов [3, 4]. В качестве резонатора в различных диапазонах длин волн выступают естественные кристаллы (в рентгеновском диапазоне) либо искусственные пространственно-периодические структуры – электромагнитные (фотонные) кристаллы в других диапазонах. Длина периода пространственной решетки такого кристалла пропорциональна длине волны. Экспериментальное исследование ОЛСЭ в настоящее время проводится в НИИ ЯП БГУ в диапазоне длин волн ГГц с сеточными и фольговыми многосекционными резонаторами (фотонными кристаллами) [5].

Главной особенностью ОЛСЭ является одновременное выполнение двух условий – условия синхронизма электронного пучка с электромагнитными волнами и условия дифракции этих волн в резонаторе в области вблизи пересечения корней дисперсионного уравнения. Ни в одном из известных электронных приборов кроме ОЛСЭ не используется работа генератора в таких условиях. Динамическая дифракция, в результате которой в области генерации формируются две (или более) сильно связанные волны, обеспечивает объемную распределенную обратную связь (ОРОС), в которой волновые векторы проходящих и дифрагированных волн, а также вектор скорости электронов пучка расположены под углами друг к другу. В результате электромагнитные волны взаимодействуют с электронным пучком более эффективно, поскольку групповая скорость электромагнитной волны резко уменьшается, излучение за счет непрерывного переотражения на периодических плоскостях резонатора задерживается в области взаимодействия электронного пучка с волной и, таким образом, взаимодействие происходит более эффективно. Еще одно преимущество ОЛСЭ – его сверхразмерность, означающая использование электронного пучка с поперечным сечением много больше длины волны. Благодаря этому и ОРОС электроны пучка более эффективно отдают свою энергию электромагнитному полю. Большие поперечные размеры электронного пучка позволяют распределить его мощность и мощность генерируемой волны по большему объему, тем самым снижая локальную нагрузку на

отдельные элементы. Генерация большого количества нежелательных мод, ведущая к деструктивной интерференции и некогерентности излучения, подавляется ОРОС, которая позволяет выделить требуемые моды и подавить нежелательные.

В [2, 6] показано, что ОЛСЭ может функционировать в конфигурации с несколькими пучками заряженных частиц и такие многопучковые ОЛСЭ могут быть рассмотрены как системы с фазовой синхронизацией – self-phase-locking system. Аналогами многопучковых ОЛСЭ являются двухпоточковые, многопоточковые и многопучковые ЛСЭ, широко исследуемые начиная с начала 80-х годов [7–10].

Линейный режим работы ОЛСЭ изучен достаточно хорошо [1–4], но он быстро сменяется нелинейной стадией, на которой происходит основная генерация излучения. Математические модели этой стадии представляют собой системы многомерных нелинейных интегро-дифференциальных уравнений. Очевидно, что нелинейный режим работы может быть исследован только методами математического моделирования [11–18].

В данной работе предлагается обобщенная система уравнений, описывающая различные геометрии многоволновых ОЛСЭ, включая многосекционные ОЛСЭ, а также внешние зеркала, дисперсию электромагнитных волн в системе и др. Предлагается вариант ОЛСЭ, когда через резонатор могут двигаться несколько пучков (навстречу либо параллельно), находясь в синхронизме с одной из электромагнитных волн. Такая система уравнений может быть получена из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд. Пучки заряженных частиц моделируются усреднением по фазам влета релятивистских электронов в область взаимодействия – по моменту и поперечной координате влета. В [11] предложена система для двухволнового ОЛСЭ с внешними зеркалами, а также методы ее решения. В [12–13] рассматриваются различные многоволновые схемы ОЛСЭ. В [13] также была исследована система с учетом дисперсии электромагнитных волн и было показано, что хотя характер динамического решения ОЛСЭ сохраняется, дисперсию электромагнитных волн в системе учитывать необходимо, особенно при исследовании различных хаотических режимов работы ОЛСЭ. Система уравнений для многопучковых ОЛСЭ впервые рассматривались в [14].

В данной работе предлагаются также численные методы решения обобщенной системы, позволяющие использовать параллельные вычисления, а также некоторые результаты моделирования ОЛСЭ, в частности, промоделирована работа двухволнового двухпучкового ОЛСЭ.

Обобщенная система уравнений ОЛСЭ

Рассмотрим несколько схем ОЛСЭ. На Рис. 1а изображена схема «классического» двухволнового ОЛСЭ в геометрии Брэгга. Здесь релятивистский электронный пучок со скоростью u падает на резонатор (фотонный кристалл) длиной L . Проходя через резонатор, электроны пучка начинают испускать спонтанное излучение, которое при одновременном выполнении условий дифракции

$2\mathbf{k}\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^2 \approx 0$ и условий синхронизма $|\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}| = \delta\omega \approx 0$ преобразуется в коллективное квазичеренковское излучение с частотой ω и волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – вектор обратной решетки резонатора (отмечены на Рис.1а цифрами 3 и 4).

В ОЛСЭ возможны несколько различных режимов работы. Первый режим – когда величина плотности тока пучка j либо длина системы L меньше пороговых значений и коллективное излучение отсутствует. Следующий режим – режим усиления электронным пучком внешних падающих электромагнитных волн (отмеченных на Рис.1а цифрами 1 и 2) – реализуется при достижении критических пороговых величин j или L , когда потери в системе сравниваются с энергией излучения. При дальнейшем увеличении тока или длины системы и превышении ими следующего порогового значения осуществляется режим генерации.

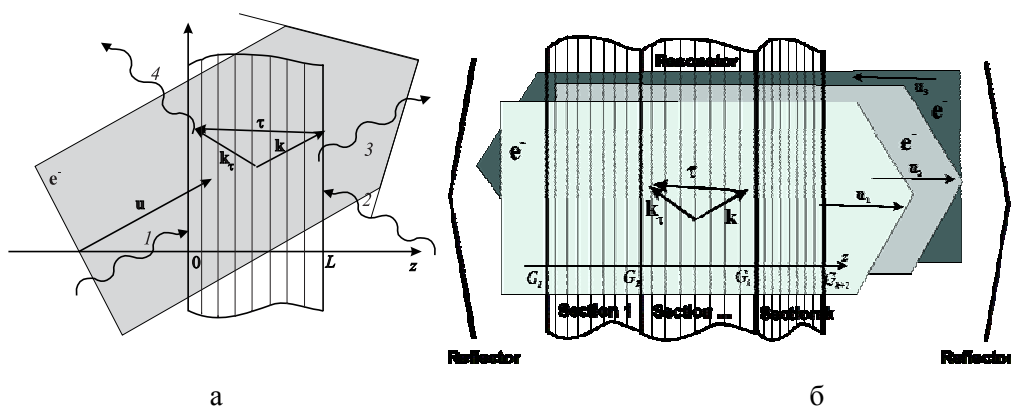


Рис. 1. Схемы ОЛСЭ: двухволновой ОЛСЭ в геометрии Брэгга (а), многопучковый многосекционный ОЛСЭ с внешними зеркалами (б)

В многопучковом ОЛСЭ несколько электронных пучков проходят через резонатор и находятся в синхронизме с разными электромагнитными волнами в системе. Вариант, когда на систему падают несколько электронных пучков со слегка различающимися скоростями, находящихся в синхронизме с одной волной, будет ОЛСЭ с многопотоковой неустойчивостью. Также можно рассмотреть резонатор, состоящий из нескольких секций с различными параметрами, и другие варианты, в том числе установку снаружи системы внешних зеркал, обеспечивающих дополнительную ОРОС электромагнитных волн в системе. Все это изображено на Рис. 16.

Таким образом, система уравнений, описывающая вышеперечисленные случаи, может быть получена следующим образом. Пусть резонатор ОЛСЭ длиной L состоит из l секций с отличающимися параметрами. Рассмотрим следующую область:

$$\Omega = \mathbf{G}(z) \cup \{-2\pi \leq p \leq 2\pi\} \cup \{t > 0\}, \quad (1)$$

$$\mathbf{G}(z) = \bigcup_{i=1}^l G_i, G_i = [z_i^1, z_i^2], z_i^2 = z_{i+1}^1, z_1^1 = 0, z_l^2 = L.$$

Пусть в системе в условиях динамической дифракции образуются N электромагнитных волн $E_i(z, t)$ по n_i волн в каждой i -той секции, $\sum_{i=1}^l n_i = N$. Пусть

на систему падает $M = M^{left} + M^{right}$ пучков электронов: M^{left} пучков, пришедших с границы $z = 0$, и M^{right} пучков, пришедших с границы $z = L$. Каждый пучок с начальной скоростью u_m описывается фазой $\theta_m(t, z, p)$ электронов относительно электромагнитной волны и считается во всей области $\mathbf{G}$. В каждой секции он может находиться в синхронизме с одной волной E_α с волновым вектором $\mathbf{k}_\alpha$. Мы не рассматриваем синхронизм пучка одновременно с несколькими волнами, поскольку он практически недостижим по параметрам дифракции. Решение ищется в виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^N \mathbf{e} E_j(z, t) e^{i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=1}^M \mathbf{e} j_m(z, t) e^{i(\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r} - \omega t)},$$

где $\mathbf{e}$ – вектор поляризации.

Тогда из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд система уравнений поля относительно вектора амплитуд

$$\mathbf{E} = (E_1, E_2, \dots, E_N)^T, \quad E_j = E_j(t, z), \quad z \in G_i, \quad j = \sum_{k=1}^{i-1} n_k + j, \quad j = 1, 2, \dots, n_i$$

и вектора правых частей размерности N $\mathbf{I} = (I_1, I_2, \dots, I_M, 0, \dots, 0)^T$ может быть в матричном виде записана следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \mathbf{C} \mathbf{E} &= \mathbf{D} \mathbf{I}, \\ \mathbf{A} &= \begin{pmatrix} 1+a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1N} \\ a_{21} & 1+a_{22} & \dots & a_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & 1+a_{NN} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & b_{NN} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{C} &= \begin{pmatrix} c_{11} & \dots & c_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{N1} & \dots & c_{NN} \end{pmatrix}, \\ I_m &= \Phi_m \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{4\pi} \left(e^{-i\theta_m(t, z, p)} + e^{-i\theta_m(t, z, -p)} \right) dp, \quad m = 1, 2, \dots, M, \\ \frac{\partial^2 \theta_m(t, z, p)}{\partial z^2} &= \Psi_m \left(k_{\alpha z} - \frac{\partial \theta_m(t, z, p)}{\partial z} \right)^3 \operatorname{Re} \left(E_\alpha(t - z/u_m, z) e^{i\theta_m(t, z, p)} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Граничные условия для амплитуд поля и фаз пучков имеют вид:

$$\mathbf{E}(t, \Gamma_1) = \mathbf{E}^0(t) + \mathbf{F} \mathbf{E}(t, \Gamma_2), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_m(t, \Gamma_1^m, p)}{\partial z} = k_{mz}^0 - \omega / u_m, \quad \theta_m(t, \Gamma_1^m, p) = p. \quad (6)$$

Компоненты векторов Γ_1 и Γ_2 для волны с амплитудой E_j есть соответственно координаты «входа» и «выхода» этой волны в i -той секции (z_i^1 и z_i^2 либо наоборот в зависимости от направления распространения волн). Граничные условия (5) для волн $\mathbf{E}$ содержат амплитуды внешних падающих на резонатор (при $z = 0$ и $z = L$) волн $\mathbf{E}^0$, которые могут быть равными либо отличными от 0, в том числе иметь некую форму во времени (например, Гаусса). Внутренние граничные условия перехода волн из одной секции в другую и условия связи, описывающие внешние зеркала [11], задаются вторым слагаемым правой части (5).

В (6) Γ_1^m равно 0 либо L в зависимости от того, с какой стороны резонатора пришел m -й электронный пучок – слева или справа. k_{mz}^0 соответствует проекции на ось z волнового вектора электромагнитной волны в первой секции влета пучка, находящейся в синхронизме с пучком.

Матрица $\mathbf{A}$ может быть единичной диагональной в отсутствие дисперсии в системе, либо иметь соответствующие члены a_{kj} , описывающие дисперсию (см. [13]). Матрица $\mathbf{B}$ является диагональной и содержит направляющие косинусы дифракции. Коэффициенты c_{kj} матрицы $\mathbf{C}$ описывают системные дифракционные параметры, в том числе коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки, либо 0 для несвязанных между собой волн с номерами k и j . Матрица $\mathbf{D}$ состоит из нулей и единиц, описывая связь между волнами и пучками. Вид коэффициентов системы (2)–(6) можно найти в [11–13].

Обратим внимание, что система (2)–(6) является одномерной (1D) системой, в которой рассматривается одна пространственная координата z . Тем не менее она хорошо описывает двумерность или трехмерность геометрии динамической дифракции, что вкупе с моделированием широкого в поперечном сечении электронного пучка дает удовлетворительные результаты по моделированию двумерных и трехмерных систем.

Двухпучковый двухволновой ОЛСЭ

Распишем аккуратно систему (2)–(6) для случая двухпучкового двухволнового односекционного ОЛСЭ-генератора в геометрии Брэгга. Оба электронных пучка, движущихся в резонаторе со скоростями $\mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2$, находятся в синхронизме с одной из волн – проходящей и дифрагированной и описываются фазами электронов $\theta_1(t, z, p)$ и $\theta_2(t, z, p)$.

Итак, решение ищется в виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}(E(z, t)e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} + E_r(z, t)e^{i(\mathbf{k}_r\mathbf{r} - \omega t)}),$$

где $\mathbf{k}_r = \mathbf{k} + \boldsymbol{\tau}$, $\boldsymbol{\tau}$ – вектор обратной решетки резонатора.

Перепишем (2)–(6) без учета дисперсии следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E}{\partial t} + \gamma_0 c \frac{\partial E}{\partial z} + 0.5 i l E - 0.5 i \omega \chi_\tau E_\tau &= 2\pi j_1 \Phi_1 \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} \left(e^{-i\theta_1(t, z, p)} + e^{-i\theta_1(t, z, -p)} \right) dp, \\
\frac{\partial E_\tau}{\partial t} + \gamma_\tau c \frac{\partial E_\tau}{\partial z} - 0.5 i \omega \chi_{-\tau} E + 0.5 i \omega l_1 E_\tau &= 2\pi j_2 \Phi_2 \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} \left(e^{-i\theta_2(t, z, p)} + e^{-i\theta_2(t, z, -p)} \right) dp, \\
\frac{\partial^2 \theta_1(t, z, p)}{\partial z^2} &= \frac{e\Phi_1}{m\gamma_1^3 \omega^2} \left(k_z - \frac{\partial \theta_1(t, z, p)}{\partial z} \right)^3 \operatorname{Re}(E(t - z / u_1, z)) e^{i\theta_1(t, z, p)}, \\
\frac{\partial^2 \theta_2(t, z, p)}{\partial z^2} &= \frac{e\Phi_2}{m\gamma_2^3 \omega^2} \left(k_{\tau z} - \frac{\partial \theta_2(t, z, p)}{\partial z} \right)^3 \operatorname{Re}(E_\tau(t - z / u_2, z)) e^{i\theta_2(t, z, p)}, \\
E(t, 0) &= 0, \quad E_\tau(t, L) = 0, \\
\frac{\partial \theta_1(t, 0, p)}{\partial z} &= k_z^0 - \omega / u_1, \quad \theta_1(t, 0, p) = p, \\
\frac{\partial \theta_2(t, L, p)}{\partial z} &= k_{\tau z}^0 - \omega / u_2, \quad \theta_2(t, L, p) = p, \\
t > 0, \quad z &\in [0, L], \quad p \in [-2\pi, 2\pi].
\end{aligned} \tag{7}$$

Здесь γ_0 и γ_τ – направляющие косинусы дифракции. Системные параметры определяются как

$$l_0 = (k_i^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) / \omega^2, \quad l = l_0 + \delta_0, \quad l_\tau = (k_\tau^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon_0) / \omega^2, \quad l_1 = l_\tau + \delta_1.$$

δ_0 и δ_1 есть отклонения от точного выполнения условия синхронизма для обоих пучков, γ_1 и γ_2 – их Лоренц-факторы.

$$\Phi_1 = \sqrt{l_0 + \chi_0 - c^2 / (u_1 \gamma_1)^2}, \quad \Phi_2 = \sqrt{l_\tau + \chi_0 - c^2 / (u_2 \gamma_2)^2}.$$

$\varepsilon_0 = 1 + \chi_0$ – диэлектрическая проницаемость среды, $\chi_0, \chi_{\pm\tau}$ – коэффициенты разложения диэлектрической проницаемости среды в ряд по векторам обратной решетки.

Численные методы

Приведем численные методы для решения системы (2)–(6). Везде ниже, где это удобно, будем пользоваться обозначениями [19]. Отметим, что индексы в разностных уравнениях не следует путать с использованными в предыдущих разделах обозначениями.

Введем в области (1) равномерные сетки:

$$\begin{aligned}
\omega_l &= \{t_l = l h_l, l = 0, 1, \dots\}, \quad \omega_z = \{z_n = n h_z, n = 0, 1, \dots, N_z, N_z h_z = L\}, \\
\omega_p &= \{p_j = h_p j, j = -N_p, \dots, -1, 0, 1, \dots, N_p, h_p N_p = 2\pi\}.
\end{aligned}$$

Тогда для решения уравнений (3) можно записать разностное уравнение:

$$\hat{\theta}_{m\bar{z}z}^j = \Psi \left(k - \hat{\theta}_{mz}^j \right)^3 \operatorname{Re} \left(\tilde{E} \exp(i\theta_m^j) \right), \quad j = 0, \pm 1, \dots, \pm N_p, \quad (8)$$

$$\hat{F} = \Lambda \sum_{j=0}^{N_p} c_j \left(\exp(-i\hat{\theta}_m^j) + \exp(-i\hat{\theta}_m^{-j}) \right),$$

где $\tilde{E} = E(t_l - \eta^m t_n, z_n)$, $\eta^m = h_z / (h_l u_m)$.

В расчетах берется целая часть η^m . Здесь u_m – скорость m -того электронного пучка, с которым находится в синхронизме рассматриваемая волна. При $t_l - \eta^m t_n < 0$ полагаем $\tilde{E} = E(0, z_n)$. c_j – коэффициенты квадратурной формулы. Для численного интегрирования была использована формула трапеций. Полагаем $\theta^j = h_p j$ для внутренних точек сетки.

Разностная схема для (2) имеет вид:

$$\mathbf{A} \frac{\hat{\mathbf{E}}_n - \mathbf{E}_n}{h_t} + \mathbf{B} \frac{\hat{\mathbf{E}}_n - \hat{\mathbf{E}}_{n\pm 1}}{h_z} + \mathbf{C} \frac{\hat{\mathbf{E}}_n + \hat{\mathbf{E}}_{n\pm 1}}{2} = \mathbf{D}\mathbf{I}, \quad (9)$$

$$I_m = \Phi_m \sum_{j=0}^{N_p} c_j \left(\exp(-i\hat{\theta}_{mn}^j) + \exp(-i\hat{\theta}_{mn}^{-j}) \right).$$

$\mathbf{B} \frac{\hat{\mathbf{E}}_n - \hat{\mathbf{E}}_{n\pm 1}}{h_z}$ означает, что для каждой компоненты поля E на разностной

сетке необходимо брать правую или левую разностную производную по z в зависимости от направления распространения данной волны в резонаторе. Для разностных уравнений (8) направление движения пучка электронов (слева направо или наоборот) непринципиально, поскольку здесь стоит разностная производная второго порядка (в левой части уравнения) и центральная разностная производная (справа). Граничные условия в системе аппроксимируются точно.

Результаты численного моделирования

Проведенное в [11]–[18] математическое моделирование нелинейной стадии работы ОЛСЭ подтвердило все основные физические закономерности и принципы его работы. Показано, что для эффективной генерации существует оптимальный набор параметров ОЛСЭ. Получены пороги генерации для экспериментальных установок ОЛСЭ. Показано, что ОЛСЭ является динамической системой с особенностями нелинейной динамики генерации, обусловленными нелокальной природой взаимодействия пучка электронов с электромагнитным полем в условиях дифракции. В процессе исследования хаотической природы ОЛСЭ были изучены его пространственно-временная и фазовая динамика. Получены различные динамические режимы работы ОЛСЭ со сложной их трансформацией. Исследована чувствительность различных режимов к изменению начальных условий. Построены различные параметрические карты перехода к хаосу.

Рассмотрим результаты математического моделирования двухпучкового двухволнового односекционного ОЛСЭ в соответствии с системой уравнений (7). Параметры рассматриваемого ОЛСЭ приближены к реальным параметрам установок [5]. Оба электронных пучка находятся в синхронизме с одной из волн – проходящей и дифрагированной и летят навстречу друг другу. Поскольку рассматриваемые плотности пучков незначительны, можно легко показать, что они взаимодействуют только с электромагнитным полем через объемную распределенную обратную связь, обеспечиваемую дифракцией. Более того, пучки могут быть разнесены в пространстве, поскольку мы рассматриваем широкий в поперечном сечении резонатор и ОРОС.

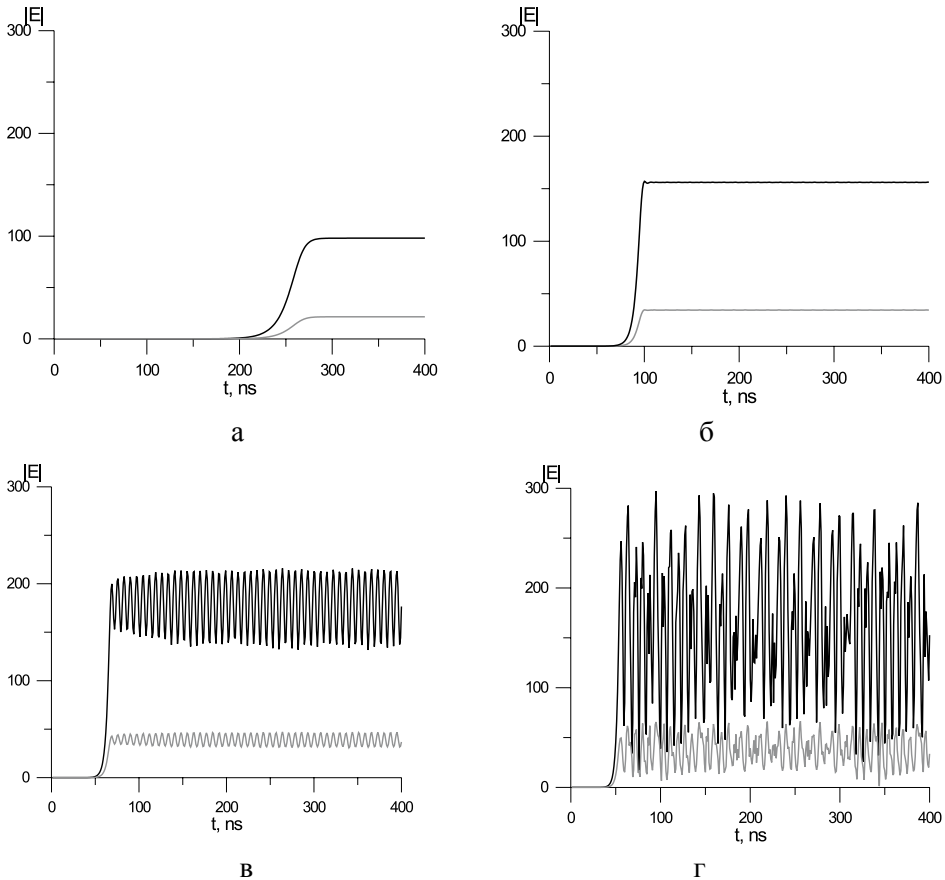


Рис. 2. Временная зависимость амплитуд проходящей и дифрагированной волн для различной плотности тока первого электронного пучка при фиксированном значении второго. Серые линии – проходящая волна при $z = L$, черные линии – дифрагированная волна при $z = 0$

На Рис.2 приведены временные зависимости амплитуд проходящей и дифрагированной волн для следующих плотностей токов электронных пучков: $j_2 = 2 \text{ кА/см}^2$ и на Рис.2а – $j_1 = 100 \text{ А/см}^2$, б – $j_1 = 150 \text{ А/см}^2$, в – $j_1 = 200 \text{ А/см}^2$, г – $j_1 = 250 \text{ А/см}^2$. Серые линии соответствуют модулю амплитуды проходящей вол-

ны при $z = L$, черные линии – дифрагированной волны при $z = 0$. При отсутствии первого пучка ($j_1 = 0$) плотность второго пучка $j_2 = 2 \text{ кА/см}^2$ находится ниже порога генерации и излучения в системе нет. Введение очень маленького по сравнению с $j_2 = 2 \text{ кА/см}^2$ значения плотности тока первого пучка $j_1 = 100 \text{ А/см}^2$ приводит к превышению порога генерации и получению стационарного одночастотного режима (см. Рис.2а). Следующее значение $j_1 = 150 \text{ А/см}^2$ приводит к увеличению амплитуд поля при сохранении одночастотного режима (см. Рис.2б). Значение $j_1 = 200 \text{ А/см}^2$ дает периодическое решение (см. Рис.2в), а $j_1 = 250 \text{ А/см}^2$ (см. Рис.2г) – хаотическое решение с элементами переходного хаоса (transient chaos). Низкоамплитудные колебания переходят в высокоамплитудные. Кстати, в отсутствие второго пучка пороговое значение генерации есть $j_1 = 250 \text{ А/см}^2$. Таким образом, видно, что наличие двух пучков в системе позволяет существенно понизить пороговые значения токов в системе, а также является одним из механизмов контроля хаоса в системе.

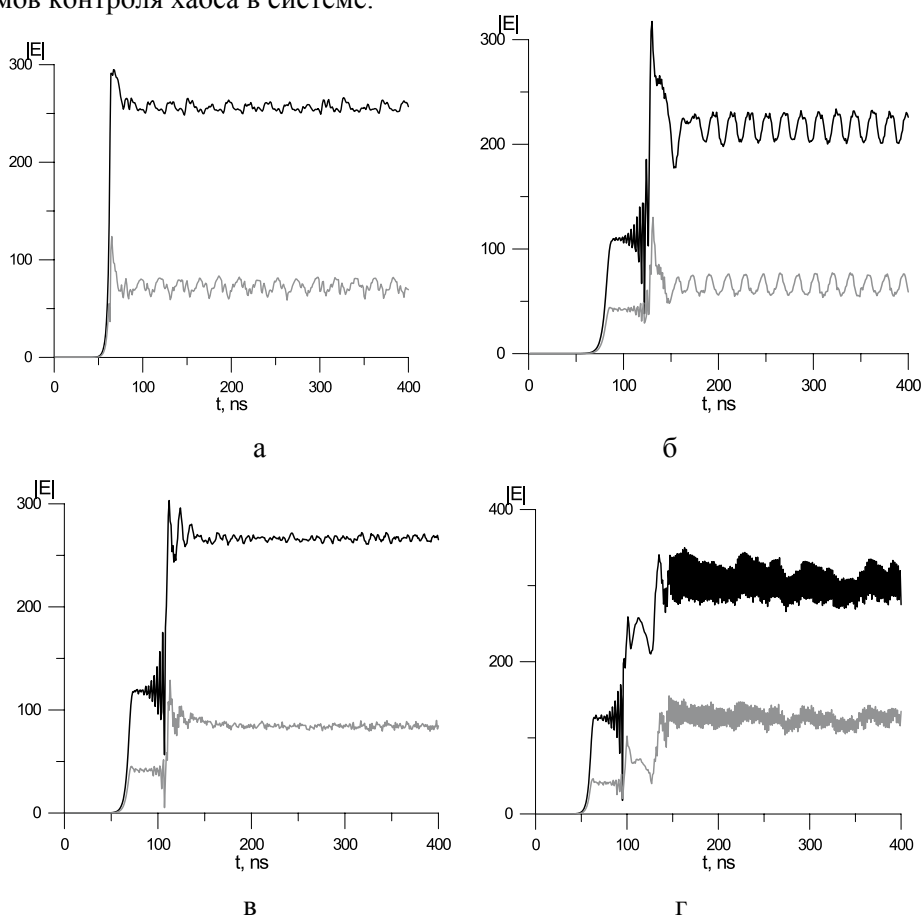


Рис. 3. Временная зависимость амплитуд проходящей и дифрагированной волн для различной плотности тока второго электронного пучка. Серые линии – проходящая волна при $z = L$, черные линии – дифрагированная волна при $z = 0$

Рассмотрим теперь случай фиксированной плотности первого пучка и изменяющейся плотности второго. На Рис. 3 и 4 изображена временная зависимость амплитуд проходящей и дифрагированной волн для различной плотности тока второго электронного пучка при фиксированном значении первого $j_1 = 400 \text{ А/см}^2$ на Рис 3: $j_2 = 0$ (а), $j_2 = 1.1 \text{ кА/см}^2$ (б), $j_2 = 1.2 \text{ кА/см}^2$ (в), $j_2 = 1.3 \text{ кА/см}^2$ (г). На Рис.4: $j_2 = 1.5 \text{ кА/см}^2$ (а), $j_2 = 1.6 \text{ кА/см}^2$ (б), $j_2 = 1.7 \text{ кА/см}^2$ (в), $j_2 = 1.8 \text{ кА/см}^2$ (г). Серые линии опять соответствуют модулю амплитуды проходящей волны при $z = L$, черные линии – дифрагированной волны при $z = 0$. При отсутствии второго пучка ($j_2 = 0 \text{ А/см}^2$) мы имеем в системе слабый хаос (Рис 3а). Видно, что увеличение плотности второго пучка кардинально меняет характер динамического решения системы со слабого хаоса (Рис. 3б, в) к развитому хаосу (Рис. 3г) и далее через перемежаемость (Рис. 3д и е) к почти периодическому решению (Рис. 3ж, з).

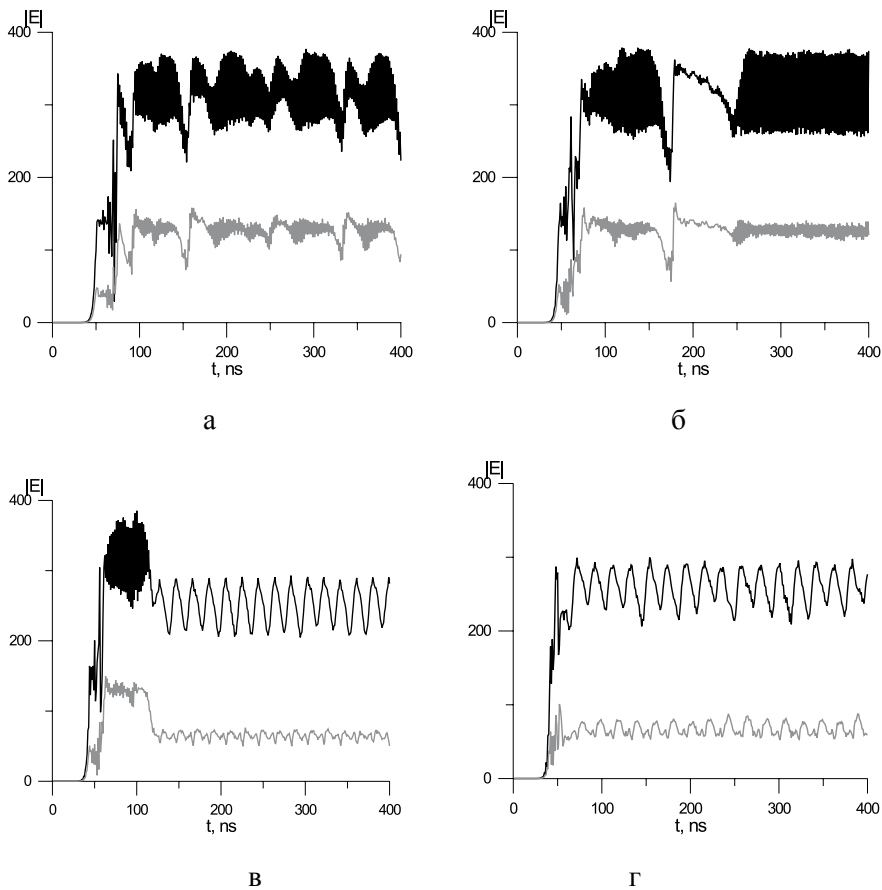


Рис. 4. Временная зависимость амплитуд проходящей и дифрагированной волн для различной плотности тока второго электронного пучка. Серые линии – проходящая волна при $z = L$, черные линии – дифрагированная волна при $z = 0$

Заключение

В работе предложена обобщенная система уравнений, описывающая различные варианты многопучковых многоволновых ОЛСЭ. Она учитывает много-секционные резонаторы, дисперсию электромагнитных волн в системе, внешние зеркала и т.д. Математическое моделирование двухпучкового двухволнового ОЛСЭ проведено с использованием предлагаемой системы уравнений. Показано, что изменение плотности тока электронных пучков приводит к изменению хаотической динамики ОЛСЭ и позволяет существенно понизить пороговые значения токов в системе, а также является одним из механизмов управления хаосом в системе.

Литература

1. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // Physics Let. A. 1984. Vol.102. P. 141–144
2. *Baryshevsky V. G.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2015. Vol. B355. P.17–23
3. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1250–1257
4. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2006. Vol. B252. P. 92–101
5. *Baryshevsky V. G., Belous N. A., Gurinovich A. A. et al.* // IEEE Conf. Publications. Proc. 35th Int. Conf. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. IRMMWTHz 2010. 2 p.
6. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // <http://xxx.lanl.gov/pdf/1301.4330.pdf>. 2013. 15 p.
7. *Piestrup M. A.* // Appl. Phys. Let. 1981. Vol. 39. P.696–698
8. *Bekefi G., Jacobs K.D.* // Appl. Phys. Let. 1982. Vol. 53. P. 4113–4121
9. *Freund H. P., Douglas D., O'Shea P. G.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. Vol. A507. P.373–377
10. *Mohsenpour T., Rami O. K. R.* // Physics of Plasma. 2014. Vol. 21. P.072113
11. *Батраков К. Г., Сытова С. Н.* // ЖБМ и МФ. 2005. Т. 45. С. 690–697
12. *Batrakov K., Sytova S.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2005. Vol. 8. P. 359–365
13. *Сытова С.Н.* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. С. 124–135
14. *Sytova S.* // Abstr. 16th Intern. Conf. MMA2012. Tallinn, Estonia, June 6-9 2012. P.116
15. *Sytova S.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2009. Vol. 12. P. 37–45
16. *Сытова С. Н.* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т.19. С. 93–111
17. *Sytova S.* Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 2012. Vol. 15. P. 378–386
18. *Сытова С. Н.* // Доклады НАН Беларуси. 2014. Т.58. С.47–52
19. *Самарский А. А.* Теория разностных схем. Наука, 1989

NUMERICAL METHODS IN SIMULATION OF NONLINEAR DYNAMICS OF PROCESSES OF RADIATION FORMED BY HIGH-CURRENT BEAMS OF CHARGED PARTICLES IN MULTIDIMENSIONAL SPACE-PERIODIC STRUCTURES

S. Sytova

The principle of volume free electron lasers (VFEL) is based on the interaction of relativistic electron beam with two or more strong coupled electromagnetic waves generating in essentially non-one-dimensional geometry as a result of dynamical Bragg diffraction inside the

resonator (natural or artificial electromagnetic (photonic) crystal). Previously VFEL were considered in various two- and three-wave diffraction geometries theoretically and experimentally. Now multiple beam multi-wave VFEL are considered as laser self-phase-locking system. In the paper the general system of equations describing the various variants of multiple beam multi-wave VFEL is proposed. It takes into account multi-section resonator, the dispersion of electromagnetic waves in the system, external mirrors and others. The mathematical modeling of two-beam two-wave VFEL was carried out using the proposed system of equations. It is shown that the change of current density of electron beams leads to change of VFEL chaotic dynamics and is one of the ways of chaos control in the system.

КОСМОМИКРОФИЗИКА

МНОГОМЕРНЫЕ ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ: ЭВОЛЮЦИЯ В ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ И ПОГЛОЩЕНИЕ КОМПАКТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. В. Тихомиров, Ю. А. Целков

1. Эволюция первичных черных дыр в космологии Рандалл–Сундрум II с учетом АдС/КфТП-соответствия

1.1. Введение

Голографический принцип, постулирующий эквивалентность классической теории в некотором многомерном объеме и квантовой теории на поверхности этого объема, является предметом активного исследования в течение последних десятилетий [1]. Впервые голографический принцип был предложен в работах Хофта [2] и Заскинда [3], а наиболее последовательную реализацию получил в работе Малдасены [4] в терминах эквивалентности между теорией струн в пространстве Анти-де-Ситтера (АдС) и конформной теорией поля (КфТП), определенной на граничной поверхности АдС-пространства.

В соответствии с достижениями в теории суперструн и смежных с ней направлениях, наша 4-мерная Вселенная может быть представлена как подмногообразие «браны», вложенное в многомерное пространство «балк». При этом гравитация может распространяться вдоль всех пространственных измерений, а поля материи локализованы на бране. Замечательным свойством такой картины является корректное воспроизводство всей низкоэнергетической физики на 4-мерной бране [5].

Среди различных вариантов мира на бране 5-мерная модель Рандалл–Сундрум II (РСII) [6] выгодно выделяется, с одной стороны, как наиболее простая и геометрически привлекательная модель, с другой – как пример конкретной реализации АдС/КфТП-соответствия [5]. Голография в этом контексте может быть применена к черной дыре как к решению классических уравнений поля, в результате чего можно заключить, что «*решения для локализованной на бране черной дыры в мире на бране типа AdS_{D+1} , которые получаются путем решения классических уравнений в пространстве AdS_{D+1} с граничными условиями на бране, соответствуют решению черной дыры в D -мерном пространстве-времени с учетом квантовых поправок*» [7].

Непосредственное применение этого утверждения определяет эволюцию черных дыр в модели РСII. А именно: эволюция черных дыр с радиусом большим, чем характерный масштаб длины L -радиус AdS_5 -пространства, может быть полностью описана либо посредством классической динамики в многомерном

объеме, либо как полуклассическая динамика дуальной КфТП при больших N с гравитацией [8]. Последняя возможность открывает новые особенности черных дыр в АдС/КфТП-картине. Можно утверждать, что присутствие большого числа степеней свободы, обусловленных КфТП, ускоряет распад черной дыры через излучение Хокинга [8]. Напомним, что локализованные на бране черные дыры с большим гравитационным радиусом $r_g > L$ являются эффективно 4-мерными и АдС/КфТП-соответствие может быть применено только к такого рода объектам. И наоборот: эффективно 5-мерные черные дыры с малым радиусом $F = 8 / (3\sqrt{3}) \approx 1.54$ не подпадают под условия АдС/КфТП-соответствия [8, 9] и испаряются в соответствии с обычным 5-мерным режимом [11, 10].

Поскольку испарение черных дыр посредством конформных мод является эффективно 4-мерным, скорость их испарения есть

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\alpha}{(G_4 M)^2}, \quad (1)$$

где M – масса черной дыры, G_4 – гравитационная постоянная на бране,

$$\alpha = n_0 \alpha_0 + n_{1/2} \alpha_{1/2} + n_1 \alpha_1 \quad (2)$$

– фактор, который определяет константу Стефана–Больцмана и учитывает поправки за счет излучения частиц с различным спином. Входящие в (2) параметры можно оценить как $\alpha_0, \alpha_{1/2}, \alpha_1 \sim 10^{-5}$, а $n_0, n_{1/2}, n_1$ представляют собой числа действительных скаляров, вейлевских (или майорановских) фермионов и калибровочных векторных бозонов соответственно [8].

В простейшем случае полным пространством является пространство $AdS_5 \times S_5$, базовое пространство теории суперструн IIB, которое дуально к $N = 4$ суперсимметричной $SU(N)$ теории Янга–Миллса, которая при больших N приводит к $n_0 = 6N^2, n_{1/2} = 4N^2$ и $n_1 = N^2$. С другой стороны, АдС/КфТП-соответствие дает $N^2 = \pi L^3 / 2G_5$ [8], а в соответствии с РСII моделью $G_5 = L G_4$ [6], т.о. $N^2 = \pi L^2 / 2G_4$. В результате получаем $dM / dt \sim \alpha \sim N^2 m (L / L_4)^2$, где L_4 – 4-мерная планковская длина. Учитывая, что L в модели РСII может быть макроскопически большим, можно немедленно заключить, что скорость испарения $dM / dt \sim (L / L_4)^2$ благодаря КфТП-модам может быть огромной [8]:

$$\frac{dM}{dt} = -2.8 \times 10^{-3} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^2 \left(\frac{L}{1 \text{ mm}} \right)^2 M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (3)$$

где $M_\odot$ – масса Солнца. Легко видеть, что для астрофизически значимых черных дыр с массой $M \sim M_\odot$ время жизни в космических масштабах исчезающее мало: $t_{\text{evap}}(M_\odot) \sim 10^3 \text{ yr}$. Это факт, очевидно, приводит к строгим ограничениям на размер дополнительного измерения L . Некоторые из этих ограничений рассмотрены в [8], где ограничивались анализом черных дыр солнечной массы, таких как, на-

пример, в рентгеновских двойных. В данной работе мы проанализируем иные возможности, связанные с космологической модификацией спектра масс первичных черных дыр (ПЧД) на бране, учитывая влияние конформных мод на скорость распада.

Напомним, что эволюция популяции ПЧД с $r_g < L$ и связанные с ней астрофизические следствия уже анализировались детально и с разных сторон [13, 14, 18, 15, 16]. Сейчас появилась возможность проследить эволюцию популяции ПЧД в другом массовом диапазоне – $r_g > L$ и таким образом дать полную картину модификации спектра масс ПЧД на всем допустимом космологическими решениями массовом интервале.

1.2. Свойства ПЧД, излучающих конформные моды

Рассмотрим основные свойства (больших) 5-мерных черных дыр, распадающихся за счет излучения конформных мод (КфТП ПЧД), и определим их отличие от стандартных 4-мерных и 5-мерных (малых) аналогов. Перепишем уравнение (3) в терминах 4-мерных планковских единиц:

$$\left. \frac{dM}{dt} \right|_{5CFT} = -10^{-3} \left(\frac{M_4}{M} \right)^2 \left(\frac{L}{L_4} \right)^2 \frac{M_4}{T_4}, \quad (4)$$

где L_4 – планковская длина, T_4 – планковское время. Запишем аналогичное соотношение для эффективно 5-мерных малых ПЧД

$$\left. \frac{dM}{dt} \right|_{5small} = -10^{-2} \left(\frac{M_4}{M} \right) \left(\frac{L}{L_4} \right)^{-1} \frac{M_4}{T_4}, \quad (5)$$

а также для обычных 4-мерных

$$\left. \frac{dM}{dt} \right|_4 = -2 \times 10^{-4} \left(\frac{M_4}{M} \right)^2 \frac{M_4}{T_4}. \quad (6)$$

Поскольку 5-мерные КфТП ПЧД проявляют себя как 4-мерные объекты, они имеют такой же гравитационный радиус, как и для обычных статичных 4-мерных ПЧД, однако с иной скоростью испарения, сохраняя, при этом, зависимость от массы $dM/dt \sim M^{-2}$. Учитывая выражение для гравитационного радиуса r_g 5-мерных малых ПЧД, можно записать

$$r_g|_{5small} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \left(\frac{L}{L_4} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_4} \right)^{1/2} L_4, \quad r_g|_{4,5CFT} = 2 \frac{M}{M_4} L_4. \quad (7)$$

Подстановка массы ПЧД M из уравнения (7) в (4)–(6) дает скорость испарения по отношению к r_g , что изображено на Рис.1 при некотором фиксированном значении L , откуда видно, что родившись, 5-мерная КфТП ПЧД испытывает быстрый распад за счет излучения конформных мод вплоть до радиуса, соответствующего граничному значению L , при котором происходит резкая перестройка

скорости испарения из (4) в (5), причем в дальнейшем ПЧД испаряется как 5-мерный объект в соответствии с уравнением (5).

Заметим, что $dM/dt|_{5small}(r_g)$ не зависит от L , поэтому отношение $\{dM/dt|_{5small}(r_g)\}/\{dM/dt|_4(r_g)\}$ будет постоянным независимо от L . Однако $dM/dt|_{5CFT}(r_g) \sim (L/r_g)^2$ и минимально допустимое значение кривизны L достигается при $L \simeq 10^{20} L_4$, в соответствии с анализом эволюции ПЧД, проведенным в [10]. Рис. 1 построен с учетом этого значения L . Максимально допустимое значение $L \simeq 10^{31} L_4 \lesssim 1mm$ устанавливается экспериментами по поиску отклонения от закона Ньютона [12]. Очевидно, что выбор значений, превосходящих минимальные $L \simeq 10^{20} L_4$, может только увеличить скорость испарения, приводя таким образом к более существенному проявлению конформного распада ПЧД.

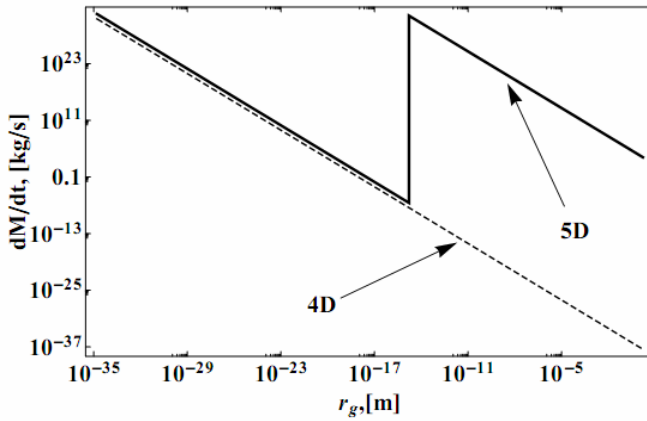


Рис. 1. Скорости испарения 4- и 5-мерных ПЧД

Уравнения (4)–(6) определяют время жизни ПЧД, которое связано с размерностью пространства:

$$t_{Haw,4} \simeq \frac{M_i^3}{3\alpha_4}, \quad t_{Haw,5} \simeq \frac{M_i^2}{2\alpha_5}, \quad (8)$$

где M_i – начальная масса ПЧД, а независимые от массы коэффициенты определяются как

$$\alpha_4 = M^2 \left. \frac{dM}{dt} \right|_4, \quad \alpha_5 = M \left. \frac{dM}{dt} \right|_5. \quad (9)$$

Чтобы оценить начальные массы ПЧД, сформированных в ранней Вселенной, которые способны сохраниться до настоящей эпохи, необходимо выбрать $t = t_{Haw} = t_{Hubb} \approx 13.7 \times 10^9 \text{ yr}$. Результат изображен на Рис. 2. Видно, что 5-мерные

КфТП ПЧД имеют начальные массы на много порядков больше, чем для других рассмотренных типов ПЧД на всем допустимом диапазоне кривизны L . Строго говоря, начальные массы 5-мерных малых ПЧД требуют учета высокоэнергетической аккреции, значительно модифицирующей массы ПЧД, что является особенностью РСП-модели. В данном случае M_i соответствует массе ПЧД в момент перехода на фридмановский режим расширения (подробнее см. [18]). При максимальном L можно получить для 5-мерных больших ПЧД $M_{i,SCFT} \sim M_\odot$.

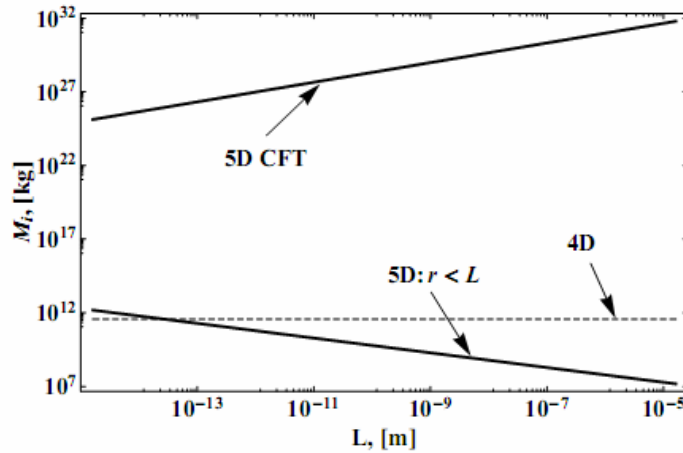


Рис. 2. Начальные массы ПЧД с хаббловским временем жизни

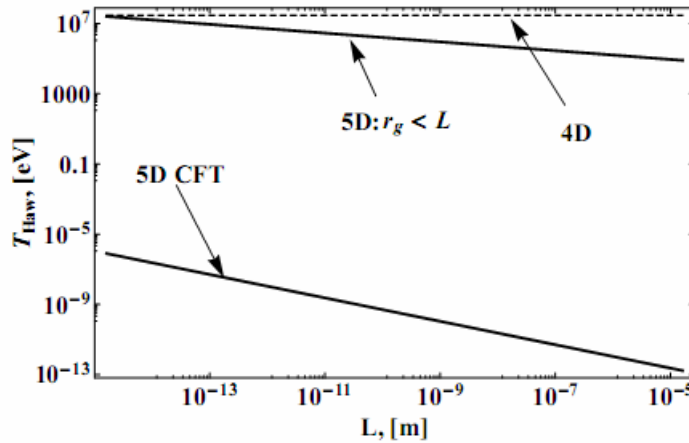


Рис. 3. Начальные температуры ПЧД с хаббловским временем жизни

Масса ПЧД связана с ее температурой как $T \sim 1/r_g$. Рис. 3 показывает, что в зависимости от значения L , как 5-мерные малые, так и 4-мерные ПЧД способны к генерации жестких излучений на энергиях $\gtrsim MeV$. Однако, 5-мерные КфТП

ПЧД имеют очень маленькую температуру и, поэтому, изначально взаимодействуют с окружающей материей, главным образом, гравитационно.

1.3. Спектр масс 5-мерных ПЧД

Теперь можно рассмотреть модификацию спектра масс благодаря излучению конформных мод первичными черными дырами. В соответствии с классическим сценарием, ПЧД, как реликтовые объекты, формируются в результате гравитационного коллапса первичных неоднородностей и несут информацию о спектре первичных возмущений, генерируемом в постинфляционный период. Напомним, что спектр мощности возмущений $P_R(k)$ может быть представлен в простейшем как степенная функция волнового числа k с постоянным спектральным индексом n :

$$P_R(k) = P_R(k_0) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n-1}, \quad (10)$$

где k_0 – некоторый нормировочный масштаб. Известно, что эффективное образование ПЧД происходит в случае «голубого спектра», т.е. при $n > 1$. Однако в соответствии с последними наблюдательными данными спектральный индекс: $n_{obs} = 0.963^{+0.014}_{-0.015}$ [22], поэтому если спектр мощности является чистым степенным законом, то образование ПЧД будет существенно подавлено. Здесь важно отметить, что если первичные возмущения образуются благодаря инфляции, тогда спектр их мощности не обязан быть строго степенным для всех масштабов [21]. Действительно, в случае инфляции с медленным скатыванием спектр возмущений можно разложить в ряд около значения k_0 :

$$\ln P_R(k) \approx \ln P_R(k_0) + [n(k_0) - 1] \ln \left(\frac{k}{k_0} \right) + \frac{1}{2} \alpha(k_0) \ln^2 \left(\frac{k}{k_0} \right) + \dots \quad (11)$$

Это выражение подразумевает, что значение $\ln(k/k_0)$ мало и это действительно справедливо для космологических наблюдений и крупномасштабной структуры, когда измеряются волновые числа в пределах $k \in (10^{-3}, 1) \text{ Mpc}^{-1}$. Однако, ПЧД известны как превосходные инструменты для исследования существенно больших интервалов возмущений: $k \in (10^{-2}, 10^{23}) \text{ Mpc}^{-1}$ [20]. Поэтому для ПЧД величина $\ln(k/k_0)$ может быть ощутимой и в общем случае простое разложение (11) вместе со степенным спектром (10) может не иметь места. Имея это в виду, вслед за [17] можно записать кусочно-гладкий степенной спектр с двумя частями, ответственными за различные масштабы:

$$P_R(k) = A \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n-1}, \quad A = A_s \left(\frac{k_0}{k_1} \right)^{n_{obs}-1}, \quad (12)$$

где амплитуда $A = 2.28 \times 10^{-9}$ соответствует наблюдаемому значению на космологических масштабах, а спектральный индекс n теперь рассматривается как

свободный параметр, который, в свою очередь, обеспечивает формирование ПЧД. Заметим, что похожие выражения встречаются в моделях с двойной инфляцией, в которых различные части спектра возмущений отвечают различным инфляционным механизмам [19].

Сейчас можно обратиться к характеру модификации спектра масс 5-мерных ПЧД за счет конформного распада. Спектр масс для ПЧД с массами начальными $M_{PBH,i}$ в момент их формирования был получен в [17]:

$$\frac{dn}{dM_{PBH,i}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{3+n}{4} \frac{\rho_{eq} M_{eq}^{1/2}}{(1+z_{eq})^3} \frac{\delta_{h,min}}{\sigma_h(M_{PBH,i})} e^{-\frac{\delta_{h,min}^2}{2\sigma_h^2(M_{PBH,i})}} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{3}{4} f^{9/8} M_c^{-3/8} M_{PBH,i}^{-17/8}, & M_{PBH,i} \lesssim f M_c, \\ f^{3/2} M_{PBH,i}^{-5/2}, & M_{PBH,i} \gtrsim f M_c, \end{cases} \quad (13)$$

где ρ_{eq}, z_{eq} – плотность и красное смещение в эпоху равенства материи и излучения, $M_{eq} \sim 10^{51} gr$ – это масса, заключенная в хаббловском объеме при $z = z_{eq}$, $\delta_{h,min} \approx 0.1$ – минимальная амплитуда возмущений плотности, входящая в горизонт, f – массовая доля горизонта, подлежащая гравитационному коллапсу, $M_c \equiv L/4 \approx 3.37 \times 10^{25} (L/0.1 mm) gr$ – масса, соответствующая моменту времени $t_c = L/2$ окончания влияния дополнительных измерений на космологическую эволюцию. Наконец для дисперсии имеем

$$\sigma_h^{-1} = \frac{9}{4W\sqrt{A}} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{5}{3} \left(\frac{M_{PBH,i}^{3/4} M_c^{1/4}}{f^{3/4} M_{h,0}} \right)^{(n-1)/4}, & M_{PBH,i} \lesssim f M_c, \\ \left(\frac{M_{PBH,i}}{f M_{h,0}} \right)^{(n-1)/4}, & M_{PBH,i} \gtrsim f M_c, \end{cases} \quad (14)$$

где $W^2 = (1/2)\Gamma[(3+n)/2]$ и $M_{h,0} \approx 1.94 \times 10^{47} gr$ – это масса горизонта, соответствующая нормировочному масштабу формирования ПЧД.

Заметим, что начальный спектр масс состоит из двух частей. Первая соответствует 5-мерным малым ПЧД, вторая – 5-мерным большим, которые, как уже говорилось, являются эффективно 4-мерными объектами с обычной 4-мерной зависимостью спектра масс в радиационную эру $\sim M_{PBH,i}^{-5/2}$. Мы будем интересоваться последними как потенциально подверженными конформному распаду.

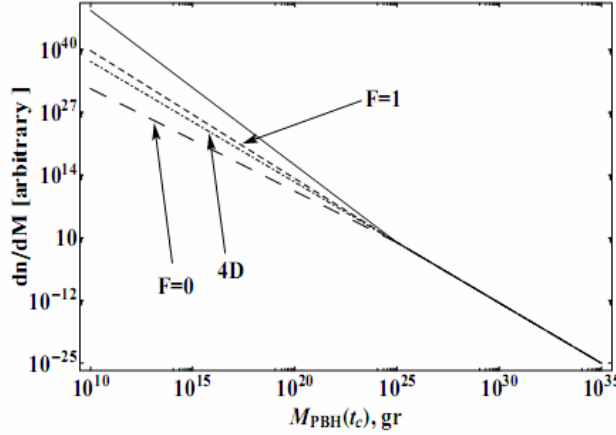


Рис. 4. Спектр масс 4- и 5-мерных ПЧД на момент их формирования в случае масштабной инвариантности возмущений ($n = 1$) для различных значений аккреционной эффективности. Сплошная линия соответствует 5-мерным большим и малым ПЧД с $F = 8 / 3\sqrt{3}$

Как замечено ранее, модель РСII пересказывает существенное отклонение от стандартной космологии на ранних стадиях, что, в свою очередь, отражается на ПЧД как наличие новой стадии эффективной аккреции, практически отсутствующей в 4-мерном случае:

$$M_{PBH} = \left(\frac{t_c}{t_i} \right)^{2F/\pi} M_{PBH,i}, \quad (15)$$

где F – коэффициент аккреционной эффективности, значение которого очень чувствительно сказывается на росте массы ПЧД и который был найден в [18]: $F = 8/(3\sqrt{3})$. Учитывая влияние аккреции, можно записать спектр масс ПЧД к окончанию высокоэнергетической стадии когда $M_{PBH,p} \equiv M_{PBH}(t_c)$ [17]:

$$\frac{dn}{dM_{PBH,p}} = \frac{dM_{PBH,i}}{dM_{PBH,p}} \frac{dn}{dM_{PBH,i}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{3+n}{4} \frac{\rho_{eq} M_{eq}^{1/2}}{(1+z_{eq})^3} \frac{\delta_{h,min}^2 e^{-\frac{\delta_{h,min}^2}{2\sigma_h(M_{PBH,i})}}}{\sigma_h(M_{PBH,i})} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{3}{4} (1 + 8/9\tilde{F}) 16^{\tilde{F}} f^{9/8+\tilde{F}} M_c^{-\frac{3}{8}+\tilde{F}} M_{PBH,p}^{-17/8-\tilde{F}}, & M_{PBH,p} \lesssim fM_c, \\ f^{3/2} M_{PBH,p}^{-5/2}, & M_{PBH,p} \gtrsim fM_c, \end{cases} \quad (16)$$

где $\tilde{F} \equiv 9F/[8(\pi - F)]$. В моменты $t > t_c$ уже нет эффективной аккреции, судьба ПЧД определяется в основном излучением и спектр (16) может рассматриваться как исходный для последующих эпох.

Вначале рассмотрим случай масштабной инвариантности со спектральным индексом $n = 1$ и построим спектр масс, задаваемый соотношением (16) из [17]

для эпохи формирования ПЧД с учетом значения $F > 1$ (в [17] полагалось $F = 1$), что показано на Рис. 4. Видно, что влияние возрастания значения F от $F = 1$ до $F = 8/(3\sqrt{3}) \approx 1.54$ довольно ощутимо и приводит к росту числа маломассивных ПЧД.

Чтобы отследить процесс конформного распада необходимо построить спектр масс для произвольного момента в более поздние эпохи:

$$\frac{dn}{dM_{PBH,t}} = \frac{dM_{PBH,p}}{dM_{PBH,t}} \frac{dn}{dM_{PBH,p}}. \quad (17)$$

Вследствие того, что дальнейшее изменение массы ПЧД происходит из-за излучения, используя (4)–(6), можно получить:

$$\left. \frac{dM_{PBH,p}}{dM_{PBH,t}} \right|_{t > t_c} = \begin{cases} \frac{M_{PBH,t}}{\sqrt{M_{PBH,t}^2 + \alpha_5 t}}, & r_g(M_{PBH,t}) < L, \\ \frac{M_{PBH,t}^2}{(M_{PBH,t}^3 + 3\alpha_4 t)^{2/3}}, & r_g(M_{PBH,t}) > L, \end{cases} \quad (18)$$

где коэффициенты $\alpha_{4,5}$ определены в (9).

Полученные в результате спектры (17) с учетом соотношений (18) и (16) показаны на Рис. 5 и 6 в различные моменты времени для двух случаев: масштабнo-инвариантного ($n = 1$) и примера голубого спектра ($n = 1.6$) соответственно. Эти рисунки демонстрируют космологическую трансформацию 5-мерных ПЧД на всей протяженности их спектра масс.

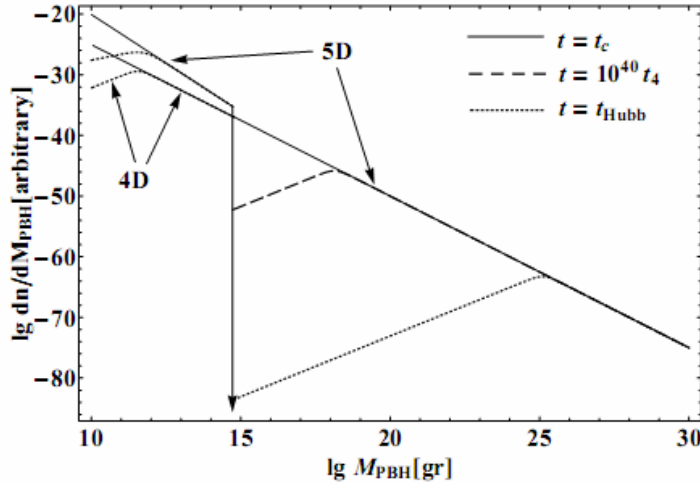


Рис. 5. Эволюция спектра масс ПЧД с конформным сектором для масштабнo-инвариантного случая. Вертикальная стрелка показывает значение массы ПЧД M_{PBH} , соответствующее заданному значению радиуса кривизны $L = 10^{20} L_4$

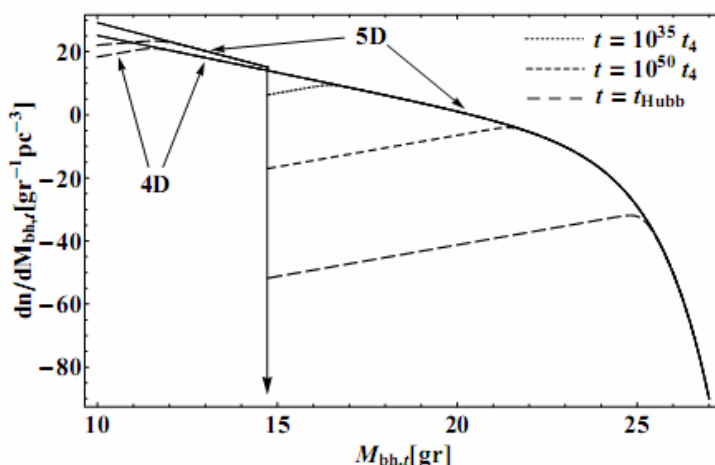


Рис. 6. То же что на Рис. 5 для голубого спектра

Мы получаем две неэквивалентные части: одна соответствует относительно медленной эволюции маломассивных ПЧД, вторая часть популяции быстро истощается, благодаря огромной мощности излучения конформных мод. Это радикально отличается от однородного по массам испарения 4-мерных ПЧД, что также изображено на рисунках для сравнения. Заметим, что если ощутимые изменения в спектрах масс как 4-мерных, так и 5-мерных малых ПЧД происходит за время порядка хаббловского, то изменения в популяции конформно излучающих 5-мерных ПЧД становятся заметны, начиная со времени $t \sim 10^{35} T_4 \sim 10^{-9} s$. Это демонстрирует основное свойство данной модели: если действительно конформный сектор приложим к миру на бране РСII, то обнаруживается сильный дефицит в популяции массивных ПЧД сразу после их формирования за ничтожные по космологическим меркам сроки для различных значений спектрального индекса.

2. Поглощение компактных небесных тел многомерными первичными черными дырами

В качестве альтернативного космологическому источнику информации о влиянии дополнительных измерений в моделях мира на бране можно рассматривать особенности взаимодействия многомерных ПЧД с плотными небесными телами. Этому способствуют свойства многомерных ПЧД, обладающих более сильным гравитационным полем, усиливающим аккрецию материи на них, что приводит к большему торможению в веществе плотных небесных тел и, таким образом, к более эффективному захвату ПЧД. По этим причинам поглощение небесных тел первичными черными дырами, имеющее наблюдаемые следствия, можно рассматривать как метод поиска ПЧД. Напомним, что такой метод использовался во многих работах, начиная с пионерских [23–26].

Поглощение компактных объектов как микро черными дырами из ускорителей и космических лучей, так и ПЧД, может являться чувствительным индикатором многомерной гравитации, поднимая, вместе с тем, вопрос о стабильности небесных тел. Взаимодействие различных объектов с многомерной ЧД рассмотрено в [27] в нерелятивистском приближении. Для анализа поглощения нейтронной звезды (НЗ) рассмотрим релятивистское обобщение аккреции на D -мерную ПЧД.

Исходя из ковариантного сохранения $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ тензора энергии-импульса $T^{\mu\nu}$ идеальной жидкости с политропным уравнением состояния $p = Kn^\Gamma$, где p, n – давление и плотность числа барионов, Γ – индекс политропы, а также из $\nabla_\mu(nu^\mu) = 0$, где u^μ – 4-скорость, можно получить уравнения аккреции на D -мерную невращающуюся и незаряженную ЧД с метрикой Шварцшильда-Тангерлини, спроецированную на 4-брану:

$$v'v = -\frac{D-3}{2r}\left(\frac{r_g}{r}\right)^{D-3} - \frac{p'}{p+\rho}\left(1 - \left(\frac{r_g}{r}\right)^{D-3} + v^2\right), \quad \frac{2}{r} + \frac{v'}{v} + \frac{n'}{n} = 0, \quad (19)$$

где v – радиальная компонента u^μ , $\partial x / \partial r \equiv x'$, r_g – гравитационный радиус ЧД. Эта система уравнений имеет особую («звуковую») точку, которая характеризует существование единственного возможного для ЧД режима аккреции транзвукового. Используя скорость звука $a_s^2 = dp / d\rho$, можно найти расстояние r_s до звуковой точки и скорость вещества v_s в ней:

$$r_s^{D-3} = \frac{D-3-a_s^2(D-7)}{4a_s^2} r_g^{D-3}, \quad v_s^2 = \frac{a_s^2(D-3)}{(D-3)+a_s^2(7-D)}. \quad (20)$$

Интегрирование второго уравнения из (19) элементарно и приводит к скорости аккреции на ПЧД массой M :

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi v(r) r^2 m n(r) = \text{const}, \quad (21)$$

где m – масса частиц среды. Интегрируя первое уравнение из (19) и учитывая (20), получим D -мерное обобщение релятивистского уравнения Бернулли для адиабатической аккреции

$$\left(1 - \frac{a_s(r_s)^2}{\Gamma - 1}\right)^2 \left(1 - \frac{D-7}{D-3} a_s(r_s)^2\right) = \left(1 - \frac{a_\infty^2}{\Gamma - 1}\right)^2, \quad (22)$$

которое позволяет связать параметры в звуковой точке $a_s(r_s)$ и на бесконечности a_∞ . Видно, что при $a_s \ll 1$ соотношения (20) и (22) переходят в D -мерные нерелятивистские [27], а при $D = 4$ в 4-мерные релятивистские [28].

Применим полученные уравнения для аккреции ядерной материи НЗ на многомерную ПЧД. Рассмотрим 6-мерную гравитацию, как первый экспериментально разрешенный случай мира на бране с плоскими дополнительными изме-

рениями. В качестве уравнения состояния возьмем политропу Бете–Джонсона с жестким индексом $\Gamma = 2.54$, хорошо описывающую состояние НЗ при плотностях числа нейтронов $0.1 \phi m^{-3} \leq n \leq 3 \phi m^{-3}$. Можно показать, что сжатие вещества на звуковом радиусе составляет не более 20% и т.о. недостаточно для образования кварк-глюонной плазмы в аккреционном потоке. Интегрируя (21), можно получить характерное время роста ПЧД до выхода из режима 6-мерной аккреции, когда $r_s \simeq L$, где L – масштаб макроскопических дополнительных измерений. Дальнейший рост массы ПЧД проходит в 4-мерном режиме. Можно показать, что продолжительность 6-мерной аккреции $\sim$ минуты, а 4-мерной – вплоть до полного поглощения НЗ $\sim$ часы.

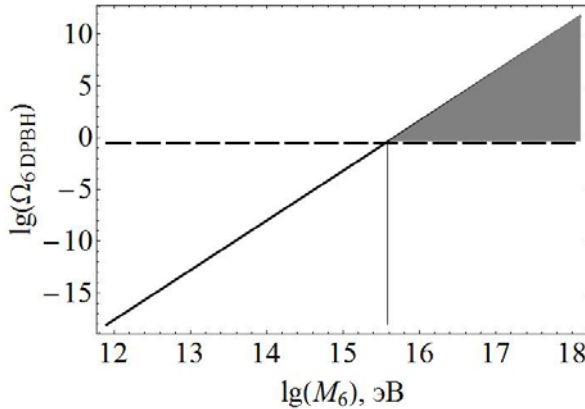


Рис. 7. Ограничения на вклад 6-мерных ПЧД по поглощению нейтронных звезд в плотность скрытой массы, изображенной пунктиром. Видно, что в этом случае гравитация с $M_6 > 10^4 TeV$ запрещена распространенностью нейтронных звезд

Выводы

Полученные результаты демонстрируют эффективность ПЧД как инструмента поиска эффектов многомерной гравитации. Так факт стабильности существования НЗ позволяет наложить ограничения на масштаб дополнительных измерений. Для этого рассмотрим захват и торможение ПЧД в веществе НЗ. Получим, что торможение в НЗ 6-мерных ПЧД позволяют исследовать гораздо больший по сравнению с белыми карликами (БК) [29] интервал 6-мерной массы Планка $1 TeV \leq M_6 \leq 10^6 TeV$. В интервале $M_6 \leq 10^2 TeV$ ПЧД способна полностью затормозиться при однократном прохождении через НЗ. Учитывая релятивистские поправки в законах сохранения при захвате ПЧД и распространенность НЗ, получим ограничения на плотность 6-мерных ПЧД, изображенные на Рис. 7. Видно, что они близки к ограничениям по поглощению БК [29], однако при $M_6 > 10^4 TeV$ превосходят плотность скрытой массы (пунктир) и т.о. такие значения M_6 недопустимы.

В отношении эволюции ПЧД в голографической космологии показано, что массивные 5-мерные ПЧД разделяют процесс испарения на две неравнозначные стадии. На первой из них они излучают преимущественно конформные моды, после чего скорость испарения значительно падает до уровня, соответствующего испарению на бране обычных 5-мерных ПЧД. Такое радикальное изменение спектра масс приводит к быстрому исчезновению популяции массивных ПЧД и оставляет в дальнейшем только маломассивную часть массового спектра. Кроме того, финальная стадия конформного распада приводит к формированию ПЧД с граничной массой, разделяющей режимы испарения. Эта граница связана с конкретным значением AdS -радиуса L и соответствует ПЧД с массой $M_c = 3.37 \times 10^{25} (L / 0.1 \text{ mm}) \text{ gr}$. Анализ спектра масс ПЧД показывает, что уменьшение числа популяции ПЧД в области $M_{PBH} > M_c$ приводит к накоплению «конформных остатков» – первичных черных дыр, закончивших свое испарение посредством конформных мод и скапливающихся на участке спектра масс при $M_{PBH} = M_c$. Поэтому можно констатировать, что конформный распад предсказывает острый пик в распределении ПЧД по массам.

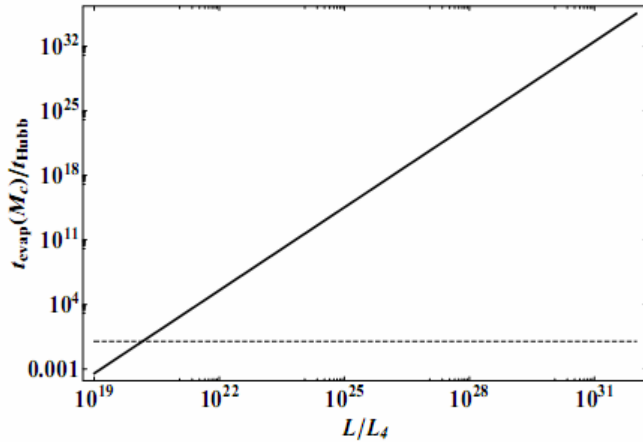


Рис. 8 Время жизни пика «конформных остатков» (см. текст выше) в распределении 5-мерных ПЧД в единицах хаббловского времени. Пунктирная линия соответствует хаббловскому времени

Этот факт также не зависит от спектрального индекса. Т.к. ПЧД из этого пика эволюционируют как 5-мерные малые объекты, они приходят к финальной стадии испарения более или менее одновременно. Это еще одно предсказание конформного распада. Плотность энергии, выделяемая вследствие такого коллективного взрыва, может быть оценена как $\rho \sim M_c^2 dn / dM|_{M_c}$, которая зависит от L , открывая тем самым возможность альтернативного поиска проявлений дополнительных измерений. В этой связи возникает два вопроса. Когда такой энергетический оказывается возможен в будущем, в настоящем или в прошлом? А также способен ли этот взрывной процесс привести к наблюдательным последст-

виям? Очевидно, что эти вопросы связаны друг с другом. Например, если предположить огромное энерговыделение достаточно рано, то это приведет к дополнительному возмущению реликтового фона, может сказаться на распространенности легких элементов, а также привести к генерации космических лучей. На все эти индуцируемые ПЧД процессы наложены достаточно жесткие ограничения. Отсутствие интенсивного излучения в настоящую космологическую эпоху говорит или о необходимости ограничения на распространенность ПЧД, или указывает на возможность такого энерговыделения в будущем, или и то, и другое вместе.

Для того чтобы прояснить ответ на первый вопрос о том, когда возможно энерговыделение из пика в массовом распределении ПЧД, рассмотрим время испарения 5-мерных ПЧД (8) для граничной массы M_c в зависимости от радиуса кривизны дополнительного измерения, что изображено на Рис. 8. Видно, что «время жизни» пика существенно превосходит хаббловское время для значительного интервала разрешенных значений L . Это свидетельствует о том, что ПЧД при таком выборе L способны проявлять себя только как часть скрытой массы. Однако есть небольшой интервал $L > 10^{19} L_4$ около минимума, когда $t_{\text{evap}}(M_c) \sim t_{\text{Hubble}}$. В этом случае достаточно малых L оказалось бы возможным наблюдать косвенное проявление конформного распада ПЧД посредством процесса нового энерговыделения во Вселенной.

Литература

1. Bousso R. // Reviews of Modern Physics. 2002. Т. 74. №. 3. С. 825
2. Hooft G. arXiv preprint gr-qc/9310026. 1993
3. Susskind L. // Journal of Mathematical Physics. 1995. Т. 36. №. 11. С. 6377–6396
4. Maldacena J. // Int. J. Theor. Phys. 1999. Т. 38. №. 4. С. 1113–1133
5. Maartens R., Koyama K. // Living Rev. Rel. 2010. Т. 13. №. 5. P. 1004
6. Randall L., Sundrum R. // Physical Review Letters. 1999. Т. 83. №. 23. P. 4690
7. Emparan R., Fabbri A., Kaloper N. // Journal of High Energy Physics. 2002. Т. 2002. №. 08. P. 043
8. Emparan R. et al. // Journal of High Energy Physics. 2003. Т. 2003. №. 01. P. 079
9. Tanahashi N., Tanaka T. // Progress of Theoretical Physics Supplement. 2011. Т. 189. P. 227–268
10. Guedens R., Clancy D., Liddle A. R. // Physical Review D. 2002. Т. 66. №. 4. P. 043513
11. Emparan García de Salazar R. A., Horowitz G. T., Myers R. C. // Physical Review Letters, 2000. Vol. 85, P. 499–502
12. Long J. C. et al. // Nature. 2003. Т. 421. №. 6926. P. 922–925
13. Guedens R., Clancy D., Liddle A. R. // Physical Review D. 2002. Т. 66. №. 8. P. 083509
14. Clancy D., Guedens R., Liddle A. R. // Physical Review D. 2003. Т. 68. №. 2. P. 023507
15. Sendouda Y. et al. // Physical Review D. 2005. Т. 71. №. 6. С. 063512
16. Sendouda Y., Nagataki S., Sato K. // Physical Review D. 2003. Т. 68. №. 10. P. 103510
17. Sendouda Y., Nagataki S., Sato K. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2006. Т. 2006. №. 06. P. 003.
18. Tikhomirov V. V., Tsalkou Y. A. // Physical Review D. 2005. Т. 72. №. 12. P. 121301
19. Kim H. I. // Physical Review D. 2000. Т. 62. №. 6. P. 063504
20. Carr B. J., Lidsey J. E. // Physical Review D. 1993. Т. 48. №. 2. P. 543
21. Josan A. S., Green A. M., Malik K. A. // Physical Review D. 2009. Т. 79. №. 10. P. 103520

22. *Dunkley J. et al.* // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2009. T. 180. P. 306
23. *Hawking S.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1971. T. 152. P. 75–78
24. *Picchio G.* // Astronomy and Astrophysics. 1981. T. 99. P. 31–35
25. *Тихомиров, В. В., Юралевич С. Э.* // Изв. НАНБ. Сер. фіз.-мат. н. 2001. Т. 4. С. 73–77
26. *Tikhomirov V. V., Malyschits V. V.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2007. Vol. 10. P. 303–308
27. *Giddings S. B., Mangano M. L.* // Phys. Rev. 2008. Vol. D78. P. 035009
28. *Shapiro S. L., Teukolsky S. A.* Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects. Wiley, 1983
29. *Тихомиров В. В., Целков Ю. А.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. н. 2012. № 2. С. 75–83

MULTIDIMENSIONAL PRIMORDIAL BLACK HOLES: EVOLUTION IN THE HOLOGRAPHIC UNIVERSE AND ABSORPTION OF COMPACT CELESTIAL BODIES

V. Tikhomirov, Yu. Tsalkou

Astrophysical consequences of evolution of primordial black holes in five-dimensional holographic cosmology RSII are considered. It is shown that the conformal sector of the ADS/CFT-correspondence first of all significantly modifies the mass spectrum of primordial black holes in both flat and blue limits, secondly it leads to the existence of significant energy release stage during cosmological evolution because of extremal accumulation of primordial black holes on the transitional limit corresponding to the completion of their radiation of CFT-modes. All this leads to establishing new constraints on the multidimensional space-time configuration. Another possibility of Primordial Black Hole detection, connected with the interaction of Primordial Black Holes with dense compact objects, is also considered and respective constraints on the Primordial Black Hole mass fraction in the six-dimensional Arkani–Hamed–Dimopoulos–Dvali braneworld are obtained. It is shown that the absorption of a neutron star by an extra dimensional Primordial Black Hole imposes an upper limit of the six-dimensional Planck mass.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБОЯ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ С УЧЕТОМ ФОТОННЫХ И ПОЗИТРОННЫХ ЦЕПОЧЕК ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

Ю. А. Целков, В. В. Тихомиров, В. В. Гавриловец, А. П. Морозова

Введение

Последние годы принесли много нового в понимании нестационарных электромагнитных процессов, происходящих в верхней атмосфере. Прежде всего, был обнаружен целый ряд новых явлений, простирающихся на десятки километров от верхней границы тропосферы, делая пространство вплоть до ионосферы достаточно активным, что иллюстрирует Рис.1.

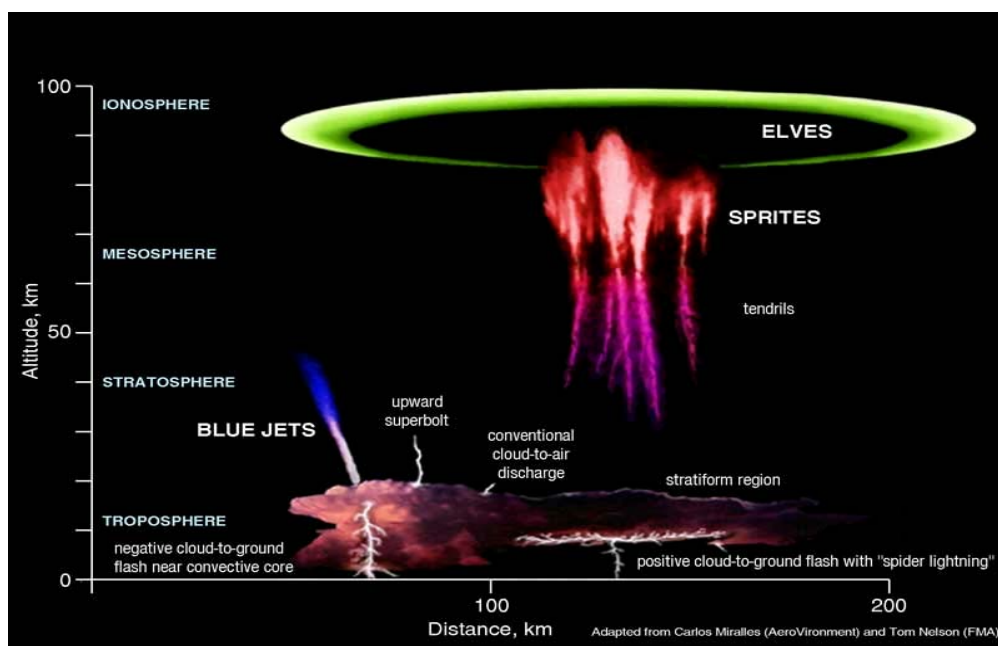


Рис.1. Различные электроразрядные явления в верхней атмосфере, иллюстрация

Наблюдаемые явления охватывают собой широкий диапазон электромагнитного спектра, начиная с оптических и даже сверхнизких частот – так называемые кратковременные световые явления (КСЯ, англ. – «Transient Luminous Events», TLE), среди которых выделяют различные типы свечений: «спрайты», «эльфы», «джеты» [1, 2, 3], вплоть до рентгеновского и гамма излучения – так называемые земные гамма всплески (ЗГВ, англ. – «Terrestrial Gamma Flashes», TGF) [4, 5]. Интересно, что дополнительно к электромагнитному излучению наблюдаются также пучки ускоренных электронов и позитронов, распространяющихся от Земли в космическое пространство [6].

Сейчас общим местом является понимание того, что все эти явления тем или иным образом связаны с мощными грозowymi комплексами в нижней атмосфере, образуются в их сильных полях и, по крайней мере, некоторые из КСЯ и ЗГВ коррелируют со вспышками молний [7]. Регистрируемые события имеют достаточно высокие энергии, так что возникает вопрос о фотогенерации нейтронов [8, 9].

Хорошо известно, что электрические поля в грозовой системе никогда не достигают значений обычного атмосферного пробоя $E_{th} = 23 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$, поэтому молния инициируется развитием стримерно-лидерных каналов [10]. Обычные поля в грозовой туче на порядок меньше, тем не менее, как было впервые показано Вильсоном, электроны, образованные при ионизации частицами космических лучей, способны ускоряться и «убегать» благодаря зависимости между энергией ε частицы и силой торможения F в среде [11]. Действительно, в нерелятивистском пределе $\varepsilon \ll mc^2$ ионизационные потери убывают с энергией как $F \sim \varepsilon^{-1} \ln \varepsilon$. В противоположном случае $\varepsilon \gg mc^2$ они медленно растут как $F \sim \ln \gamma$, где γ – Лоренц-фактор. Очевидно, что F имеет минимум F_{min} , так что если электрон с энергией, превышающей пороговое значение ε_c , где

$$\varepsilon > \varepsilon_c, \quad \varepsilon_c \approx mc^2 E_c / 2E, \quad (1)$$

оказывается в электрическом поле $E_{th} > E > E_c \equiv F_{min}/e$, тогда он непрерывно ускоряется, т.е. становится «убегающим». Этот процесс может сопровождаться появлением дополнительных δ -электронов и лавинообразным ростом числа убегающих электронов, приводя к образованию большой популяции высокоэнергетических частиц, что позволяет осуществить особый тип пробоя в среде – пробой на убегающих электронах [12].

В силу относительно не очень большого электрического поля, необходимого для своего формирования, лавины релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), образуемые в полях грозowych комплексов, рассматриваются как основной эффект при генерации таких явлений как КСЯ и ЗГВ. Более того, по всей видимости, ЛРУЭ играют основную роль в развитии обычной грозовой активности в силу того, что способствуют значительному возрастанию проводимости внутри грозowych туч [13].

Несмотря на прогресс, достигнутый в наблюдениях и теоретическом описании электроразрядных явлений верхней атмосферы, некоторые вопросы, касающиеся их свойств, остаются нерешенными. Так, неясно, как различные оптические и высокоэнергетические явления связаны друг с другом [14]. Предметом дискуссий остается также источник и высота генерации ЗГВ [15].

Недавно появилась еще одна проблема, когда в ходе чувствительных измерений орбитального эксперимента AGILE было надежно обнаружено превышение жесткого фона в спектрах ЗГВ при энергиях $\varepsilon_\gamma > 10 \text{ МэВ}$, необъяснимое с точки зрения существующих моделей [16].

По этим причинам детальное исследование формирования и развития ЛРУЭ представляет собой актуальную научную задачу, тем более, что численные исследования данного феномена средствами мощных пакетов моделирования взаи-

модействия излучения с веществом, таких как GEANT4, весьма малочисленны [14].

Кроме того, возникает немаловажный вопрос о влиянии различных излучений, генерируемых в ходе высотного пробоя на авиацию и космическую технику.

В рамках данной работы были предприняты попытки моделирования атмосферного ЛРУЭ-пробоя с исследованием сопровождающих излучений средствами пакета GEANT4, особое внимание обращалось на формирование обратных связей на зрелой стадии развития лавины. В частности, моделировалось спектры ЛРУЭ и их радиационное воздействие на вещество летательных аппаратов. Исследовалось также пространственно-временное развертывание каскада лавин с учетом формирования фотонных и позитронных обратных связей.

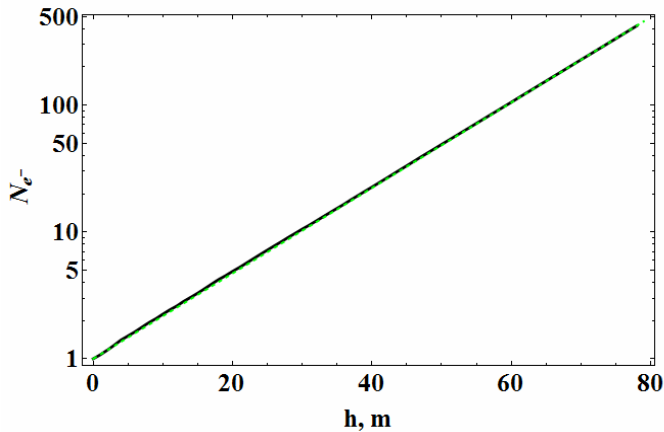


Рис.2. Число убегающих электронов в зависимости от высоты лавины, сплошная линия. Зеленый пунктир – экспоненциальный фит в соответствии с (2)

1. Спектральные и пространственные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов

Для исследования темпа генерации частиц моделировалась ЛРУЭ в вертикальном однородном поле, удовлетворяющем критерию пробоя на убегающих электронах [17]. Для поля заданной напряженности получался высотный профиль распределения лавины, который нормировался на число частиц внизу моделируемого объема (см. Рис. 2).

Число электронов полностью соответствует экспоненциальному размножению, как и предсказывается в теоретических моделях [13, 14]:

$$F_{\text{ЛРУЭ}} = F_0 \exp(\xi), \quad \xi = \int_0^L \frac{dz}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ – длина генерации лавины. В уравнении (2) ξ равно L/λ для однородного поля. Полученные зависимости $F(z)$ фитировались, что позволяло установить значение длины генерации лавины λ .

Проводя серии экспериментов для полей разной напряженности, можно получить зависимость длины генерации лавины от поля, что показано на Рис.3.

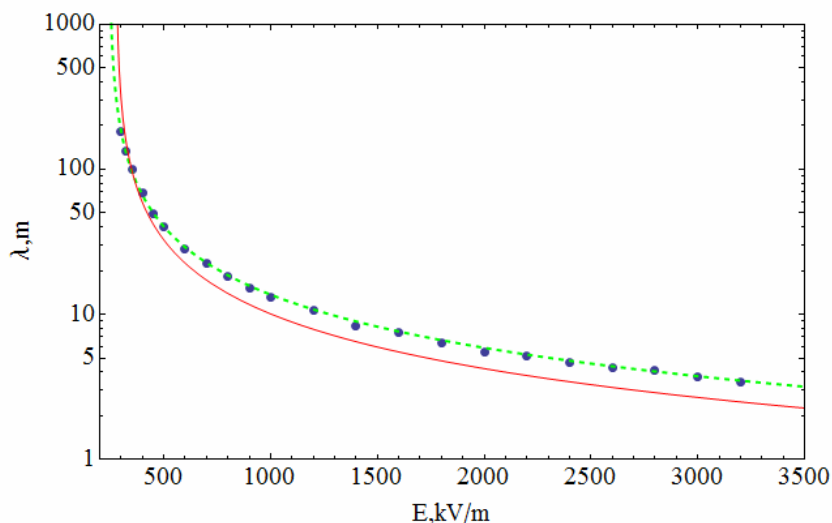


Рис 3. Зависимость длины генерации ЛРУЭ от напряженности электрического поля (точки), красная линия – соотношение (3)

Из Рис.3 видно, что моделирование на GEANT4 приводит к некоторым отличиям от ранее предсказанных значений длины генерации [14], выражающихся зависимостью

$$\lambda \approx \frac{7.3 \text{ МэВ}}{eE - F_d}, \quad (3)$$

где $F_d = 0.276 \text{ МэВ/м} \times n$, n – концентрация молекул воздуха в единицах концентраций на уровне моря. Это связано с выбором классов моделирования физики низкоэнергетических электромагнитных процессов в пакете GEANT4 и полностью подтверждает вывод, сделанный независимо в [18], что важно для валидации GEANT4¹ (подробнее этот вопрос рассмотрен в разделе 4.2).

На Рис.4 показан типичный спектр ЛРУЭ в широких энергетических пределах. Хорошо видно, что спектр состоит из 2-х частей: ускоренных электронов низких энергий ($\varepsilon < 0.5 \text{ MeV}$) и собственно убегающих электронов, обладающих большей энергией ($\varepsilon > 0.5 \text{ MeV}$). Форма полного спектра хорошо согласуется с данными, приведенными в [14].

Спектры получались при различных значениях электрического поля и сопоставлялись с предсказываемыми значениями для электронного

$$f_{re} = \frac{F_{\text{рлуэ}}}{7.3 \text{ МэВ}} \exp\left(\frac{-\varepsilon}{7.3 \text{ МэВ}}\right), \quad (4)$$

¹ В GEANT4 есть возможность подключения различных физических «листов», имеющих частичное энергетическое перекрытие и нацеленных на решение различных задач. Как показано в [18], использование Ливерморской электромагнитной модели дает вполне удовлетворительное согласие с (3).

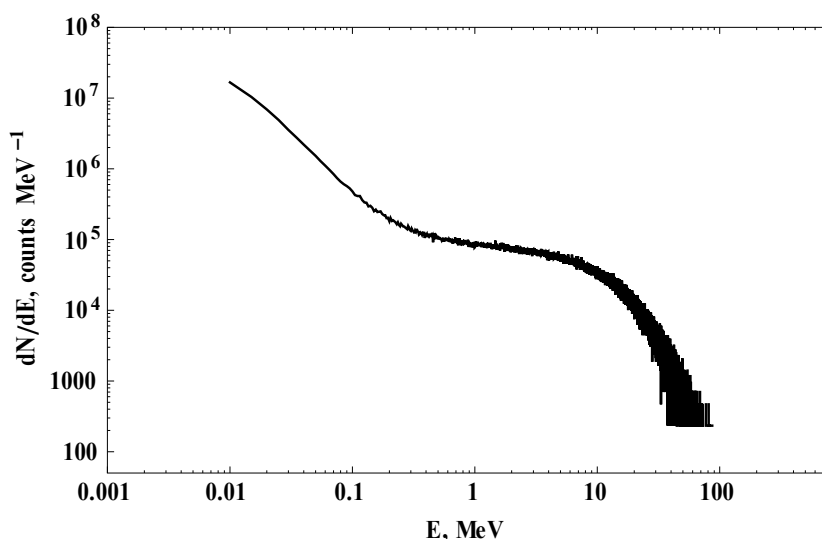


Рис. 4. Спектр ЛРУЭ вместе с ускоренными электронами низких энергий и для фотонного тормозного спектров [19]:

$$f_{ph} \sim 1/e_{ph} \exp(-e_{ph}/7.3 \text{ MeV}). \quad (5)$$

Как и в случае с определением длины генерации, отмечается зависимость от выбора физического листа при моделировании. Полученные спектры усреднялись, и при достаточной статистике получалось $\langle E \rangle \approx 7.3 \text{ MeV}$, что согласуется с результатами [14] и подтверждает природу гамма излучения как тормозного в однородном поле (что видно и схожестью экспонент в соотношениях (4) и (5)).

2. Радиационное воздействие каскадов на материал летательных аппаратов

2.1. Схема моделирования

Воздействие энергии излучения, возникающего при каскаде в условиях пробоя на убегающих электронах, на летательные аппараты может привести к возникновению различных обратимых и необратимых эффектов в материалах и элементах оборудования, а в конечном итоге – к их повреждению [23].

Радиационная стойкость летательных аппаратов – важная прикладная задача. Различные стороны радиационного воздействия на материалы летательных аппаратов изучаются в том числе и средствами пакета GEANT4 [20]. В данной главе будут изучаться некоторые особенности радиационного воздействия жестких излучений, порождаемых пробоем на убегающих электронах.

Рассматривается цилиндрический столб с воздухом высотой $H_{AirSlice}$, радиусом – $R_{WorldVolume}$ (см. Рис 5). Для подсчета поглощенной дозы детектор высотой h_D разбивается на $N_D \geq 100$ слоев.

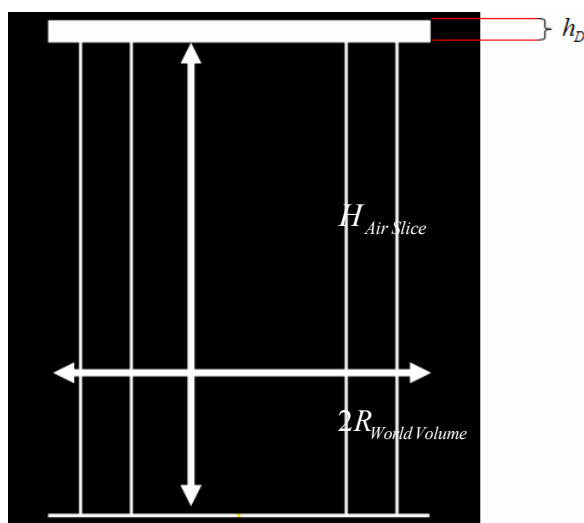


Рис. 5. Моделируемый объём

В результате получаем распределение поглощенной дозы вдоль детектора. Так как алюминий – очень важный материал для авиационной техники, а при использовании других материалов радиационная стойкость высчитывается в эквиваленте на алюминий, то мы использовали именно этот материал в качестве наполнителя детектора. В результате, например, для $H_{Air Slice} = 50$ м и $R_{World Volume} = 20$ м был получен профиль поглощенной дозы, усредненный по многим запускам (Рис. 6).

Видно, что поглощенная доза снижается на 2 порядка при толщине алюминия в 10 см.

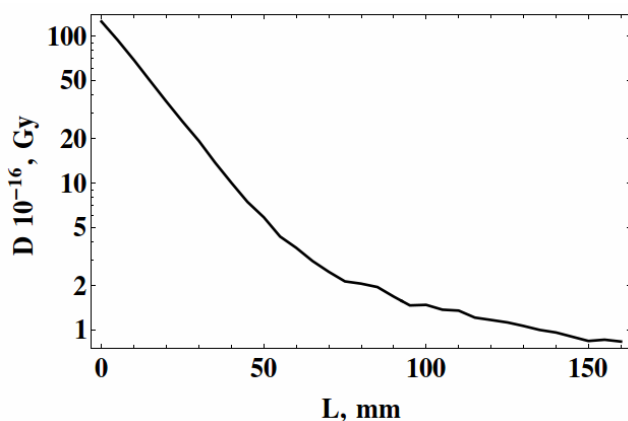


Рис. 6. Зависимость полученной поглощённой дозы от глубины слоя алюминия

Еще одно вещество, важное для оценки радиационного воздействия на биологические ткани – вода. Результат расчета для $H_{Air Slice} = 150$ м и $R_{World Volume} = 100$ м в поле $E = 10$ кВ/см приведен на Рис. 7.

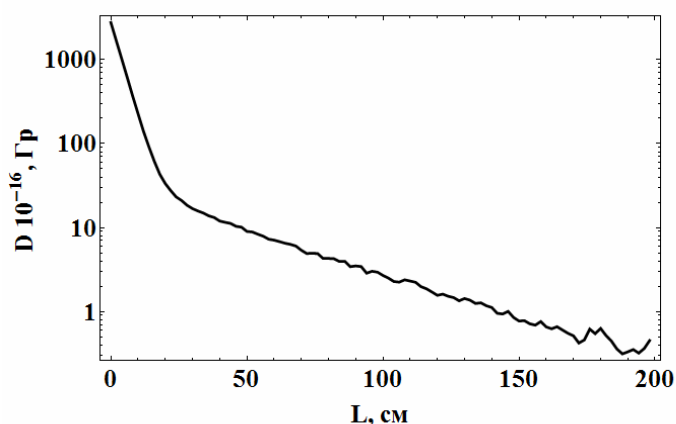


Рис. 7. Зависимость поглощенной дозы от глубины слоя воды

2.2. Поглощенные дозы от единичного и многих каскадов

Рассмотрим, как усилится поглощенная доза, если учитывать более протяженные объемы, в которых могут развиваться множественные каскады, формируемые за счет обратных связей. Для контроля реализации обратной связи в мировом объеме кроме очевидного увеличения машинного времени был сформирован программный индикатор, фиксирующий высокоэнергетические позитроны и фотоны в мировом объеме (не в детекторе, в котором их много из-за взаимодействия с его плотным веществом). В ходе моделирования отбирались такие события, которые явно запускали многие ливни, о чем свидетельствовали высотные профили и у которых был ненулевой индикатор срабатывания обратной связи. И наоборот: когда отбирались события с одиночной лавиной, то машинное время было значительно меньше, а индикаторы не фиксировали много частиц. Поле оставалось одинаковым в этой серии моделирования. Не менялась и высота мирового объема, чтобы обеспечить одинаковую разность потенциалов при сравнении вклада событий с обратной связью. Результаты моделирования изображены на Рис. 8. Отметим, что вычисление для одиночной лавины было произведено полностью (сплошная линия), а в случае многих лавин ограничиваемся указанием только нижней границы поглощенной дозы, т.к. полный цикл вычислений требует значительного увеличения расчетного времени и текущие данные аккумулировались отдельно.

Видно, что вклад новых лавин, возникающих из-за наличия обратной связи, увеличивает поглощенную дозу как минимум на порядок, при этом основной вклад в радиационное воздействие на вещество дает электронная компонента каскада. Фотонный вклад на 2–3 порядка меньше электронного.

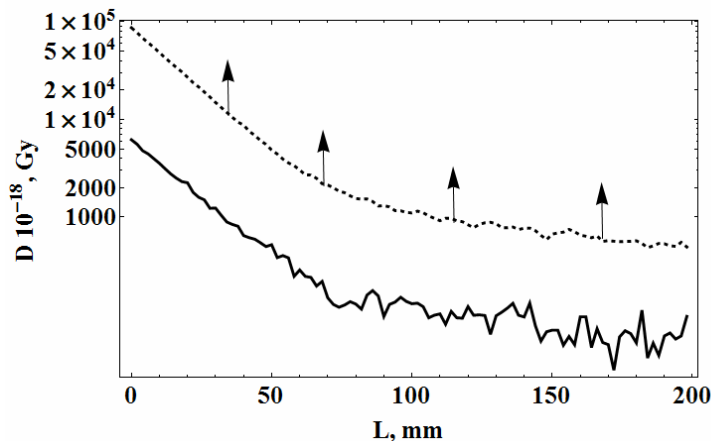


Рис. 8. Иллюстрация вклада обратной связи в поглощенную дозу: сплошная линия — поглощенная доза от одного каскада. Пунктир — текущее значение дозы, получаемой от многих каскадов, образующихся благодаря включению цепочек обратной связи в мировом объеме. Поле — 1000 кв/м, затравочная частица — электрон с энергией 1МэВ

3. Пространственно-временное разворачивание каскада лавин релятивистских убегающих электронов формирующихся за счет фотонной и позитронной обратной связи

3.1. Пространственная структура каскада ЛРУЭ

В данном разделе исследовалось влияние фотонных и позитронных обратных связей, т.к. позитроны, двигаясь по полю в направлении обратном ЛРУЭ, ускоряются и становятся источником новых лавин. Это же касается и фотонов, распространяющихся в обратном направлении. Выше такие события представлены. Обратные связи приводят как к существенному возрастанию плотности числа частиц, так и к самосогласованному развитию лавины, которая перестает зависеть от затравочных частиц. Учесть это можно введением параметра обратной связи γ [14], связанным с характерным возрастанием числа частиц после реализации цикла обратной связи, что влечет модификацию высотного профиля $N(z) = N_0 \exp(z / \lambda) / (1 - \gamma)$. Видно, что в случае сильной обратной связи $\gamma \rightarrow 1$ профиль $N(z)$ перестает зависеть от N_0 . Для исследования влияния обратной связи на усиление дозовых характеристик поля излучения сравнивались одиночные лавины и лавины, когда запускались цепочки обратных связей при прочих равных условиях. Полученные пучки направлялись в алюминиевый детектор, контролирующий поглощенную дозу.

В условиях, реализуемых в атмосфере Земли, электронная ЛРУЭ способна эффективно генерировать гамма-кванты, которые, порождая пары, формируют отдельный поток позитронов, распространяющийся по полю в обратном направлении по отношению к электронному пучку.

Это приводит к формированию обратной связи в цепочке: электронный пу-

чок → тормозные гамма-кванты → позитроны → новый электронный пучок. Очевидно, что новый пучок формируется ниже по высоте, чем исходный.

Для исследования данной обратной связи проводилось моделирование пробоя на убегающих электронах в многокилометровом (15 км) слое с учетом неоднородности атмосферы.

Атмосферный цилиндрический слой разбивался на **Nsl**-слоев с однородной атмосферой на соответствующей высоте. Физические параметры слоев вычислялись циклически и определялись посредством реализации базового класса **G4Material**.

Была предусмотрена возможность локализации электрического поля внутри мирового объема, для чего в функциях, определяющих геометрию слоев, на высотах локализации подключалась процедура «менеджер поля» **fLocalFieldManager**, реализующая базовый класс **G4FieldManager**.

Результаты многодневных вычислений многокилометрового пробоя с учетом обратной позитронной связи в условиях локализованного поля и неоднородной атмосферы представлены на Рис. 9.

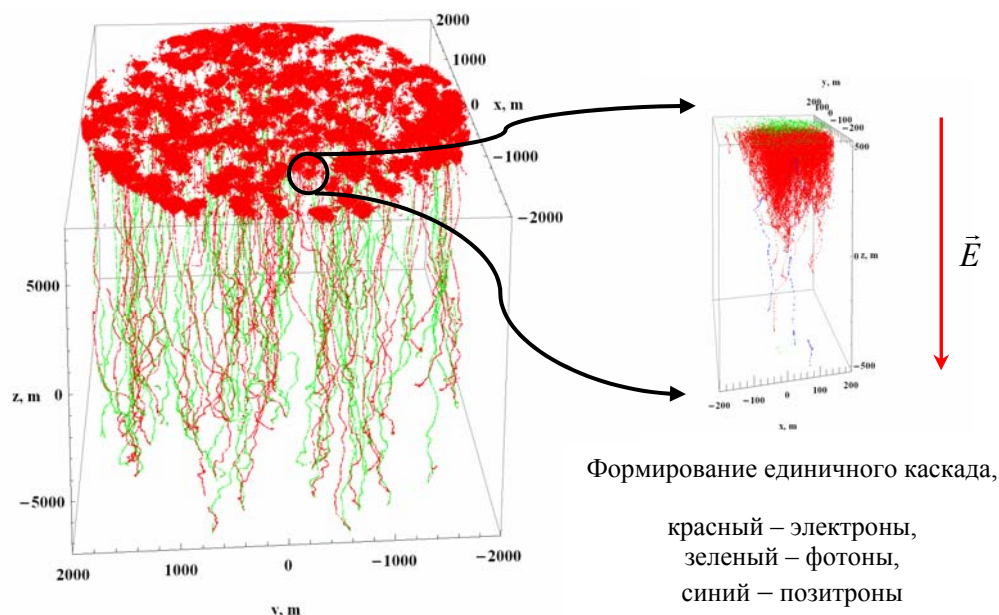


Рис. 9. Пример позитронной обратной связи, формирующей новые каскады.

Слева: серия каскадов в цилиндре высотой 15 км, образованных из **одной** частицы (электрона), влетающей в цилиндр из его дна в точке ($x = 0$, $y = 0$, $z = -7500$ м). Показаны в основном главные треки вторичных электронных каскадов (красный), которые формируются за счет позитронных пучков (зеленый).

Вверху изображены вторичные частицы для самой верхней части главных треков. Увеличенный фрагмент верхней части главных треков показан справа

Видно, что единичный электрон способен вызвать многократное повторение лавин убегающих электронов, которые в итоге значительно увеличивают потоки высокоэнергетических частиц, распространяющихся в атмосфере и в космическое пространство.

3.2. Влияние «физических листов» на результаты моделирования

Как уже было сказано, большую роль при моделировании играет выбор конкретной модели, учитывающей специфику взаимодействий при различных энергиях. В пакете GEANT4 реализована возможность организовывать вычисления различных процессов в рамках разных численных моделей. Соответствующий выбор обобщается подключением отдельных классов, называемых «физическим листом». Для электромагнитных процессов существует несколько численных моделей, разработанных для расчета комптоновского рассеяния, рождения пар, фотоэффекта, тормозного излучения, ионизационного торможения и других процессов. Основной является модель стандартной низкоэнергетической электродинамики (STEM), но есть еще более точная ливерморская модель электромагнитных процессов (LVEM), более точно учитывающая оболочечную атомную структуру [21]. Есть еще численная модель PENELOPE, специально разработанная для монтекарловского моделирования энергетических распределений при низких энергиях [21], также учитывающая различные атомные эффекты. Модель PENELOPE применима при энергиях от нескольких сотен эВ [21], в то время как LVEM применима для энергий от 10 эВ. По этой причине рассматривалось, как отражается на результатах применение стандартной и ливерморской модели.

Для этого в результате численного моделирования средствами пакета GEANT4 получены высотные профили электронных лавин, генерируемых в однородном электрическом поле в атмосфере Земли с применением ливерморской численной модели электромагнитных взаимодействий, более точно описывающей процессы при низких энергиях. Получено, что ливерморская модель приводит к большей генерации убегающих электронов, что отражается на уменьшении длины генерации лавины при данном электрическом поле. Кроме того, получены зависимости высотных профилей лавин от изменения поперечного размера содержащего их объема.

Применение более строгих моделей при расчете профилей электронных лавин позволяет более точно оценить ущерб от радиационного воздействия на летательные аппараты.

3.3. Алгоритм дискриминации отдельных лавин в каскаде

Как видно из предыдущего, найти индикатор новой лавины по скачку в профиле по высоте затруднительно (рост порядка $e\hbar$, и отделить наложение двух $e\hbar$ трудно (λ – одинаковая)), поэтому предлагается дискриминировать частицы в детекторе по времени регистрации. Это физически очень значимо, поскольку лавины релятивистские, $v \sim c$, то частицы от одной лавины приходят в детектор примерно в одинаковое время. Разброс в приходе очень маленький и

есть характеристика вертикальной и горизонтальной диффузии лавины. Новая лавина будет существенно удалена по времени от предыдущей, т. к. для ее генерации нужно пролететь в обратном направлении, разогнаться до энергии убегания и пролететь снова в детектор. Таким образом, время обратной связи (ОС) (интервал между лавинами) много больше ширины разброса времени прихода частиц в одной лавине.

Получается следующий алгоритм, основанный на необходимости построить распределение числа частиц в детекторе от времени регистрации, отсчитываемого с момента запуска затравочной частицы в детектор:

1) детектор настраиваем на регистрацию глобального времени детектирования частиц (не путать с локальным временем, отсчитываемым от начала данного трека)²,

2) инициализируем генератор частиц, проводим запуск одной затравочной частицы в мировой объем,

3) реализуем сбор данных в процессе вычисления, выбирая каждую N -ю частицу ($N = 1, 10^2, 5 \times 10^2, 10^3, \dots$),

4) по ходу вычислений, независимо от реализации режима ОС строим распределение: число частиц – время регистрации,

5) приводим полученное распределение к гистограмме, вычисляя число частиц в фиксированных временных интервалах, т. е. суммируем все частицы в данном временном интервале,

6) каждой новой лавине будет соответствовать свой пик на гистограмме,

7) по мере развития каскада пики будут возникать во все новых временных интервалах, что означает возникновение более поздних вторичных лавин,

8) реализация режима слабой ОС $\lambda < 1$ означает затухание (в среднем) пиков по амплитуде и относительно быстрое прекращение работы программы, свидетельствующее о том, что все процессы внутри мирового объема просчитаны,

9) реализация режима сильной ОС $\lambda \geq 1$ означает незатухание (в среднем) пиков по амплитуде со временем, возникновение все новых и новых лавин и продолжение генерации каскада в более отдаленные временные промежутки, при этом программа продолжает работать очень долго,

10) независимо от режима ОС, распределение число частиц – время регистрации детектором может возвращаться на предыдущие временные интервалы, дополняя раннюю лавину другими ее «ветвями», образованными другими вторичными частицами из данной лавины, которые еще не были просчитаны. Это приводит к постепенному изменению амплитуд пиков на гистограмме не только в новообразованных лавинах, но и в более ранних по времени формирования.

Реализация данного алгоритма позволяет однозначно провести дискриминацию отдельных лавин в каскаде.

В случае одной лавины это даст следующую картину (см. Рис.10).

² Как глобальное, так и локальное (собственное) время являются функциями-членами класса G4Track.

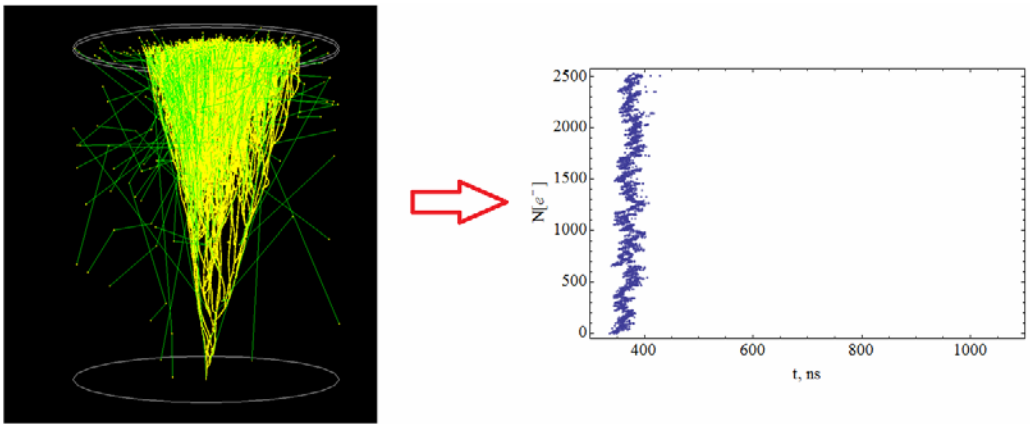


Рис. 10. Пример одной лавины

Если же в мировом объеме сформируется более одной лавины, то по указанным выше причинам мы получим несколько вертикальных «столбов» на диаграмме число частиц – время регистрации (см. Рис.11).

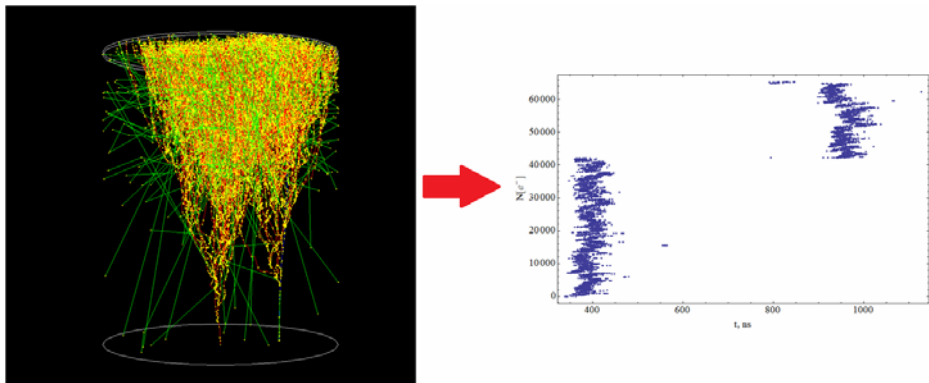


Рис. 11. Пример нескольких лавин

Учитывая огромное число частиц, их можно учитывать выборочно, что не скажется на изображении глобальной структуры каскада лавин.

Видно, что дискриминация по времени – гораздо лучший индикатор обратной связи, чем высотный профиль, и мы четко видим появление новой лавины. Таким образом, сигналы в детектор идут квазипериодически, по мере формирования новых лавин из их каскада. TGF излучает не непрерывно, а импульсно. Важно отметить, что это явление зафиксировано и на спутниках [14].

Эффективность такого представления данных еще и в том, что высота столбов пропорциональна числу частиц в лавине, а, значит, дает и длину генерации лавины (λ). Ширина же, как уже сказано, характеризует диффузионные свойства лавины, а промежуток времени τ_{FB} между столбами – время обратной связи. Причем отношения высот столбов пропорциональны параметру ОС (γ).

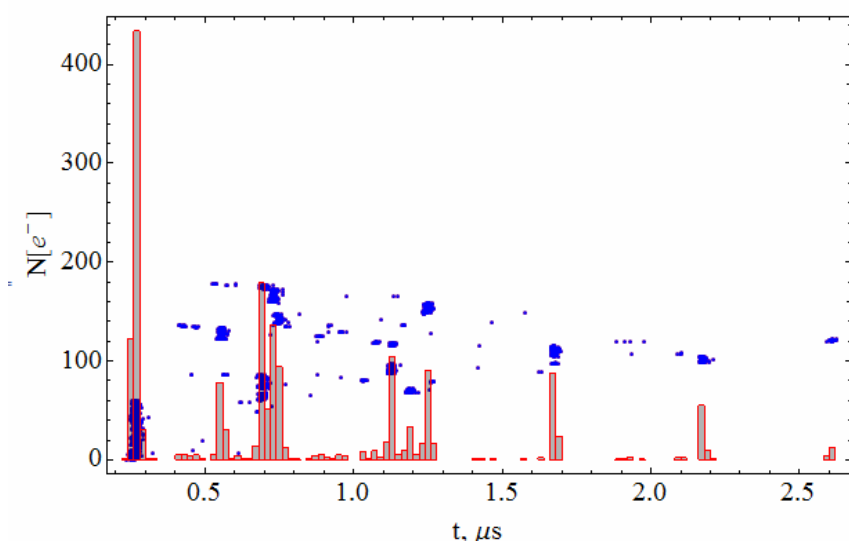


Рис. 12. Пример каскада с отрицательной ОС. Точки отмечают убегающие электроны, заштрихованные пики- гистограмма по времени, суммирующая общее число частиц в данном временном интервале

На Рис.12 представлен пример с уменьшением высоты столбов со временем, т. е. $\gamma < 1$, ОС отрицательная, лавины затухают.

При увеличении объема при заданном поле время расчета увеличится (при этом время регистрации, соответственно, возрастет), свидетельствуя о возникновении большого числа лавин в мировом объеме, но обратная связь по-прежнему будет отрицательной – пики числа УЭ будут в среднем уменьшаться, как и на Рис. 12.

3.4. Критический объем локализации электрического поля, ограничивающий стабильный режим развития каскада лавин

Что будет, если увеличивать поле (или высоту объема при заданном поле), предоставляя лавинам все больше увеличиваться? Видно, что в этом случае существует возможность насыщения параметра обратной связи, что достигается в рамках так называемого «критического объема»: критический объем – это максимальный объем локализации электрического поля, при котором полное число убегающих электронов у вновь порождаемых лавин убывает со временем, т.е. это пограничный режим, для которого $\lambda \rightarrow 1$.

В случае, когда этот критический объем превышен, число частиц в последовательных лавинах не убывает в среднем, а наоборот, может возрастать ($\lambda > 1$). Это изображено на Рис. 13.

Была проведена серия численных экспериментов для установления критического объема при разных полях. Результаты представлены на Рис. 14.

Критический объем представляет собой цилиндр с высотой равной радиусу. В случае объемов, лежащих выше красной линии на Рис. 12, генерация частиц в электронной лавине многократно возрастает.

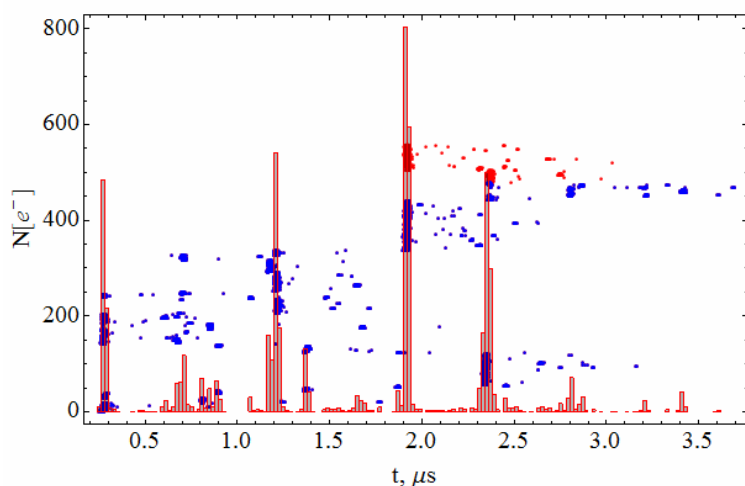


Рис.13. Каскад лавин с неубывающим числом УЭ у последовательных лавин

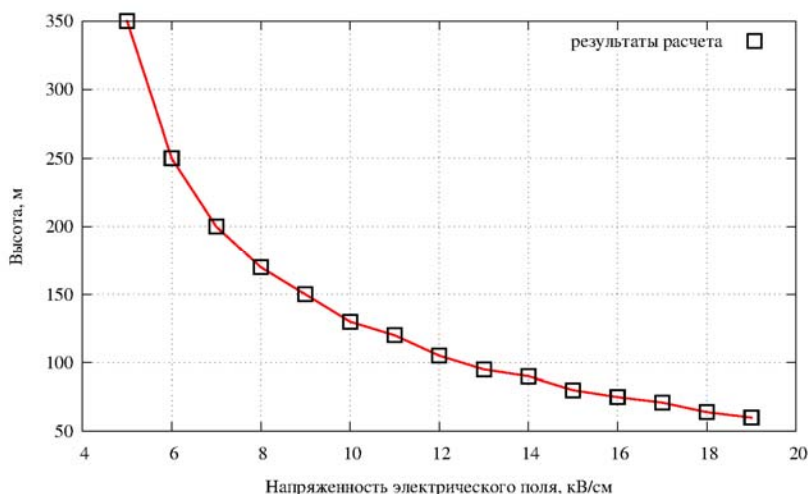


Рис.14. Зависимость высоты критического объема от напряженности электрического поля

3.5. Определение времени обратной связи

Время обратной связи – средний интервал времени между лавинами. Это время больше дисперсии времени прихода частиц в одной лавине. Вычислим разность времени регистрации электронов из соседних лавин и усредним по лавинам и, используя полученные ранее данные при вычислении перехода в режим с $\gamma > 1$, получим зависимость времени обратной связи $\tau_{FB}(E)$ от напряженности электрического поля (см. Рис.15).

Отметим, что установив зависимость $\tau_{FB}(E)$ можно по наблюдениям TGF определить время обратной связи в каскаде ЛРУЭ, а это позволяет найти поле, которое генерирует каскад из Рис.15.

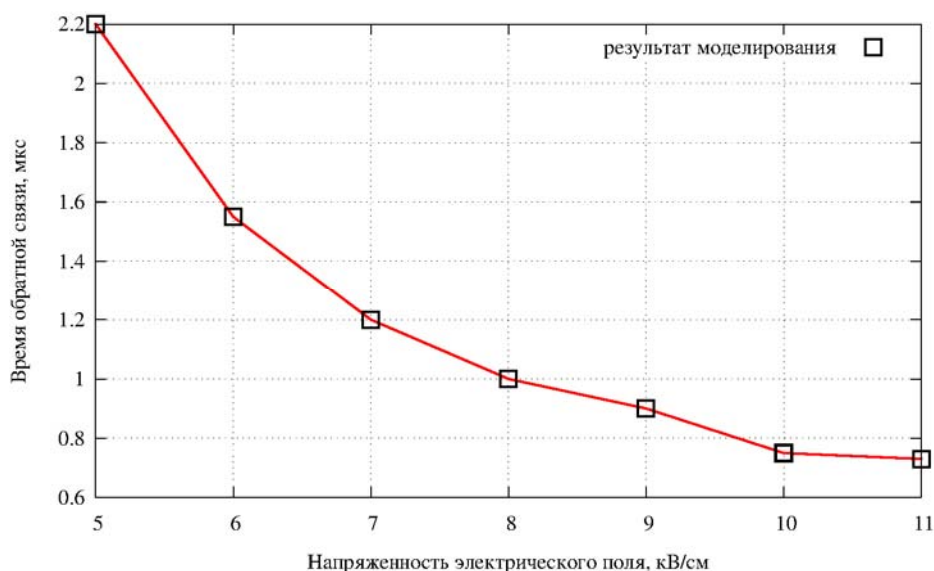


Рис. 15. Зависимость времени обратной связи от напряженности электрического поля

Полученные результаты дополняют исследования, проведенные ранее в [22] и [24]. Так в [24] не учитывалось влияние радиуса мирового объема на критический объем, а в [22] не была установлена зависимость времени обратной связи от напряженности поля.

Заключение

Показано, что спектральные профили электронных лавин и тормозного гамма-излучения соответствуют теоретическому механизму генерации за счет убегающих электронов в однородном поле. Получена зависимость длины генерации электронной лавины и средней энергии электронов от напряженности электрического поля.

Проведено численное моделирование процессов генерации множественных лавин релятивистских убегающих электронов в атмосферном квазистационарном электрическом поле в режиме запуска позитронных и фотонных цепочек обратной связи.

Промоделирован процесс пространственно-временного развертывания вторичных лавин в ходе пробоя на убегающих электронах. Предложен и протестирован программный дискриминатор отдельных лавин в множественном каскаде, позволяющий извлекать дополнительную информацию о структуре пучка, включающую число и поперечную диффузию убегающих электронов в лавине. Разработан алгоритм вычисления параметра и периода обратной связи, характеризующих, соответственно, увеличение числа частиц и промежутков времени между последовательными запусками циклов фотонной и позитронной обратной связи.

Исследован режим перехода процесса генерации лавин из стабильного в не-

стабильное состояние, когда число частиц в лавине перестает зависеть от числа затравочных частиц, а параметр обратной связи достигает насыщения. Показано, что такая перестройка режима генерации становится возможной лишь при достижении объемом, занимаемым данным электрическим полем, некоторого критического значения. Соответствующий критический объем локализации поля найден и показано, что в случае его превышения генерация порождаемых в нем лавин убегающих электронов и сопровождающих их излучений значительно возрастают. Получена зависимость критического объема и периода обратной связи от напряженности электрического поля.

Исследовано радиационное воздействие лавин убегающих электронов и сопровождающих их излучений на различные материалы при разных полях и на разных высотах. Показано, что учет запуска цепочек обратных связей приводит к увеличению поглощенной дозы в веществе минимум на порядок, а максимум определяется, фактически, временем существования поля, обеспечивающего пробой на убегающих электронах.

Литература

1. Füllekrug M., Mareev E. A., Rycroft M. J. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges. Springer, 2006
2. Siingh D. et al. // Surveys in geophysics. 2008. Vol. 29, № 6. P. 499–551
3. Neubert T. et al. // Surveys in geophysics. 2008. Vol. 29, № 2. P. 71–137
4. Fishman G. J. et al. // Science. 1994. Vol. 264. P. 1313–1316
5. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. // Science. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088
6. Briggs M. S. et al. // Geophysical research letters. 2011. Vol. 38, № 2. P. L02808
7. Inan U. S. et al. // Geophysical research letters. 2006. Vol. 33, № 18. P. L18802
8. Babich L. P. // JETP letters. 2006. Vol. 84, № 6. P. 285–288
9. Carlson B. E., Lehtinen N.G., Inan U. S. // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. P. A00E19
10. Uman M. A. The Lightning Discharge. Dover Publications, 2001
11. Wilson C. T. R. // Proc. Cambridge Philosophical Society. 1925. Vol. 22. P. 534
12. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. // Physics Letters A. 1992. Vol. 165. P. 463–468
13. Gurevich A.V., Zybin K. P. // Physics-Uspekhi. 2007. Vol. 44, № 11. P. 1119
14. Dwyer J. R., Smith D. M., Cummer S. A. // Space Science Reviews. 2012. Vol. 173. P. 133–196
15. Dwyer J. R. // J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. P. D10103
16. Tavani M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106. P. 018501
17. Гуревич А. В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171, № 11. С.1177
18. Skeltved A. B. et al. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2014. V.119. P.1
19. Rybicki G.B., Lightman A.P. Radiative processes in astrophysics. Wiley-vch, 2008
20. Agostinelli S. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. Vol. A506. P. 250–303.
21. GEANT4: Physics Reference Manual, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
22. Dwyer J. R. // Journal of Geophysical Research (Space Physics). 2012. Vol. 117. P. 2308
23. Dwyer J. R. et al. // Journal of Geophysical Research. 2010. Vol. 115, № D9. P. D09206
24. Dwyer J. R. //Geophysical Research Letters. 2003. Vol. 30, №. 20. P.2055

SIMULATION OF RELATIVISTIC RUNAWAY ELECTRON BREAKDOWN WITH PHOTON AND POSITRON CHAINS FEEDBACKS

Yu. A. Tsalkou, V. V. Haurylavets, V. V. Tikhomirov, H. P. Marozava

The results of simulation of the process of generating multiple avalanches of relativistic runaway electrons in an electric field with positron and photon feedback chains are presented. The process of space-time deployment of secondary avalanches during runaway breakdown is modeled. The software discriminator separating avalanches in the plural cascade, allowing to extract additional information about the beam structure, including the number and lateral diffusion of runaway electrons in the avalanche is proposed and tested. An algorithm for calculating the parameter and the feedback period characterizing a corresponding increase in the number of particles and the time interval between successive starts of the photon and positron cycles feedback is proposed.

The critical volume field localization corresponding to the feedback chains saturation is found and it is shown that in the case of field localization in bigger volume the generation of avalanches of runaway electrons and their accompanying emissions increase significantly. The dependencies of the critical volume and the feedback period on the electric field are found.

It is shown that taking into account feedback chains leads to an increase of the absorbed dose in matter at least an order of magnitude and the maximum dose is determined, in fact, by the lifetime of the field, providing runaway breakdown.

MINIMAL LENGTH AT ALL ENERGIES SCALES, MEASURABILITY AND MATHEMATICAL TOOLS OF QUANTUM THEORY AND GRAVITY

A. E. Shalyt-Margolin

In the paper the minimal length and time are introduced as minimal measurement units for all quantities having the dimensions of length and time, respectively. In this case the mathematical apparatus of the theories under study (specifically, quantum theory and gravity) should be changed: infinitesimal space-time quantities should not be involved; the definition of **measurability in terms of minimal length** is a natural inference. Besides, it is shown that the entropic approach to gravity in its present form is impossible in this case because the theory must be free from such infinitesimal quantities as infinitely small variations in the surface of the holographic screen, its volume, and entropy. Moreover, the theories, because of their nature, become discrete, however, approaching the starting continuous theories at low energies as is demonstrated in this work. In conclusion the author puts forward a program for further studies that is based on the above-mentioned measurability definition.

This paper is devoted to Professor Nikolai Maksimovich Shumeiko memory.

1. Introduction

Within the scope of modern understanding, it is known that a minimal length on the order of the Planck length $l_{min} \propto l_p$ becomes important only at very high (Planck) energies $E \propto E_p$. At low energies $E \ll E_p$ it is practically not apparent. What results from this fact?

Provided the minimal length l_{min} is involved, then on going from high to low energies the corresponding low-energy theory, to a high accuracy, may be considered to be continuous in agreement with the limiting transition

$$l_{min} \rightarrow 0. \quad (1)$$

But this is only one of the approaches possible.

According to second approach that is an alternative to the first one, the minimal length $l_{min} \neq 0$ is involved both at high and low energies. In this case the theory in general becomes discrete though being very close to the initial continuous theory for low energies $E \ll E_p$ as it has been demonstrated by the author in his recent works.

What is inferred on this basis for real physics? At least, it is suggested that the use of infinitesimal quantities dx_μ in a mathematical apparatus of both quantum theory and gravity is incorrect, despite the fact that both these theories give the results correlating well with the experiment (for example, [1]).

Indeed, in all cases the infinitesimal quantities dx_μ bring about an infinitely small length ds [2]:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \quad (2)$$

that is inexistent because of l_{min} .

As shown in [3], instead of these infinitesimal quantities, reasonable are "minimal variations possible" Δ_{min} of the quantity L having the dimension of length, i.e. the quantity

$$\Delta_{min} L = l_{min}. \quad (3)$$

However, the "minimal variations possible" of any quantity having the dimensions of length (3) which are equal to $l_{min} \propto l_P$ require, according to the Heisenberg Uncertainty Principle (HUP)[4]:

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{\Delta p} \quad (4)$$

maximal momentum $p_{max} \propto P_{Pl}$ and energy $E_{max} \propto E_P$. Here l_P, P_{Pl}, E_P – Planck length, momentum, and energy, respectively. (Note that the normalization $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ is used rather than $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$).

But at low energies (far from the Planck energy) there are no such quantities and hence in essence $\Delta_{min} L = l_{min} \propto l_P$ (3) corresponds to the high-energy (Planck) case only.

For the energies lower than Planck energy, the "minimal variations possible" $\Delta_{min} L$ of the quantity L having the dimensions of length must be greater than l_{min} and dependent on the present E

$$\Delta_{min} \equiv \Delta_{min,E}, \Delta_{min,E} L > l_{min}. \quad (5)$$

Besides, as we have a minimal length unit l_{min} , it is clear that any quantity having the dimensions of length is "quantized", i.e. its value measured in the units l_{min} equals an integer number and we have

$$L = N_L l_{min}, \quad (6)$$

where N_L is a positive integer number.

The problem is, how the "minimal variations possible" $\Delta_{min,E}$ (5) are dependent on the energy or, what is the same, on the scales of the measured lengths?

This paper presents a possible approach to the above-stated problem and its inferences. The work is based on the recent publications [3], [5] and in part on [6].

2. Minimal length and uncertainty principle at all energies scales

We begin not with Heisenberg's Uncertainty Principle (HUP) (4) but with its widely known high-energy generalization the Generalized Uncertainty Principle (GUP) [7–15]:

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{\Delta p} + \alpha' l_P^2 \frac{\Delta p}{\hbar}. \quad (7)$$

Here α' is the model-dependent dimensionless numerical factor and l_P is the Planckian length.

Note also that initially GUP (7) was derived within a string theory [7–9] and, subsequently, in a series of works far from this theory [10–15] it has been demonstrated that on going to high (Planck's) energies in the right-hand side of HUP (4) an additional «high-energy» term $\propto l_P^2 \frac{\Delta p}{\hbar}$ appears. The work [10] is of particular interest. Here by

means of a simple gedanken experiment it has been demonstrated that formula (7) is valid with regard to the gravitational interaction.

As (7) is an quadratic inequality, then it naturally leads to the minimal length $l_{min} = \xi l_p = 2\sqrt{\alpha'} l_p$.

This means that the theory for the quantities with a particular dimension has a **minimal measurement unit**. At least, all the quantities with such a dimension should be «quantized», i. e. be measured by an integer number of these **minimal units** of measurement.

Specifically, if l_{min} is a **minimal unit** of length, then for any length L we have the «**Integrality Condition**» (IC) (6)

What are the consequences for GUP (7) and HUP (4)?

Assuming that HUP is to a high accuracy derived from GUP on going to low energies or that HUP is a special case of GUP at low values of the momentum, we have

$$(GUP, \Delta p \rightarrow 0) = (HUP). \quad (8)$$

By the language of N_L from (8) it is nothing else but a change-over to the following:

$$(N_{\Delta x} \approx 1) \rightarrow (N_{\Delta x} \gg 1). \quad (9)$$

The assumed equalities in (4) and (7) may be conveniently rewritten in terms of l_{min} with the use of the deformation parameter α_a . This parameter has been introduced earlier in the papers [16–27] as a **deformation parameter** on going from the canonical quantum mechanics to the quantum mechanics at Planck's scales (early Universe) that is considered to be the quantum mechanics with the minimal length (QMML):

$$\alpha_a = \frac{l_{min}^2}{a^2}, \quad (10)$$

where a is the measuring scale.

Definition 1.

Deformation is understood as an extension of a particular theory by inclusion of one or several additional parameters in such a way that the initial theory appears in the limiting transition to specific values of these parameters [28].

The assumed equalities in (4) and (7) may be conveniently rewritten in terms of l_{min} with the use of the deformation parameter $\alpha_{\Delta x}$ (10).

Let us consider the equality (7) of the form:

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} + \frac{\alpha_{\Delta x}}{4} \Delta x. \quad (11)$$

In this case due to formula (6) the equation (11) takes the following form:

$$N_{\Delta x} l_{min} = \frac{\hbar}{\Delta p} + \frac{1}{4N_{\Delta x}} l_{min} \quad (12)$$

or

$$\left(N_{\Delta x} - \frac{1}{4N_{\Delta x}}\right) l_{min} = \frac{\hbar}{\Delta p}. \quad (13)$$

That is

$$\Delta p = \frac{\hbar}{(N_{\Delta x} - \frac{1}{4N_{\Delta x}})l_{min}}. \quad (14)$$

From (12)–(14) it is clear that HUP (4) in the case of the equality appears to a high accuracy in the limit $N_{\Delta x} \gg 1$ in conformity with (9).

It is easily seen that the parameter α_a from (10) is discrete as it is nothing else but

$$\alpha_a = l_{min}^2/a^2 = \frac{l_{min}^2}{N_a^2 l_{min}^2} = \frac{1}{N_a^2}. \quad (15)$$

At the same time, from (15) it is evident that α_a is irregularly discrete.

It is clear that from formula (14) at low energies ($N_{\Delta x} \gg 1$), up to a constant

$$\frac{\hbar^2}{l_{min}^2} = \frac{\hbar c^3}{4\alpha' G} \quad (16)$$

we have

$$\alpha_{\Delta x} = (\Delta p)^2. \quad (17)$$

But all the above computations are associated with the nonrelativistic case. As known, in the relativistic case, when the total energy of a particle with the mass m and with the momentum p equals [29]:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}, \quad (18)$$

a minimal value for Δx takes the form [30]:

$$\Delta x \approx \frac{ch}{E}. \quad (19)$$

And in the **ultrarelativistic case**

$$E \approx pc \quad (20)$$

this means simply that

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{p}. \quad (21)$$

Provided the minimal length l_{min} is involved and considering the "**Integrity Condition**" (IC) (6), in the general case for (19) at the energies considerably lower than the Planck energies $E = E_P$ we obtain the following:

$$\begin{aligned} \Delta x &= N_{\Delta x} l_{min} \approx \frac{ch}{E}, \\ \text{or} \\ E &\approx \frac{ch}{N_{\Delta x}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Similarly, at the same energy scale in the ultrarelativistic case we have

$$p \approx \hbar/N_{\Delta x}. \quad (23)$$

Note that all the foregoing results associated with GUP and with its limiting transition to HUP for the pair $(\Delta x, \Delta p)$, as shown in [18], may be in **ultrarelativistic case** easily carried to the energy - time pair $(\Delta t, \Delta E)$. Indeed (7) gives [18]:

$$\frac{\Delta x}{c} \geq \frac{\hbar}{\Delta pc} + \alpha' l_P^2 \frac{\Delta p}{ch}, \quad (24)$$

then

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} + \alpha' \frac{l_p^2}{c^2} \frac{\Delta pc}{\hbar} = \frac{\hbar}{\Delta E} + \alpha' t_p^2 \frac{\Delta E}{\hbar}. \quad (25)$$

where according to (20) the difference between ΔE and $\Delta(pc)$ can be neglected and t_p is the Planck time $t_p = L_p/c = \sqrt{G\hbar/c^5}; 0,54 \cdot 10^{-43} \text{ sec}$. From whence it follows that we have a maximum energy of the order of Planck's:

$$E_{max} \propto E_p.$$

Then the foregoing formulas are rewritten by the following substitution:

$$\Delta x \rightarrow \Delta t; \Delta p \rightarrow \Delta E; l_{min} \rightarrow t_{min}; N_L \rightarrow N_{t=L/c} \quad (26)$$

Specifically, (14) takes the form

$$\left(N_{\Delta t} - \frac{1}{4N_{\Delta t}}\right) t_{min} = \frac{\hbar}{\Delta E}. \quad (27)$$

As shown, for the ultrarelativistic case there is t_{min} .

Next we assume that for **all cases** there is a minimal measuring unit of time

$$t_{min} = \frac{l_{min}}{v_{max}} = \frac{l_{min}}{c}. \quad (28)$$

Then, similar to (6), we get the "**Integrality Condition**" (**IC**) for any time t :

$$t \equiv t(N_t) = N_t t_{min}, \quad (29)$$

for certain $|N_t| \geq 0$ that is integer.

According to (27), let us define the corresponding energy E

$$E \equiv E(N_t) = \frac{\hbar}{\left|N_t - \frac{1}{4N_t}\right| t_{min}}. \quad (30)$$

Note that at low energies $E \ll E_p$, that is for $|N_t| \gg 1$, the formula (30) naturally takes the following form:

$$E \equiv E(N_t) = \frac{\hbar}{|N_t| t_{min}} = \frac{\hbar}{|t(N_t)|}. \quad (31)$$

Definition 2.

1. Let us define the quantity having the dimensions of length L or time t **measurable**, when it satisfies the relation (6) (and respectively (29)).

2. Let us define any physical quantity **measurable**, when its value is consistent with point 1) of this Definition.

Thus, **measurable infinitesimal changes** in length (and hence in time) are **impossible** and any such changes are dependent on the existing energies.

In particular, a minimal possible **measurable** change of length is l_{min} . It corresponds to some maximal value of the energy E_{max} or momentum P_{max} . If $l_{min} \propto l_p$, then $E_{max} \propto E_p, P_{max} \propto P_{pl}$, where $P_{max} \propto P_{pl}$, where P_{pl} is the Planck momentum. Then denoting in **nonrelativistic** case with $\Delta_p(w)$ a **minimal measurable** change every spatial coordinate w corresponding to the energy E we obtain

$$\Delta_{P_{max}}(w) = \Delta_{E_{max}}(w) = l_{min}. \quad (32)$$

Evidently, for lower energies (momentums) the corresponding values of $\Delta_p(w)$ are higher and, as the quantities having the dimensions of length are quantized (6), for $p \equiv p(N_p) < p_{max}$, $\Delta_p(w)$ is transformed to

$$|\Delta_{p(N_p)}(w)| = |N_p| l_{min}. \quad (33)$$

where $|N_p| > 1$ -integer so that we have

$$\left| N_p - \frac{1}{4N_p} \right| l_{min} = \frac{\hbar}{|p(N_p)|}. \quad (34)$$

In the relativistic case the formula (32) holds, whereas (33) and (34) for $E \equiv E(N_E) < E_{max}$ are replaced by

$$|\Delta_{E(N_E)}(w)| = |N_E| l_{min}, \quad (35)$$

where $|N_E| > 1$ -integer.

Next we assume that at high energies $E \propto E_p$ there is a possibility only for the **nonrelativistic** case or **ultrarelativistic** case.

Then for the **ultrarelativistic** case, with regard to (20)–(27), formula (34) takes the form

$$\left| N_E - \frac{1}{4N_E} \right| l_{min} = \frac{\hbar c}{E(N_E)} = \frac{\hbar}{|p(N_p)|}, \quad (36)$$

where $N_E = N_p$.

In the relativistic case at low energies we have

$$E \ll E_{max} \propto E_p. \quad (37)$$

In accordance with (18), (19) formula (33) is of the form

$$|\Delta_{E(N_E)}(w)| = |N_E| l_{min} = \frac{\hbar c}{E(N_E)}, |N_E| \gg 1 \text{ integer}. \quad (38)$$

In the nonrelativistic case at low energies (37) due to (34) we obtain

$$|\Delta_{p(N_p)}(w)| = |N_p| l_{min} = \frac{\hbar}{|p(N_p)|}, |N_p| \gg 1 - \text{integer}. \quad (39)$$

In a similar way for the time coordinate t , by virtue of formulas (29)–(31), at the same conditions we have similar formulas (32), (33), (34)

$$\Delta_{E_{max}}(t) = t_{min}. \quad (40)$$

For $E \equiv E(N_t) < E_{max}$

$$|\Delta_{E(N_t)}(t)| = |N_t| t_{min}, \quad (41)$$

where $|N_t| > 1$ is integer, so that we obtain

$$\left| N_t - \frac{1}{4N_t} \right| t_{min} = \frac{\hbar c}{E(N_t)}. \quad (42)$$

In the relativistic case at low energies

$$E = E_{max} \ll E_p, \quad (43)$$

in accordance with (18),(19), formula (33) takes the form

$$|\Delta_{E(N_t)}(w)| = |N_t| l_{min} = \frac{\hbar c}{E(N_t)}, |N_t| \gg 1 - \text{integer}. \quad (44)$$

Comments

Comm 2.1. It should be noted that the lattice is usually understood as a uniform discrete structure with one and the same constant parameter a (lattice pitch). But in this case we have a nonuniform discrete structure (lattice in its nature), where the analogous parameter is variable. This parameter is a multiple of l_{min} , (i. e. $a = l_{min}$), and also it depends on the energies. Only in the limit of high (Planck's) energies we get a (nearly) uniform lattice with (nearly) constant pitch $a \approx l_{min}$ or $a = \kappa l_{min}$, where κ is on the order of 1.

Comm 2.2 Obviously, when l_{min} is involved, the foregoing formulas for the momentums $p(N_p)$ and for the energies $E(N_E), E(N_t)$ may **certainly** give the highly accurate result that is close to the experimental one only at the verified low energies: $|N_p| \gg 1, |N_E| \gg 1, |N_t| \gg 1$. In the case of high energies $E \propto E_{max} \propto E_p$ or, what is the same $|N_p| \rightarrow 1, |N_E| \rightarrow 1, |N_t| \rightarrow 1$, we have a certain, experimentally unverified, model with a correct low-energy limit.

Comm 2.3 It should be noted that dispersion relations (18) are valid only at low energies $E \ll E_p$. In the last few years in a series of works [31–35] it has been demonstrated that within the scope of GUP the high-energy generalization of (18) – Modified Dispersion Relations (MDRs) – is valid.

Specifically, in its most general form the Modified Dispersion Relation (formula (9) in [35]) may be given as follows:

$$p^2 = f(E, m; l_p); E^2 - \mu^2 + \alpha_1 l_p E^3 + \alpha_2 l_p^2 E^4 + O(l_p^3 E^5), \quad (45)$$

where in the notation of [35] the fundamental constants are $c = \hbar = k_B = 1$, f is the function that gives the exact dispersion relation, and in the right-hand side the applicability of the Taylor-series expansion for $E = 1/l_p$ is assumed. The coefficients α_i can take different values in different quantum-gravity proposals. m is the rest energy of a particle, and the mass parameter μ in the right-hand side is directly related to the rest energy but $\mu \neq m$ if not all the coefficients α_i are vanishing.

The general case of (MDRs) (45) in terms of the considerations given in this section is yet beyond the scope of this paper and necessitates further studies of the transition from low $E \ll E_p$ to high $E \approx E_p$ energies.

For now it is assumed that at low energies formula (18) is valid to within a high accuracy, whereas at high energies, i.e. for $|N_p| \rightarrow 1, |N_E| \rightarrow 1, |N_t| \rightarrow 1$, (18) should be replaced by (45). Besides, it is important that in this paper, as distinct from [31–35], the author uses the simplest (earlier) variant of GUP [10–15], involving a minimal length but not a minimal momentum.

Also note that references [31–35] give not nearly so complete a list of the publications devoted to GUP (and, in particular, MDR) – a very complete and interesting review may be found in [32].

Comm 2.4 In what follows, within the scope of the above definitions, we consider, unless stated otherwise, **only measurable** increments (variations) of the space-time quantities and the corresponding momentums and energies.

Proceeding from all the above, this simply means that all minimal increments

(variations) of the space-time quantities are dependent on the present energies and coincident with the corresponding **minimal uncertainties** from the **Uncertainty Principle at All Energy Scales**.

3. Gravity in terms of measurable quantities. Space with horizon

In this Section we examine an indicative example from gravity for the case when all changes in the system are considered in terms of **measurable quantities** of **Definition 2** [3], [5].

Gravity and thermodynamics of horizon spaces and their interrelations are currently most actively studied [36], [37–48]. Let us consider a relatively simple illustration-the case of a static spherically-symmetric horizon in space-time, the horizon being described by the metric

$$ds^2 = -f(r)c^2 dt^2 + f^{-1}(r)dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (46)$$

The horizon location will be given by a simple zero of the function $f(r)$, at the radius $r = a$.

This case is studied in detail by T.Padmanabhan in his works (in particular [36]) . We use the notation system of [36]. Let, for simplicity, the space be denoted as H .

It is known that for horizon spaces one can introduce the temperature that can be identified with an analytic continuation to imaginary time. In the case under consideration ([36], eq.(116))

$$k_B T = \frac{\hbar c f'(a)}{4\pi}. \quad (47)$$

Therewith, the condition $f(a) = 0$ and $f'(a) \neq 0$ must be fulfilled.

Then at the horizon $r = a$ Einstein's field equations

$$\frac{c^4}{G} \left[\frac{1}{2} f'(a) a - \frac{1}{2} \right] = 4\pi P a^2, \quad (48)$$

where $P = T_r^r$ is the trace of the momentum-energy tensor and radial pressure.

Now we proceed to the variables " α " from the formula (10) to consider (48) in a new notation, expressing a in terms of the corresponding deformation parameter α . In what follows we omit the subscript in formula (10) of α_a , where the context implies which index is the case. In particular, here we use α instead of α_a . Then we have [49]

$$a = l_{min} \alpha^{-1/2}. \quad (49)$$

Therefore,

$$f'(a) = -2l_{min}^{-1} \alpha^{\frac{3}{2}} f'(\alpha). \quad (50)$$

Substituting this into (48) we obtain in the considered case of Einstein's equations in the " α -representation" the following [49]:

$$\frac{c^4}{G} \left(-\alpha f'(\alpha) - \frac{1}{2} \right) = 4\pi P \alpha^{-1} l_{min}^2. \quad (51)$$

Multiplying the left- and right-hand sides of the last equation by α , we get

$$\frac{c^4}{G} \left(-f'(\alpha) \alpha^2 - \frac{1}{2} \alpha \right) = 4\pi P l_{min}^2. \quad (52)$$

L. h. s. of (52) is dependent on α . Because of this, r.h.s. of (52) must be dependent on α as well, i. e. $P = P(\alpha)$, i.e

$$\frac{c^4}{G} \left(-f'(\alpha) \alpha^2 - \frac{1}{2} \alpha \right) = 4\pi P(\alpha) l_{min}^2. \quad (53)$$

Note that in this specific case the parameter α within constant factors is coincident with the Gaussian curvature K_a [50] corresponding to a :

$$\frac{l_{min}^2}{a^2} = l_{min}^2 K_a. \quad (54)$$

Substituting r. h. s of (54) into (53), we obtain the Einstein equation on horizon, in this case in terms of the Gaussian curvature

$$\frac{c^4}{G} \left(-f'(K_a) K_a^2 - \frac{1}{2} K_a \right) = 4\pi P(K_a). \quad (55)$$

This means that up to the constants

$$-f'(K_a) K_a^2 - \frac{1}{2} K_a = P(K_a), \quad (56)$$

i. e. the Gaussian curvature K_a is a solution of Einstein equations in this case.

Then we examine different cases of the solution (56) within the scope of **Definition 2** – in the case when a is a **measurable quantity** (6).

3.1) First, let us assume that $a \gg l_{min}$. As, according (6), the radius a is quantized, we have $a = N_a l_{min}$ with the natural number $N_a \gg 1$. Then it is clear that the Gaussian curvature $K_a = 1/a^2 \approx 0$ takes a (nonuniform) discrete series of values close to zero, and, within the factor $1/l_{min}^2$, this series represents inverse squares of natural numbers

$$(K_a) = \left(\frac{1}{N_a^2}, \frac{1}{(N_a \pm 1)^2}, \frac{1}{(N_a \pm 2)^2}, \dots \right). \quad (57)$$

Note that $N_a \gg 1$ is associated with the low-energy case $E \ll E_p$ and hence all variations (increments) of the radius $R = a$ are given by the formulas (38) or (39).

For definiteness, without the loss in generality, we suggest that the case under consideration (38) is relativistic, and the minimal increment a is given by

$$\begin{aligned} a &\rightarrow a \pm N_E l_{min} \\ 1 &= |N_E| = N_a. \end{aligned} \quad (58)$$

Then it is clear that

$$a_{\pm \Delta E(N_E)} \equiv a \pm \Delta E(N_E) (w) = N_a \left(1 \pm \frac{|N_E|}{N_a} \right) l_{min}. \quad (59)$$

But, as $N_a \gg 1$, for sufficiently large N_a and fixed E , the bracketed expression in r.h.s. (59) is close to 1 under (58):

$$1 \pm \frac{|N_E|}{N_a} \approx 1. \quad (60)$$

Obviously, we get for fixed E

$$\lim_{N_a \rightarrow \infty} \left(1 \pm \frac{|N_E|}{N_a} \right) \rightarrow 1. \quad (61)$$

As a result, the Gaussian curvature $K_{a \pm \Delta E(N_E)}$ corresponding to $r = a_{\pm \Delta E(N_E)}$

$$K_{a_{\pm\Delta E(N_E)}} = \frac{1}{a_{\pm\Delta E(N_E)}^2} \propto \frac{1}{N_a^2(1 \pm \frac{|N_E|}{N_a})^2} \quad (62)$$

in the case under study is only slightly different from K_a .

Thus, the Gaussian curvature K_a , for fixed E , due to its smallness $K_a \ll 1$, is practically continuously dependent on the increments $\Delta_{E(N_E)}$ (formulas (59)–(62)). Then in terms of K_a , up to the constant factor, we can obtain the following:

$$d[L(K_a)] = d[P(K_a)], \quad (63)$$

Where we have

$$L(K_a) = -f'(K_a)K_a^2 - \frac{1}{2}K_a, \quad (64)$$

i. e. l. h. s of (55) (or (56)).

But in fact, as in this case the energies are low, it is more correct to consider

$$L(K_{a_{\pm\Delta E(N_E)}}) - L(K_a) = P(K_{a_{\pm\Delta E(N_E)}}) - P(K_a) \equiv F_E[P(K_a)], \quad (65)$$

with fixed E and $\Delta_{E(N_E)}$ from (37), rather than (63).

In view of the foregoing arguments 3.1), the difference between (65) and (63) is insignificant and it is perfectly correct to use (63) instead of (65).

3.2) Now we consider the opposite case or the transition to the **ultraviolet limit**

$$a = \kappa l_{min}. \quad (66)$$

Here κ is on the order of 1.

Then it is clear that formulas (60) and (61) are no longer valid as the energies $E \propto E_p$, $N_a = \kappa$ are close to 1 and $|\Delta_{E(N_E)}|/a = |N_E|/N_a \approx 1$.

In this case the Gaussian curvature K_a is not a small value continuously dependent on a and takes, according to (62), a discrete series of values $K_a, K_{a_{\pm\eta l_{min}}}, K_{a_{\pm\eta' l_{min}}}, \dots$, where $\eta, \eta', \dots$ —integers on the order of 1.

Yet (48), similar to (55) (56), is valid in the semiclassical approximation only, i.e. at **low energies**.

In accordance with the above arguments, the limiting transition to **high energies** (66) gives a discrete chain of equations or a single equation with a discrete set of solutions as follows:

$$\begin{aligned} -f'(K_a)K_a^2 - \frac{1}{2}K_a &= \Theta(K_a); \\ -f'(K_{a_{\pm\eta l_{min}}})K_{a_{\pm\eta l_{min}}}^2 - \frac{1}{2}K_{a_{\pm\eta l_{min}}} &= \Theta(K_{a_{\pm\eta l_{min}}}); \end{aligned}$$

and so on. Here $\Theta(K_a)$ —some function that in the limiting transition to low energies must reproduce the low-energy result to a high degree of accuracy, i.e. $P(K_a)$ appears for $a \gg l_{min}$ from formula (56)

$$\lim_{K_a \rightarrow 0} \Theta(K_a) = P(K_a). \quad (67)$$

In general, $\Theta(K_a)$ may lack coincidence with the high-energy limit of the momentum-energy tensor trace (if any):

$$\lim_{a \rightarrow l_{min}} P(K_a). \quad (68)$$

At the same time, when we naturally assume that the Static Spherically-Symmetric Horizon Space-Time with the radius of several Planck units (66) is nothing else but a micro black hole, then the high-energy limit (68) is existing and the replacement of $\Theta(K_a)$ by $P(K_a)$ in r.h.s. of the foregoing equations is possible to give a hypothetical gravitational equation for the event horizon micro black hole.

In all the cases under study, 3.1) and 3.2), the deformation parameter α_a (10) is, within the constant factor, coincident with the Gaussian curvature K_a that is in essence continuous in the low-energy case and discrete in the high-energy case.

Comment 3

In this way the above-mentioned example shows that, despite the absence of infinitesimal spatial-temporal increments owing to the existence of l_{min} and the essential "discreteness" of the theory, this discreteness at low energies is not "felt", the theory being actually continuous. The indicated discreteness is significant only in the case of high (Planck) energies.

It is seen that **the infinitesimal increment of entropy dS of the spherically symmetric holographic screen S with the radius R and with the surface area A is a nonmeasurable quantity.**

Really, it is obvious that infinitesimal variations of the screen surface area dA are possible only in a continuous theory involving no l_{min} .

When $l_{min} \propto l_p$ is involved, the minimal variation ΔA is evidently associated with a minimal variation in the radius R

$$R \rightarrow R \pm l_{min} = R \pm \Delta_{E_{max}}(R), \quad (69)$$

it is dependent on R and growing with $\sim R$ for $R \gg l_{min}$ (possible only at the maximum energy $E_{max} \propto E_p$)

$$\Delta_{\pm} A(R) = (A(R \pm l_{min}) - A(R)) \propto (\pm 2Rl_{min} + l_{min}^2) \propto (\pm 2N_R + 1), \quad (70)$$

where $N_R = R/l_{min}$, as indicated above in (6).

But if $E \ll E_{max} \propto E_p$, then a minimal variation in the radius R is obviously greater than l_{min}

$$R \rightarrow R \pm \Delta_{E(N_E)}(R) = R \pm |N_E|l_{min}, \quad (71)$$

and in this case in the right-hand side of (70), within the constant l_{min}^2 , we have the number quickly growing at low energies as well:

$$\begin{aligned} \Delta_{\pm} A(R) &= (A(R \pm l_{min}) - A(R)) \propto (\pm 2RN_E l_{min} + N_E^2 l_{min}^2) \\ &\propto N_E (\pm 2N_R + N_E). \end{aligned} \quad (72)$$

In any case from this it follows that dA has no chance to be a **measurable quantity**, as its measurability suggests measurability of the quantity dR , and this is impossible.

Since dS , within a multiplicative constant, equals dA [51, [52]: $dS \propto dA/4$, dS is also a **nonmeasurable quantity**.

Because of this, the "main instrument" in the well-known paper [53] that is the infinitesimal variation dN in the bit numbers N on the holographic screen S is also a

nonmeasurable quantity as $dN \propto dS$ to within an integer factor.

In fact, we have **no-go theorem**.

It should be noted that the example given in this Section has been studied in [3], with a single but significant difference – instead of the energy dependent increments of the radius $R = a$, in [3] the **quantum** space fluctuations R [54]–[76] have been considered.

4. Comments and conclusion

The last statements concerning dS, dN may be explicitly interpreted using the language of a quantum information theory as follows:

due to the existence of the minimal length l_{min} , the minimal area l_{min}^2 and volume l_{min}^3 are also involved, and that means "quantization" of the areas and volumes.

As, up to the known constants, the "bit number" $N = \frac{A}{l_p^2}$ from [53] and the entropy $S = \frac{A}{4l_p^2}$ are nothing else but

$$N = \frac{A}{l_{min}^2}, S = \frac{A}{4l_{min}^2}, \quad (73)$$

it is obvious that there is a "minimal measure" for the "amount of data" that may be referred to as "one bit" (or "one qubit"). The statement that there is no such quantity as dN (and respectively dS) is equivalent to claiming the absence of 0,25 bit, 0,001 bit, and so on [3].

This inference completely conforms to the Hooft-Susskind Holographic Principle (HP) [77–81] that includes two main statements:

(a) All information contained in a particular spatial domain is concentrated at the boundary of this domain.

(b) A theory for the boundary of the spatial domain under study should contain maximally one degree of freedom per Planck area l_p^2 .

In fact (but not explicitly) HP implicates the existence of $l_{min} = l_p$. The existence of $l_{min} \propto l_p$ totally conforms to HP, providing its generalization. Specifically, without the loss of generality, l_p^2 in point (b) may be replaced by l_{min}^2 [3].

So, as demonstrated in the previous Section for the particular cases, provided a theory involves the minimal length $l_{min} \propto l_p$, gravity is almost independent of the parameters associated with this length, specifically $\alpha_l \ll 1$ i.e. the dependence is weak, and so the theory is practically continuous. This stems from the fact that these parameters are very small due to remoteness of the energies characterizing them from the Planck energies and almost **insensitive** to the corresponding change in measuring scales.

Despite a **discrete** nature of the theory owing to the existence of l_{min} , to a high degree of accuracy we can use infinitesimal variations of dx_μ , coincident in the case under study with l_{min} and t_{min} . In this way in the case considered in Section 3 the **Conformity Principle** stating that (*on going to low energies the known theory (in particular GR) must be reproduced to a high degree of accuracy, at least its experimentally verified part*) holds **to a high accuracy**.

Still it is clear that, as formally GR has no additional parameters associated with l_{min} and the low-energy for now hypothetical variant of the minimal length theory denoted as $Grav^{l_{min}}$ has such parameters, there is also the **high accuracy** limit indicated above. This limit in every case determines the gap between GR and $Grav^{l_{min}}$. Evaluation of this gap is a real challenge for those trying to construct a unified theory at all energy levels.

As noted in 3.2), for high energies, i.e. for $l \rightarrow l_{min}$, a discrete chain of equations (or a single equation with a discrete set of solutions) is derived that is numbered by inverse squares of the integers $1; 1/4; 1/9; \dots$.

We have used GR to demonstrate that the above models in 3.2) at low energies are actually insensitive to variations of the discrete parameters α_l associated with the minimal length. Of course, it is more correct to use $Grav^{l_{min}}$ and to compare the obtained results with GR. But, as yet there is no $Grav^{l_{min}}$, it is connived that at low energies GR and $Grav^{l_{min}}$ differ insignificantly and the indicated parameters, provided l_{min} is involved, are introduced into GR similarly to $Grav^{l_{min}}$.

As the Planck length $l_p = (\hbar G/c^3)^{1/2}$ is expressed in terms of the fundamental constants, the proportionality coefficient ξ from formula (7), relating l_{min} and l_p , in a minimal-length theory l_{min} should also be a fundamental constant because it (along with G , $\hbar$, and c) must be involved in all the basic formulae of this theory. Then the question arises: what is its value?

In [10] for the coefficient α' in GUP (7) the substantiated value was equal to 1. Provided this is true, $\xi = 2$ and hence the Bekenstein-Hawking formula for the black hole entropy in semiclassical approximation S^{BH} [51],[52] may be written most naturally and elegantly as follows:

$$S^{BH} = \frac{A}{l_{min}^2}. \quad (74)$$

So, the principal inference of Section 3 this work is as follows.

Provided the minimal length l_{min} is involved, its existence must be taken into consideration not only at high but also at low energies, both in a quantum theory and in gravity. This becomes apparent by rejection of the infinitesimal quantities associated with the spatial-temporal variations $dx_\mu, \dots$. In other words, with the involvement of l_{min} , the General Relativity (GR) must be replaced by a (still unframed) minimal-length gravitation theory that may be denoted as $Grav^{l_{min}}$. In their results GR and $Grav^{l_{min}}$ should be very close but, as regards their mathematical apparatus (instruments), these theories are absolutely different.

Besides, $Grav^{l_{min}}$ should offer a rather natural transition from high to low energies

$$[N_L \approx 1] \rightarrow [N_L \gg 1] \text{ ("Dequantization" in [28])} \quad (75)$$

and vice versa

$$[N_L \gg 1] \rightarrow [N_L \approx 1], \text{ (Quantization)} \quad (76)$$

where N_L is integer from formula (6) determining the characteristics scale of the lengths L (energies $E: 1/L \propto 1/N_L$).

In this way the general results may be summarized as follows.

4.1. When in the theory the minimal length $l_{min} \neq 0$ is actualized (involved) at all the energy scales, a mathematical apparatus of this theory must be changed considerably: no infinitesimal space-time variations (increments) must be involved, the key role being played by the definition of **measurability** (**Definition 2** from Section 2).

4.2. As this takes place the theory becomes **discrete** at all the energy scales but, as shown by the example considered in Subsection 3, at low energies (far from the Planck energies) the sought for theory must be very close in its results to the starting continuous theory (with $l_{min} = 0$). In the process a real **discreteness** is exhibited only at high energies which are close to the Planck energies.

4.3. By this approach the theory at low and high energies is associated with a common single set of the parameters (N_L from formulas (75), (76)) or with the dimensionless small parameters ($1/N_L = \sqrt{\alpha_L}$) which are lacking if at low energies the theory is continuous, i.e. when $l_{min} = 0$.

The principal objective of my further studies is to develop for quantum theory and gravity in terms of **measurable quantities** (**Definition 2** from Section 2), within the scope of the considerations given in points 4.1–4.3, the corresponding discrete models (with $l_{min} \neq 0$) for all the energy scales and to meet the following requirements:

4.4. At low energies the models must, to a high accuracy, represent the results of the corresponding continuous theories.

4.5. The models should not have the problems of transition from low to high energies and, specifically, the ultraviolet divergences problem.

It should be noted that in the above-mentioned formalism for $Grav^{l_{min}}$ the cosmological term $\Lambda(t)$ is no longer a constant $\Lambda(t) \neq 0$ (and the Bianchi identity $\nabla^\mu G_{\mu\nu} \approx 0$ [2] will appear to a high degree of accuracy only in the low energy limit). In $Grav^{l_{min}}$ this term is dependent on α_a (10) and we have [27], [49], [82], [83] with the known quantum field theory

$$\Lambda(\alpha) \propto (\alpha^2 + \eta_1 \alpha^3 + \dots) \Lambda_P \quad (77)$$

and, provided the holographic principle [78]–[81] is valid, we get

$$\Lambda(\alpha) \propto (\alpha + \xi_1 \alpha^2 + \dots) \Lambda_P, \quad (78)$$

where Λ_P is a cosmological term at Planck's scales.

However, we can assume that **Comment 3** to the preceding Section holds true in the general case too, i. e. in the hypothetical discrete theory $Grav^{l_{min}}$ we have the result that is close to (77), (78).

The author is hopeful that the correct construction of a low-energy $Grav^{l_{min}}$ close to GR allows for a more natural transition to quantum (Planck's) gravity. Besides, within the notion of **measurability**, gravity could be saved from some odd solutions, from wormholes in particular.

Acknowledgment. This work was supported by the Belarusian Republication Foundation for Fundamental Research (project N $\Phi 16-121$).

References

1. *Penrose R.* Quantum Theory and Space-Time. In S. Hawking and R. Penrose, The Nature of Space and Time. Prinseton University Press, 1996
2. *Wald R. M.* General Relativity. The University Chicago Press, 1984
3. *Shalyt-Margolin A. E.*// Advances in High Energy Physics 2014. Vol.2014. P. 195157.
4. *Heisenberg W.* // Zeitschrift fur Physik. 1927. Vol. 43. P. 172; English translation: *Wheeler J. A., Zurek H.* Quantum Theory and Measurement. Princeton Univ. Press, 1983. P.62–84
5. *Shalyt-Margolin A. E.* // Journal of Advanced Physics. 2016. Vol. 5, N 2, 13 pages (in press)
6. *Shalyt-Margolin A. E.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2014. Vol. 17. P.138
7. *Veneziano G. A.*// Europhys.Lett . 1986. Vol. 2. P. 199
8. *Ciafaloni M., Veneziano G. A.*// Phys.Lett. B 1989. Vol. 216. P. 41
9. *Witten E.* // Phys. Today .1996. Vol. 49. P. 24
10. *Adler R. J., Santiago D. I.* // Mod. Phys. Lett. A. 1999. Vol. 14. P. 1371
11. *Ahluwalia D. V.* // Phys. Lett. A. 2000. Vol. 275. P. 31
12. *Ahluwalia D. V.*//Mod. Phys. Lett A 2002. Vol.17. P 1135
13. *Maggiore M.* // Phys.Lett. B 1993. Vol. 319. P. 83
14. *Kempf A., Mangano G., Mann R. B.*// Phys. Rev. D. 1995., Vol. 52. P. 1108
15. *Nozari K., Etemadi A.* //Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85. P. 104029
16. *Shalyt-Margolin A. E., Suarez J. G.*// gr-qc/0302119.
17. *Shalyt-Margolin A. E. Suarez J. G.* // Intern. Journ. Mod. Phys D. 2003.L Vol. 12. P.1265.
18. *Shalyt-Margolin A. E., Tregubovich A.Ya.*//Mod. Phys. Lett. A. 2004. Vol. 19. P. 71
19. *Shalyt-Margolin A. E.* // Mod. Phys. Lett. A. 2004. Vol. 19. P. 391
20. *Shalyt-Margolin A. E.* // Mod. Phys. Lett. A 2004. Vol. 19. P. 2037
21. *Shalyt-Margolin A. E.*// Intern. Journ. Mod. Phys D 2004. Vol. 13. P. 853
22. *Shalyt-Margolin A. E.* // Intern. Journ. Mod. Phys. A 2005. Vol. 20. P. 4951
23. *Shalyt-Margolin A. E., Strazhev V. I.* // Proc. Sixth International Symposium "Frontiers of Fundamental and Computational Physics", ed. B. G. Sidharth. Springer, 2006. P. 131
24. *Shalyt-Margolin A. E.* // Quantum Cosmology Research Trends, ed. A. Reimer (Horizons in World Physics. Vol. 246). Nova Science Publishers, 2005 . P. 49
25. *Shalyt-Margolin A. E.* // Entropy. 2006. Vol. 8. P. 31
26. *Shalyt-Margolin A. E.* // Symmetry. 2007. Vol. 18. P. 299
27. *Shalyt-Margolin A. E.*// AIP Conference Proceedings. 2010. Vol. 1205. P. 160
28. *Faddeev L.* // Priroda. 1989. Vol. 5. P. 11
29. *Landau L. D., Lifshits E. M.* Theoretical Physics. Vol. 2. Field Theory. Nauka, 1988
30. *Berestetskii V. B., Lifshits E. M., Pitaevskii L.P.* Theoretical Physics. Vol. 4. Relativistic Quantum Theory. Nauka, 1971
31. *Hossenfelder S.* // Living Rev. Relativity. 2013. Vol. 36. P. 2
32. *Tawfik A. N., Diab A. M.*//Int. J. Mod. Phys. D. 2014. Vol. 23. P. 1430025
33. *Vagenas E. C., Majhi B. R.* // Phys. Lett. B. 2013.Vol. 725. P. 477
34. *Nozari K., Sefiedgar A. S.* //Phys. Lett. B. 2006. Vol. 635. P. 156
35. *Nozari K., Fazlpour B.* // Gen. Rel. Grav. 2006. Vol. 38. P. 1661
36. *Padmanabhan T.*// Rep. Prog. Phys.2010. Vol. 73. P.046901, arXiv:0911.5004
37. *Padmanabhan T.*// Class. Quant. Grav. 2002. Vol. 19. P. 5387
38. *Padmanabhan T.*// Int. J. Mod. Phys D 2005. Vol. 14. P. 2263
39. *Padmanabhan T.*// Gen. Rel. Grav. 2002. Vol. 34.P. 2029
40. *Padmanabhan T.*// Braz. J. Phys. 2005. Vol. 35. P. 362
41. *Padmanabhan T.*// Int. J. Mod. Phys.D. 2006. Vol. 15. P. 1659

42. Mukhopadhyaya A., Padmanabhan T.//Phys. Rev. D 2006. Vol.74. P.124023
43. Padmanabhan T.// Gen. Rel. Grav. 2008. Vol. 40. P. 529
44. Padmanabhan T., Paranjape A. // Phys. Rev. D. 2007. Vol. 75. P. 064004
45. Padmanabhan T.// AIP Conference Proc. 2007. Vol. 939. P. 114
46. Padmanabhan T.// Phys.Rept 406 (2005) 49
47. Paranjape A., Sarkar S., Padmanabhan T.// Phys. Rev. D. 2006. Vol.74. P. 104015
48. Padmanabhan T.// Mod. Phys. Lett. A. 2010. Vol. 25. P. 1129
49. Shalyt-Margolin A. E.//Intern. J. Mod. Phys. D 2012. Vol. 21. P. 125001
50. Kobayashi S., Nomozu K. Foundations of Differential Geometry. Vol. II. Interscience Publishers, 1969
51. Bekenstein J. D. // Phys. Rev. D. 1973. Vol. 7. P. 2333
52. Hawking S. // Phys. Rev. D. 1976. Vol. 13. P. 191
53. Verlinde E. // JHEP. 2011. Vol.1104. P. 029
54. Wheeler J. D. Geometrodynamics. Academic Press, 1962
55. Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation. Freeman, 1973
56. Garattini R. // Entropy. 2000. Vol. 2. P. 26
57. Garattini R.// Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2000. Vol. 88. P. 297
58. Garattini R.// Phys. Lett. B. 1999. Vol. 459. P. 461
59. Scardigli F. // Class. Quant. Grav. 1997. Vol. 14. P. 1781
60. Scardigli F.//Phys. Lett. B. 1999. Vol. 452. P. 39
61. Scardigli F.// Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2000. Vol. 88. P. 291
62. Garay L. J. //Phys. Rev. D. 1998. Vol. 58. P.124015
63. Garay L. J. //Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P.2508
64. Ng Y. J., van Dam H. // Found. Phys.2000. Vol. 30. P. 795
65. Ng Y. J.// Int. J. Mod. Phys. D. 2002. Vol. 11. P. 1585
66. Ng Y. J.// Mod. Phys. Lett. A. 2003. Vol. 18. P. 1073
67. Ng Y. J.// gr-qc/0401015
68. Ng Y. J., van Dam H. //Int. J. Mod. Phys.A 2005. Vol.20. P. 1328
69. Christiansen W. A., Ng Y. J., van Dam H. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 051301
70. Ng Y. J. // Phys. Lett. B. 2007. Vol. 657. P. 10
71. Ng Y. J. // AIP Conf. Proc. 2009. Vol. 1115. P. 74
72. Christiansen A. W., Floyd D. J. E., Ng Y. J., Perlman E. S.// Phys. Rev. D. 2011. Vol. 83. P. 084003
73. Amelino-Camelia G. // Nature. 1999. Vol. 398. P. 216
74. Diosi L., Lukacs B. // Phys. Lett. A 1989. Vol.142. P. 331
75. Wigner E. P. // Rev. Mod. Phys.1957. Vol. 29. P. 255
76. Salecker H., Wigner E. P. //Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 571
77. Hooft G. "T.// gr-qc/9310026
78. Hooft G. "T. // hep-th/0003004
79. Susskind L. // J. Math. Phys. 1995. Vol. 36. P. 6377
80. Bousso R. // Rev. Mod. Phys. 2002. Vol. 74. P. 825
81. Bousso R. // JHEP. 1999. Vol. 07. P. 004
82. Shalyt-Margolin A. E. // Entropy. 2010. Vol. 12. P. 932
83. Shalyt-Margolin A. E. Dark Energy and Minimal Length. Chapter 5 in "Advances in Dark Energy Research". Nova Science Publishers, 2015. P. 103–124

РЕШЕНИЕ ДИСКРЕТНОГО УРАВНЕНИЯ УИЛЛЕРА–ДЕВИТА В ОКРЕСТНОСТИ МАЛЫХ МАСШТАБНЫХ ФАКТОРОВ И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА В ПРОСТРАНСТВЕ ПОСТОЯННОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КРИВИЗНЫ

С. Л. Черкас¹, В. Л. Калашников²

¹Институт ядерных проблем БГУ

²Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham, Great Britain

Уравнение Уиллера–ДеВита [1, 2] является функциональным уравнением, описывающим квантовое пространство–время. Поскольку решение данного уравнения представляет большие трудности, представляется важным исследовать асимптотику решений, например, в окрестности малых масштабных факторов. Под масштабным фактором понимается $a(\mathbf{r}) \equiv \gamma^{1/6}(\mathbf{r})$, где $\gamma = \det \gamma_{ij}$, $\gamma_{ij}(\mathbf{r})$ – метрический тензор трехмерного пространства зависящий от координат $\mathbf{r}$ точки пространства. Уравнение Уиллера–ДеВита для гравитации и нескольких скалярных полей в окрестности малых масштабных факторов $a \sim 0$ имеет вид

$$\left(\frac{12\gamma^{1/6}}{M_p^2} G_{ijkl} \frac{\delta}{\delta \gamma_{ij}(\mathbf{r})} \frac{\delta}{\delta \gamma_{kl}(\mathbf{r})} + \frac{\gamma^{-1/3}}{2} \frac{\delta}{\delta \phi(\mathbf{r})} \frac{\delta}{\delta \phi(\mathbf{r})} \right) \Psi[\gamma, \phi] = 0, \quad (1)$$

где $\phi(\mathbf{r}) = \{\phi_1(\mathbf{r}), \phi_2(\mathbf{r}) \dots \phi_N(\mathbf{r})\}$ – набор скалярных полей, M_p – масса Планка и

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} \gamma^{-1/2} (\gamma_{ik} \gamma_{jl} + \gamma_{il} \gamma_{jk} - \gamma_{ij} \gamma_{kl}).$$

Волновая функция $\Psi[\gamma, \phi]$ является функционалом. Уравнение (1) записано в калибровке соответствующей конформному времени [3]. Поскольку уравнение Уиллера–ДеВита содержит функциональные производные, действующие в одной точке, в общем случае, чтобы избежать появления бесконечных величин требуется регуляризация. Кроме этого, необходимо выбрать способ упорядочения операторов. Наиболее естественным является выбор упорядочения в виде многомерного Лапласиана. Поясним, что это значит. Запишем все имеющиеся степени свободы в виде одного вектора $\xi = \{\gamma_{11}, \gamma_{22}, \gamma_{33}, \gamma_{12}, \gamma_{13}, \gamma_{23}, \phi_1, \dots, \phi_N\}$, тогда уравнение (1) примет вид:

$$G^{AB} \frac{\delta}{\delta \xi^A(\mathbf{r})} \frac{\delta}{\delta \xi^B(\mathbf{r})} \Psi[\xi] = 0, \quad (2)$$

где матрица G^{AB} имеет вид:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \tilde{G}_{1111} & \tilde{G}_{1122} & \tilde{G}_{1133} & \tilde{G}_{1112} & \tilde{G}_{1113} & \tilde{G}_{1123} & 0 & 0 \\ \tilde{G}_{2211} & \tilde{G}_{2222} & \tilde{G}_{2233} & \tilde{G}_{2212} & \tilde{G}_{2213} & \tilde{G}_{2223} & 0 & 0 \\ \tilde{G}_{3311} & \tilde{G}_{3322} & \tilde{G}_{3333} & \tilde{G}_{3312} & \tilde{G}_{3313} & \tilde{G}_{3323} & 0 & 0 \\ \tilde{G}_{1211} & \tilde{G}_{1222} & \tilde{G}_{1233} & \tilde{G}_{1212} & \tilde{G}_{1213} & \tilde{G}_{1223} & 0 & 0 \\ \tilde{G}_{1311} & \tilde{G}_{1322} & \tilde{G}_{1333} & \tilde{G}_{1312} & \tilde{G}_{1313} & \tilde{G}_{1323} & 0 & 0 \\ \tilde{G}_{2311} & \tilde{G}_{2322} & \tilde{G}_{2333} & \tilde{G}_{2312} & \tilde{G}_{2313} & \tilde{G}_{2323} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma^{-1/3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma^{-1/3} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$\tilde{G}_{ijkl} = \frac{12\gamma^{1/6}}{M_p^2} G_{ijkl}$ и уравнение (10) записано для частного случая двух скалярных полей.

Уравнение (2), также как исходное уравнение (1), содержит функциональные производные, действующие в одной точке и требует регуляризации. Наиболее естественной регуляризацией является дискретизация. Дискретизация с помощью триангуляции предлагалась в работе [4]. Для нашего случая достаточно выбрать простейшую дискретизацию, т. е. ввести прямоугольную пространственную сетку с размером ячейки ℓ . Можно отождествлять длину дискретизации с длиной Планка, однако это не является обязательным. Если провести дискретизацию, т. е. разбить пространство на ячейки объемом $\Delta x \Delta y \Delta z = \ell^3$ с центрами в точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_k$, то функциональную производную нужно заменить на обычную по правилу $\frac{\delta}{\delta \xi^A(\mathbf{r})} \rightarrow \frac{1}{\ell^3} \frac{\partial}{\partial \xi_k^A}$, где под ξ_k подразумевается значение вектора ξ в точке $\mathbf{r}_k$: $\xi_k = \xi(\mathbf{r}_k)$. В результате уравнение (2) будет иметь одинаковый вид во всех пространственных точках $\mathbf{r}_k$, так что его решение представляется в виде произведения решений для каждой пространственной точки

$$\Psi(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k) = \psi(\xi_1) \psi(\xi_2) \dots \psi(\xi_k). \quad (4)$$

Выбор упорядочения операторов в виде Лапласиана приводит к следующему уравнению

$$\frac{1}{\sqrt{G}} \frac{\partial}{\partial \xi^A} \left(\sqrt{G} G^{AB} \frac{\partial}{\partial \xi^B} \right) \psi(\xi) = 0, \quad (5)$$

где $G = \det G_{AB} = 1 / \det G^{AB}$. В уравнении (5) и везде далее зависимость от пространственного индекса k опущена. Следует заметить, что для случая чистой гравитации (в отсутствие скалярных полей) уравнение, совпадающее с (5) может быть записано в виде

$$\gamma \hat{\pi}^{ij} \left(\frac{1}{\gamma} \tilde{G}_{ijkl} \hat{\pi}^{kl} \right) \psi(\gamma_{mp}) = 0, \quad (6)$$

где

$$\hat{\pi}^{ij} = \begin{cases} \frac{\partial}{\partial \gamma_{ij}}, & i = j, \\ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \gamma_{ij}}, & i \neq j. \end{cases} \quad (7)$$

Будем искать решение уравнения (5) в виде “плоских волн” [5, 6]. Введем следующие переменные $\tilde{u} = k^{ij} \gamma_{ji}$, $\tilde{v} = k^{ij} \gamma_{jm} k^{mn} \gamma_{nj}$, $\Phi = p^i \phi_i$, где k^{ij} – некоторая постоянная матрица размерности 3×3 , p^i – постоянный вектор размерностью N (число скалярных полей). Запишем

$$\psi(\gamma_{lm}, \phi_i) = f(\tilde{u}, \tilde{v}, \gamma) \exp(i\Phi). \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) в (5) или для чистой гравитации – в (6), после довольно громоздких вычислений, которые могут быть выполнены с использованием компьютерных программ (Математика, Мапл), приходим к следующему уравнению для функции $f(\tilde{u}, \tilde{v}, \gamma)$:

$$\begin{aligned} & \frac{12\gamma^{-1/3}}{M_p^2} (-3\gamma^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \gamma^2} - \left(5 + \frac{N}{2}\right) \gamma \frac{\partial f}{\partial \gamma} + 2 \left(\tilde{u}^2 + \left(\frac{7}{3} - \frac{N}{6}\right) \tilde{v} \right) \frac{\partial f}{\partial \tilde{v}} + \\ & + 4(2\tilde{u}\tilde{v} - \tilde{u}^4 + 8k\tilde{u}\gamma) \frac{\partial^2 f}{\partial \tilde{v}^2} + \left(\frac{7}{3} - \frac{N}{6}\right) \tilde{u} \frac{\partial f}{\partial \tilde{u}} + \\ & + (2\tilde{v} - \tilde{u}^2) \frac{\partial^2 f}{\partial u^2} + 4(2\tilde{u}\tilde{v} - \tilde{u}^3 + 6k\gamma) \frac{\partial^2 f}{\partial \tilde{u} \partial \tilde{v}} - \\ & - 2\tilde{u}\gamma \frac{\partial^2 f}{\partial \tilde{u} \partial \gamma} - 4\tilde{v}\gamma \frac{\partial^2 f}{\partial \tilde{v} \partial \gamma} - p^2 \gamma^{-1/3} f = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $p^2 = (p^1)^2 + (p^2)^2 + \dots (p^N)^2$, $k = \det k^{ij}$.

Удобно представить метрический тензор в виде $\gamma_{ij} = a^2 \tilde{\gamma}_{ij}$ так что $\det \tilde{\gamma}_{ij} = 1$. Матрица $\tilde{\gamma}_{ij}$ описывает так называемую конформную геометрию. Тогда уравнение (9) может быть переписано в новых переменных $a = \gamma^{1/6}$, $u = k^{ij} \tilde{\gamma}_{ij} = \tilde{u} \gamma^{-1/3}$, $v = k^{ij} \tilde{\gamma}_{jl} k^{lm} \tilde{\gamma}_{mi} = \tilde{v} \gamma^{-2/3}$:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{M_p^2} \left(-\frac{\partial^2 f}{\partial a^2} - \frac{(5+N)}{a} \frac{\partial f}{\partial a} + \frac{8}{a^2} \left(5u \frac{\partial f}{\partial u} + (3v - u^2) \frac{\partial^2 f}{\partial u^2} + (3u^2 + 11v) \frac{\partial f}{\partial v} \right. \right. \\ & \left. \left. + 2(48ku + v^2 + 6u^2v - 3u^4) \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} + 2u(18k + 7v - 3u^2) \frac{\partial^2 f}{\partial u \partial v} \right) - \frac{1}{a^2} p^2 f \right) = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Решение данного уравнения можно искать методом разделения переменных $f(a, u, v) = R(a)g(u, v)$. В частности, если найдены собственные функции и собственные значения уравнения

$$(5u \frac{\partial g}{\partial u} + (3v - u^2) \frac{\partial^2 g}{\partial u^2} + (3u^2 + 11v) \frac{\partial g}{\partial v} + 2(48ku + v^2 + 6u^2v - 3u^4) \frac{\partial^2 g}{\partial v^2} + 2u(18k + 7v - 3u^2) \frac{\partial^2 g}{\partial u \partial v}) = -\lambda g, \quad (11)$$

то уравнение для функции $R(a)$ принимает вид:

$$-\frac{\partial^2 R}{\partial a^2} - \frac{(5+N)}{a} \frac{\partial R}{\partial a} - \frac{8\lambda + M_p^2 p^2}{a^2} R = 0 \quad (12)$$

решение, которого выражается через функции Бесселя.

Таким образом, главной задачей является решение уравнения (11) описывающее квантование так называемой конформной геометрии задаваемой матрицей $\tilde{\gamma}_{ij}$ с детерминантом равным единице. Уравнение (11) может быть получено другим способом: рассмотрим гамильтониан

$$H = \frac{1}{2} (\tilde{\gamma}^{ij})' \tilde{\gamma}'_{ij} = \frac{1}{2} \tilde{\gamma}'_{ik} \tilde{\gamma}^{kl} \tilde{\gamma}'_{lj} \tilde{\gamma}^{ji}, \quad (13)$$

где $\det \tilde{\gamma}_{ij} = 1$ и штрих означает производную по времени. Гамильтониан (13) соответствует свободному движению частицы по пятимерной поверхности $\det \tilde{\gamma}_{ij} = 1$ постоянной отрицательной кривизны.

Рассмотрим сначала простой случай, когда матрица $\tilde{\gamma}_{ij}$ имеет размерность 2×2 и поверхность $\det \tilde{\gamma}_{ij} = 1$ является двумерной.

Взяв некоторую параметризацию $\tilde{\gamma}_{ij}(\xi^1(t), \xi^2(t))$, приходим к выражению:

$$H = \frac{1}{2} G_{AB}(t) \xi^{A'}(t) \xi^{B'}(t),$$

где $G_{AB} = Tr[\tilde{\gamma}^{-1} \frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial \xi^A} \tilde{\gamma}^{-1} \frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial \xi^A}]$.

Обобщенные импульсы имеют вид

$$p_A = \frac{\partial H}{\partial \xi^{A'}} = G_{AB} \xi^{B'}. \quad (14)$$

Переписывая гамильтониан в терминах импульсов, находим

$$H = \frac{1}{2} G^{AB}(t) p_A(t) p_B(t). \quad (15)$$

Квантование приводит к уравнению Шредингера

$$\frac{1}{\sqrt{G}} \frac{\partial}{\partial \xi^B} \left(\sqrt{G} G^{AB} \frac{\partial}{\partial \xi^A} \Theta \right) = \lambda \Theta.$$

В качестве координат $\{\xi^1(t), \xi^2(t)\}$ возьмем координаты $\{r(t), \varphi(t)\}$, пред-

ставляя матрицу 2×2 с детерминантом, равным единице, в виде произведения трех матриц

$$\tilde{\gamma}_{ij} = \begin{pmatrix} \cos \varphi / 2 & -\sin \varphi / 2 \\ \sin \varphi / 2 & \cos \varphi / 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp r & 0 \\ 0 & \exp(-r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi / 2 & \sin \varphi / 2 \\ -\sin \varphi / 2 & \cos \varphi / 2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi - \varsigma & \sigma \\ \sigma & \xi + \varsigma \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где

$$\varsigma = r \cos \varphi, \quad \sigma = r \sin \varphi, \quad \xi = r. \quad (17)$$

Таким образом, для матриц 2×2 поверхность $\det \tilde{\gamma}_{ij} = 1$ в координатах r, φ является гиперboloидом $\xi^2 - \varsigma^2 - \sigma^2 = 1$, точнее, координаты r, φ параметризуют одну его полость. Будем искать решение уравнения Шредингера в виде $\Theta(r, \varphi) = g(k^{ij} \tilde{\gamma}_{ij})$, в результате чего приходим к уравнению

$$-\frac{1}{2} u^2 g''(u) - u g'(u) = \lambda g(u),$$

где $u = k^{ij} \tilde{\gamma}_{ij}$. Решение уравнения записывается как

$$g(u) = u^{-1/2+i\sqrt{2\lambda-1/4}}. \quad (18)$$

Если представить матрицу k^{ij} в виде

$$k = \begin{pmatrix} \cos \theta / 2 & -\sin \theta / 2 \\ \sin \theta / 2 & \cos \theta / 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta / 2 & \sin \theta / 2 \\ -\sin \theta / 2 & \cos \theta / 2 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

то мы найдем, что

$$u = k^{ij} \gamma_{ij} = \xi - n_1 \varsigma - n_2 \sigma, \quad (20)$$

где $n_1 = \cos \theta$, $n_2 = \sin \theta$ и, таким образом, (18) в точности соответствует плоской волне [5,6] на гиперboloиде в $2+1$ пространстве Минковского.

Для случая 3×3 будем искать решение в виде $\Theta(\xi^1, \xi^2, \xi^3, \xi^4, \xi^5) = g(u, v)$, где $u = k^{ij} \tilde{\gamma}_{ij}$, $v = k^{ij} \tilde{\gamma}_{jl} k^{lm} \tilde{\gamma}_{mi}$, k^{ij} – некоторый тензор. После громоздких вычислений мы снова приходим к уравнению (11). Поскольку имеется пять независимых координат, волновая функция Θ должна зависеть от собственного значения λ и еще четырех параметров, так что на тензор k^{ij} по крайней мере можно наложить два дополнительных условия. Заметим, что когда $k = \det k^{ij} = 0$, уравнение (11) становится однородным относительно v и u^2 . Решение уравнения (11) при $k = 0$ можно искать в виде

$$g(u, v) = (u^2 - v)^{i\alpha/2-3/4} s(u^2 / v). \quad (21)$$

Подставляя (21) в (11) получаем уравнение для функции $s(z)$

$$3(z-1)(2(z-2)(z-1)zs''(z) + (z(4z-7)+2)s'(z)) - \left(\lambda - \frac{\alpha^2}{2} - \frac{9}{8} \right) s(z) = 0, \quad (22)$$

общее решение которого выражается через гипергеометрическую функцию

$$s(z) = \frac{c_1}{\sqrt{2-\frac{z}{\lambda}}} {}_2F_1\left(\frac{1}{12}\left(9-2\sqrt{3}\sqrt{\alpha^2-2\lambda+3}\right), \frac{1}{12}\left(2\sqrt{3}\sqrt{\alpha^2-2\lambda+3}+9\right); \frac{3}{2}; \frac{z}{2(z-1)}\right) + \\ + c_2 {}_2F_1\left(\frac{1}{12}\left(3-2\sqrt{3}\sqrt{\alpha^2-2\lambda+3}\right), \frac{1}{12}\left(2\sqrt{3}\sqrt{\alpha^2-2\lambda+3}+3\right); \frac{1}{2}; \frac{z}{2(z-1)}\right). \quad (23)$$

Таким образом, волновая функция Θ зависит от параметров α , λ и еще трех параметров содержащихся в тензоре k^{ij} на который кроме условия $k = 0$ должно быть наложено еще два условия. Мы не будем обсуждать здесь вопрос о нормировке волновой функции. Для квантования на гиперboloиде подробное рассмотрение содержится в работе [7]. Здесь же мы заметим, что для того, чтобы волновая функция была нормируемой, необходимо, чтобы подкоренное выражение в уравнении (22) было положительным. Минимально возможное собственное значение $\lambda = 3/2$ достигается при $\alpha = 0$.

В данной работе мы решили методом разделения переменных дискретное уравнение Уиллера–ДеВита в окрестности малых масштабных факторов. Показано, что константа разделения переменных не может быть сколь угодно малой. Минимально возможное значение возникает из-за квантования на поверхности постоянной отрицательной кривизны.

Авторы выражают благодарность В.М. Редькову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Wheeler J. A.* Superspace and Nature of Quantum Geometrodynamics. In: DeWitt C., Wheeler J.A. (eds.) Battelle Rencontres, 1968
2. *DeWitt B. S.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 160. P.1113
3. *Cherkas S. L., Kalashnikov V. L.* //Gen. Rel. Grav. 2012. Vol. 44. P. 3081
4. *Humber H. W.* // Gen. Rel. Grav. 2009. Vol. 41. P. 817
5. *Гельфанд И. М., Граев М. И., Виленкин Н. Я.* Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений. М., 1962
6. *Шапиро И. С.* // ДАН СССР 1956. Т.106. С.647
7. *Отчик В. С., Редьков В. М.* Квантомеханическая задача Кеплера в пространствах постоянной кривизны. Препринт 298 Института физики АН БССР. Минск, 1983

SOLUTION OF THE DISCRETE WHEELER–DEWITT EQUATION IN THE VICINITY OF THE SMALL SCALE FACTORS AND QUANTUM MECHANICS IN THE SPACES OF THE NEGATIVE CONSTANT CURVATURE

S. L. Cherkas, V. L. Kalashnikov

Asymptotics of the solution of the discrete Wheeler–DeWitt equation is found in a vicinity of the small scale factors. It is shown that this problem is equivalent to the solution of the stationary Schrödinger equation of in a (super)space of constant negative curvature. The minimum positive eigen value from which continues spectrum begins is found.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ И АНАЛИЗ КОНФОРМНОЙ СИММЕТРИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МАССИВНЫХ И БЕЗМАССОВЫХ СКАЛЯРНЫХ ЧАСТИЦ И ЧАСТИЦ СО СПИНОМ $\frac{1}{2}$

А. Я. Силенко

В работе найдены новые свойства симметрии для точечноподобных скалярных и дираковских частиц (бозон Хиггса и все лептоны) в пространствах Римана и Римана-Картана при наличии электромагнитных взаимодействий. Получена эрмитова форма уравнения Клейна-Гордона для точечноподобной скалярной частицы в произвольных n -мерных пространствах Римана и Римана-Картана. Установлены новые конформные симметрии исходной и эрмитовой форм этого уравнения. В указанных пространствах выведены гамильтонианы общего вида в обобщенном представлении Фешбаха-Вилларса и представлении Фолди-Ваутхойзена. Найдено конформно-подобное преобразование, сохраняющее данные гамильтонианы. Определены соответствующие конформные симметрии для дираковских частиц. Доказано, что все конформные симметрии сохраняются при включении электромагнитных взаимодействий.

1. Введение

Описание бесструктурных точечно-подобных (элементарных) частиц является важной задачей квантовой теории поля. Для решения этой задачи необходимо определение свойств симметрии релятивистских уравнений, описывающих такие частицы. Нахождение симметрии базовых релятивистских волновых уравнений, описывающих точечно-подобные частицы со спинами 0 (бозон Хиггса) и $1/2$ (все лептоны) занимает важное место в этих исследованиях. Для скалярных частиц (со спином 0) интенсивное изучение свойств симметрии релятивистских уравнений началось 50 лет назад с широко известной работы Пенроуза [1]. Он обнаружил конформную инвариантность ковариантного уравнения Клейна-Гордона (КГ) [2] для безмассовой скалярной частицы в римановых пространствах и дополнил это уравнение членом, пропорциональным скалярной кривизне. Черников и Тагиров [3] рассмотрели случай ненулевой массы и n -мерного риманова пространства-времени. Включение дополнительного слагаемого Пенроуза-Черникова-Тагирова (ПЧТ) было аргументировано и для массивных, и для безмассовых частиц [3]. Аксиоли и Блаз [4] выполнили точное преобразование Фолди-Ваутхойзена (ФВ) для массивной частицы с нулевым спином в статическом пространстве-времени и нашли новые серьезные аргументы в пользу введения в уравнение КГ дополнительного слагаемого. Вывод релятивистского гамильтониана в представлении ФВ весьма важен для сравнения гравитационных и инерциальных эффектов в классической и квантовой теории гравитации, поскольку представление ФВ восстанавливает шредингеровский вид гамильтониана и уравнений движения. Этот вид удобен для нахождения квазиклассического при-

ближения и классического предела релятивистской квантовой механики (см. [5–9] и цитированную там литературу).

Однако метод преобразования, использованный в [4], неприменим ни к безмассовым частицам, ни к нестатическому пространству-времени. Чтобы найти специфическое проявление конформной инвариантности в представлении ФВ, которая имеет место именно для безмассовых частиц, было произведено обобщенное преобразование Фешбаха–Вилларса (ОПФВ) [11]. Последующее релятивистское преобразование ФВ позволило вывести гамильтониан в представлении ФВ для массивных и безмассовых скалярных частиц в неинерциальных системах отсчета общего вида и стационарных гравитационных полях. Мы нашли также новое проявление конформной инвариантности для безмассовых частиц, заключающееся в сохранении вида гамильтонианов и волновых функций в представлении ФВ. Новые точные гамильтонианы в этом представлении были получены для массивных и безмассовых скалярных частиц в статическом пространстве-времени общего вида и в системах отсчета, вращающихся в поле Керра, аппроксимируемом пространственно изотропной метрикой. Мы вывели в общем виде прецизионное выражение для гамильтониана в представлении ФВ. Было показано, что конформные преобразования изменяют только такие члены в этом гамильтониане, которые пропорциональны массе частицы m .

В настоящем исследовании мы решаем значительно более общую проблему скалярных и дираковских частиц в произвольных неинерциальных, гравитационных и электромагнитных полях и находим (на квантово-механическом уровне) новые свойства симметрии по отношению к конформным преобразованиям не только в представлении ФВ, но и в исходных представлениях. Этими свойствами обладают не только известные точечно-подобные скалярные и дираковские частицы (бозон Хиггса и лептоны), но также и гипотетический псевдоскалярный аксион.

Мы обозначаем мировые и пространственные индексы греческими и латинскими буквами $\alpha, \mu, \nu, \dots = 0, 1, 2, 3$, $i, j, k, \dots = 1, 2, 3$ соответственно. Тетрадные индексы обозначаются начальными буквами латинского алфавита, $a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$. Временные и пространственные тетрадные индексы выделяются шляпками. Сигнатура имеет вид $(+ - - -)$, скалярная кривизна Риччи определяется как $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} R^{\alpha}_{\mu\alpha\nu}$, где $R^{\alpha}_{\mu\beta\nu} = \partial_{\beta} \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} - \dots$ – тензор кривизны Римана. Обозначение $f_{,\mu}$ означает $\partial f / (\partial x^{\mu})$. Мы используем систему единиц $\hbar = 1$, $c = 1$.

2. Эрмитова форма уравнения Клейна–Гордона и конформная симметрия для точечно-подобной скалярной частицы

Ковариантное уравнение КГ с дополнительным слагаемым ПЧТ [1,3], описывающее скалярную частицу в n -мерном римановом пространстве, имеет вид:

$$(\square + m^2 - \lambda R)\psi = 0, \quad \square \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_{\mu} \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_{\nu}. \quad (1)$$

Минимальная (нулевая) связь с кривизной соответствует $\lambda = 0$, в то время

как поправка ПЧТ имеет вид $\lambda = (n - 2)/[4(n - 1)]$ [3]. Знак поправки зависит от определения R . Для неинерциальных (ускоренных и вращающихся) систем отсчета пространство-время является плоским и $R = 0$.

Для безмассовой частицы конформное преобразование

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = O^{-2} g_{\mu\nu} \quad (2)$$

сохраняет вид уравнения (1), но изменяет волновую функцию и действующие на нее операторы [1, 3]:

$$\square - \lambda R = O^{-\frac{n+2}{2}} (\tilde{\square} - \lambda \tilde{R}) O^{\frac{n-2}{2}}, \quad \tilde{\psi} = O^{\frac{n-2}{2}} \psi. \quad (3)$$

Для детализации свойств симметрии начального уравнения КГ (1) удобно представить его в эрмитовом виде. Это можно сделать с помощью простого не-унитарного преобразования:

$$\psi = f^{-1} \Phi, \quad f = \sqrt{g^{00} \sqrt{-g}}, \quad g = \det g_{\mu\nu}. \quad (4)$$

Поскольку $\tilde{g} = O^{-2n} g$, волновая функция Φ инвариантна по отношению к конформному преобразованию (2). Эта инвариантность имеет место только для безмассовых частиц. После преобразования (4) мы умножаем полученное уравнение на f/g^{00} и находим эрмитову форму уравнения КГ:

$$\left(\frac{1}{f} \partial_\mu \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \frac{1}{f} + \frac{m^2}{g^{00}} - \frac{\lambda R}{g^{00}} \right) \Phi = 0. \quad (5)$$

Уравнения (2)–(4) показывают, что уравнение (5) конформно инвариантно для безмассовых частиц. Однако оно не является конформно инвариантным для массивных частиц. Для определения конформной симметрии в этом случае достаточно найти физическую величину, подстановка которой вместо m восстанавливает конформную инвариантность уравнения (5). Для этой цели мы можем использовать величину m' , равную m в исходном пространстве-времени и принимающую вид [12]

$$\tilde{m}' = O m' \quad (6)$$

после конформного преобразования (2). Уравнение, полученное из уравнения (5) в результате подстановки m' вместо m ,

$$\left(\frac{1}{f} \partial_\mu \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \frac{1}{f} + \frac{m'^2}{g^{00}} - \frac{\lambda R}{g^{00}} \right) \Phi = 0, \quad (7)$$

конформно инвариантно. Хотя это уравнение не описывает реальную частицу и неэквивалентно уравнению (5), нахождение подходящей подстановки (6) определяет конформную симметрию уравнения (5). Определение нового свойства симметрии для массивных частиц является весьма важным, поскольку единственная обнаруженная точечно-подобная скалярная частица, бозон Хиггса, является массивной.

Таким образом, мы можем сделать заключение о том, что уравнение (5) не меняет вида при конформно-подобном преобразовании

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = O^{-2} g_{\mu\nu}, \quad m \rightarrow m', \quad \tilde{m}' = O m'. \quad (8)$$

В частности, это преобразование не изменяет волновую функцию Φ . В общем случае, мы можем подставить любую величину, удовлетворяющую уравнению (6) вместо m в уравнение (5).

Мы можем теперь установить конформную симметрию начального уравнения КГ (1). Подстановка m' вместо m делает *измененное* уравнение конформно инвариантным со следующими свойствами:

$$\square + m'^2 - \lambda R = O^{-\frac{n+2}{2}}(\tilde{\square} + \tilde{m}^2 - \lambda \tilde{R})O^{\frac{n-2}{2}},$$

$$\tilde{\psi} = O^{\frac{n-2}{2}}\psi. \quad (9)$$

Эти свойства устанавливают конформную симметрию ковариантного уравнения КГ (1) и специфическую форму его инвариантности по отношению к конформно-подобному преобразованию (8).

Метод преобразования ФВ, использованный в работе [11], применим и к нестационарному пространству-времени. Однако в этой работе был рассмотрен только стационарный случай. Для более общего исследования свойств симметрии в представлении ФВ необходимо представить уравнение (5) в другой (эквивалентной) форме.

Введем следующие обозначения:

$$\Gamma^i = \sqrt{-g}g^{0i}, \quad G^{ij} = g^{ij} - \frac{g^{0i}g^{0j}}{g^{00}}. \quad (10)$$

Громоздкие, но простые вычисления приводят уравнение (5) к следующему виду:

$$\left[(\partial_0 + Y)^2 + \partial_i \frac{G^{ij}}{g^{00}} \partial_j + \frac{m^2}{g^{00}} + \Lambda \right] \Phi = 0, \quad (11)$$

где

$$Y = \frac{1}{2f} \{ \partial_i, \Gamma^i \} \frac{1}{f} = \frac{1}{2} \left\{ \partial_i, \frac{g^{0i}}{g^{00}} \right\},$$

$$\Lambda = -\frac{f_{,0,0}}{f} - \left(\frac{g^{0i}}{g^{00}} \right)_{,i} \frac{f_{,0}}{f} - 2 \frac{g^{0i}}{g^{00}} \frac{f_{,0,i}}{f} - \left(\frac{g^{0i}}{g^{00}} \right)_{,0} \frac{f_{,i}}{f}$$

$$- \frac{1}{2} \left(\frac{g^{0i}}{g^{00}} \right)_{,0,i} - \frac{1}{2f^2} \left(\frac{g^{0i}}{g^{00}} \right)_{,i} \Gamma_{,j}^j - \frac{g^{0i}}{2f^2 g^{00}} \Gamma_{,j,i}^j$$

$$+ \frac{1}{4f^2} (\Gamma_{,i}^i)^2 - \left(\frac{G^{ij}}{g^{00}} \right)_{,i} \frac{f_{,j}}{f} - \frac{G^{ij}}{g^{00}} \frac{f_{,i,j}}{f} - \frac{\lambda R}{g^{00}}. \quad (12)$$

Эта форма уравнения КГ также эрмитова, и волновая функция не меняется по сравнению с уравнением (7). Замена m величиной m' делает уравнение (11) конформно инвариантным. Следовательно, уравнение (11) инвариантно по отношению к конформно-подобному преобразованию (8).

3. Конформная симметрия гамильтонианов

Чтобы выполнить последовательные ОПФВ и преобразование ФВ, мы используем метод, развитый в [10] и примененный к ковариантному уравнению КГ в [11]. Оригинальный метод Фешбаха–Вилларса неприменим к безмассовым частицам, в то время как его обобщение [10] позволяет распространить данный метод на такие частицы.

Мы вводим две новые функции ϕ и χ следующим образом [10, 11]:

$$\Phi = \phi + \chi, \quad i(\partial_0 + Y)\Phi = N(\phi - \chi), \quad (13)$$

где N – произвольный ненулевой действительный параметр. Для преобразования Фешбаха–Вилларса он равен массе частицы m . Введенные функции образуют двухкомпонентную волновую функцию в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса: $\Psi = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}$. Из уравнений (11) и (13) следует (ср. [11]):

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \Psi}{\partial t} &= H \Psi, \quad H = \rho_3 \frac{N^2 + T}{2N} + i\rho_2 \frac{-N^2 + T}{2N} - iY, \\ T &= \partial_i \frac{G^{ij}}{g^{00}} \partial_j + \frac{m^2}{g^{00}} + \Lambda, \end{aligned} \quad (14)$$

где H – гамильтониан в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса и ρ_i ($i = 1, 2, 3$) – матрицы Паули. Уравнение (14) является точным.

Для безмассовых частиц этот гамильтониан не изменяется конформным преобразованием (2). В общем случае он инвариантен по отношению к конформно-подобному преобразованию (8).

Общий метод, разработанный в [6, 8, 10], позволяет нам производить преобразование ФВ гамильтониана (14) для релятивистских частиц во внешних полях. Этот метод – итеративный. Начальный гамильтониан может быть представлен в общем виде:

$$\begin{aligned} H &= \rho_3 M + E + O, \quad \rho_3 M = M \rho_3, \\ \rho_3 E &= E \rho_3, \quad \rho_3 O = -O \rho_3, \end{aligned} \quad (15)$$

где E и O обозначают суммы четных (блок-диагональных) и нечетных (блок-недиагональных) операторов соответственно. В рассматриваемом случае $[M, O] = 0$,

$$M = \frac{N^2 + T}{2N}, \quad E = -iY, \quad O = i\rho_2 \frac{-N^2 + T}{2N}, \quad (16)$$

и оператор преобразования, найденный в [8], редуцируется к виду [10, 11]:

$$U = \frac{\epsilon + N + \rho_1(\epsilon - N)}{2\sqrt{\epsilon N}}, \quad \epsilon = \sqrt{M^2 + O^2} = \sqrt{T}. \quad (17)$$

Этот оператор преобразования является ρ_3 -псевдоунитарным ($U^\dagger = \rho_3 U^{-1} \rho_3$).

Важно, что гамильтониан, полученный в результате преобразования с оператором (17), не зависит от N [10]:

$$\begin{aligned}
H' &= \rho_3 \epsilon + E' + O', \quad \rho_3 E' = E' \rho_3, \quad \rho_3 O' = -O' \rho_3, \\
E' &= -iY + \frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} [\sqrt{\epsilon}, [\sqrt{\epsilon}, F]] \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}, \\
O' &= \rho_1 \frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} [\epsilon, F] \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}, \quad F = -i\partial_0 - iY.
\end{aligned} \tag{18}$$

Это демонстрирует самосогласованность используемого метода преобразования. Точный промежуточный гамильтониан (18) описывает массивные и безмассовые частицы и не изменяется при конформно-подобном преобразовании (8).

Следующее преобразование [10] удаляет оставшиеся нечетные члены и приводит к окончательному виду *приближенного* релятивистского гамильтониана в представлении ФВ:

$$H_{FW} = \rho_3 \epsilon - iY - \frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} [\sqrt{\epsilon}, [\sqrt{\epsilon}, (i\partial_0 + iY)]] \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}. \tag{19}$$

Этот гамильтониан также инвариантен по отношению к конформно-подобному преобразованию (8). Как правило, релятивистский гамильтониан в представлении ФВ разлагается по степеням постоянной Планка и метод может применяться, когда длина волны де Бройля мала по сравнению с характеристическим расстоянием [8]. В таком гамильтониане слагаемые, пропорциональные нулевой и первой степеням постоянной Планка, определяются точно, в то время как слагаемые высших порядков по $\hbar$ не определены (см. [8]). В результате последнее слагаемое в уравнении (19) может быть опущено, если оно пропорционально второй или более высоким степеням $\hbar$.

4. Включение электромагнитных взаимодействий

Весьма важно, что включение электромагнитных взаимодействий не ведет к какому-либо существенному усложнению приведенных выше вычислений. Начальное ковариантное уравнение КГ имеет вид:

$$[g^{\mu\nu} (\nabla_\mu + ieA_\mu)(\nabla_\nu + ieA_\nu) + m^2 - \lambda R]\psi = 0, \tag{20}$$

где ∇_μ – ковариантная производная, а A_μ – четырехпотенциал электромагнитного поля. Это уравнение эквивалентно следующему:

$$\left(\frac{1}{\sqrt{-g}} D_\mu \sqrt{-g} g^{\mu\nu} D_\nu + m^2 - \lambda R \right) \psi = 0, \tag{21}$$

где $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$. Неунитарное преобразование (4) приводит его к эрмитовому виду, соответствующему уравнению (5):

$$\left(\frac{1}{f} D_\mu \sqrt{-g} g^{\mu\nu} D_\nu \frac{1}{f} + \frac{m^2}{g^{00}} - \frac{\lambda R}{g^{00}} \right) \Phi = 0. \tag{22}$$

Удобно представить это уравнение в эквивалентной форме (см. (11)):

$$\begin{aligned}
\left[(D_0 + Y')^2 + D_i \frac{G^{ij}}{g^{00}} D_j + \frac{m^2}{g^{00}} + \Lambda \right] \Phi &= 0, \\
Y' &= \frac{1}{2f} \{ \partial_i, \Gamma^i \} \frac{1}{f} = \frac{1}{2} \left\{ D_i, \frac{g^{0i}}{g^{00}} \right\}, \\
T' &= D_i \frac{G^{ij}}{g^{00}} D_j + \frac{m^2}{g^{00}} + \Lambda,
\end{aligned} \tag{23}$$

где G^{ij} и Λ определяются уравнениями (10) и (12) соответственно.

Повторение преобразования, приведенного выше, позволяет нам вывести гамильтониан в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса:

$$H = \rho_3 \frac{N^2 + T'}{2N} + \rho_2 \frac{-N^2 + T'}{2N} - iY' + eA_0. \tag{24}$$

Преобразование ФВ может быть выполнено с оператором (17), где $\epsilon = \sqrt{T'}$. Преобразованный оператор H' не зависит от N . Окончательный приближенный гамильтониан в представлении ФВ имеет вид ($\epsilon = \sqrt{T'}$):

$$\begin{aligned}
H_{FW} &= \rho_3 \epsilon - iY' + eA_0 \\
&- \frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} \left[\sqrt{\epsilon}, [\sqrt{\epsilon}, (i\partial_0 + iY' - eA_0)] \right] \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}.
\end{aligned} \tag{25}$$

Последнее слагаемое в уравнении (25) может быть опущено, если оно пропорционально второй или более высоким степеням $\hbar$ (см. предыдущий раздел).

Все гамильтонианы, полученные с включением электромагнитных взаимодействий (H , H' и H_{FW}), инвариантны по отношению к конформно-подобному преобразованию (8). Гамильтонианы конформно инвариантны для безмассовых частиц. Таким образом, указанное включение не изменяет конформной симметрии гамильтонианов.

В разделах 2–4 мы рассмотрели скалярные частицы в римановом пространстве-времени. Однако все полученные результаты применимы к пространству-времени Римана-Картана. Пространственно-временное кручение не влияет на вид гамильтониана для безмассовых частиц и на соответствующее уравнение движения. В частности, кручение влияет на динамику спина, но не на орбитальный угловой момент пробной частицы [13].

5. Свойства конформной симметрии для дираковских частиц

Легко определить свойства конформной симметрии для точечно-подобных дираковских частиц. В работе [11] было показано, что для *безмассовой* частицы гамильтонианы в представлении Дирака и ФВ и соответствующие волновые функции инвариантно по отношению к конформному преобразованию (2). Исходное ковариантное уравнение Дирака также конформно инвариантно по отношению к этому преобразованию. В результате конформного преобразования (2) волновая функция уравнения Дирака для *безмассовой* частицы приобретает дополнительный множитель $O^{3/2}$ [11].

Эти результаты могут быть обобщены на массивные частицы. Точечно-подобная дираковская частица в римановом пространстве–времени описывается ковариантным уравнением Дирака (см. [14, 15] и цитированную там литературу)

$$(i\hbar\gamma^a D_a - mc)\psi = 0, \quad D_a = e_a^\mu D_\mu, \quad (26)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu + \frac{i}{4}\sigma^{ab}\Gamma_{\mu ab},$$

где D_μ – ковариантная производная, $\sigma^{ab} = i(\gamma^a\gamma^b - \gamma^b\gamma^a)/2$, а матрицы Дирака γ^a определены в локально лоренцевых системах отсчета. Анголономные компоненты связности равны [14,15]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu ab} &= -\Gamma_{\mu ba} = e_\mu^c \Gamma_{cab}, \quad \Gamma_{cab} \\ &= \frac{1}{2}(-C_{cab} + C_{abc} - C_{bca}), \quad C_{abc} \\ &= e_a^\mu e_b^\nu (e_{c\nu,\mu} - e_{c\mu,\nu}), \end{aligned} \quad (27)$$

где e_μ^a – тетрада и e_a^μ – обратная тетрада. Удобно параметризовать пространственно-временную метрику следующим образом [15]:

$$ds^2 = V^2(dx^0)^2 - \delta_{ij}W_k^i W_l^j (dx^k - K^k dx^0)(dx^l - K^l dx^0). \quad (28)$$

Функции V и K^i , так же как компоненты матрицы 3×3 W_j^i могут произвольным образом зависеть от x^μ . Можно показать [15], что эта параметризация определяет 10 независимых переменных, которые характеризуют пространственно-временную метрику общего вида. Это модифицированная версия хорошо известной параметризации метрики, предложенной Арновиттом и соавторами [16] и де Виттом [17] в контексте канонической формулировки квантовой теории гравитации. Недиagonalные компоненты метрики $g^{0i} = K^i/V^2$ описывают эффекты вращения. Параметризация (28) является общей и применимой к любому риманову пространству-времени и пространству-времени Римана–Картана.

Предпочтительным выбором тетрады [18] является калибровка Швингера:

$$\begin{aligned} e_\mu^{\hat{0}} &= V \delta_\mu^0, \quad e_\mu^{\hat{i}} = W_j^i (\delta_\mu^j - K^j \delta_\mu^0), \\ e_{\hat{0}}^\mu &= \frac{1}{V} (\delta_0^\mu + \delta_i^\mu K^i), \quad e_{\hat{i}}^\mu = \delta_j^\mu W_i^j, \end{aligned} \quad (29)$$

где введена обратная матрица 3×3 , $W_i^j W_j^i = \delta_j^i$. Калибровка Швингера характеризуется условиями $e_i^{\hat{0}} = 0$, $e_{\hat{0}}^0 = 0$.

Для общей метрики (28) с тетрадой (29) мы находим в явном виде [15]:

$$\Gamma_{\mu i\hat{0}} = \frac{1}{V} W_i^j \partial_j V e_\mu^{\hat{0}} - \frac{1}{V} Q_{(ij)} e_\mu^{\hat{j}}, \quad (30)$$

$$\Gamma_{\mu i\hat{j}} = \frac{1}{V} Q_{[ij]} e_\mu^{\hat{0}} + (C_{ij\hat{k}} + C_{i\hat{k}j} + C_{\hat{k}ji}) e_\mu^{\hat{k}}, \quad (31)$$

где

$$Q_{ij} = g_{i\hat{k}} W_j^l (\dot{W}_{\hat{l}}^{\hat{k}} + K^m \partial_m W_{\hat{l}}^{\hat{k}} + W_{\hat{m}}^{\hat{k}} \partial_l K^m), \quad (32)$$

$$C_{ij}^{\hat{k}} = W_i^l W_j^m \partial_{[l} W_{m]}^{\hat{k}} = -C_{ji}^{\hat{k}}, \quad C_{ij\hat{k}} = g_{\hat{k}l} C_{ij}^{\hat{l}}. \quad (33)$$

Точка $\dot{}$ обозначает производную по времени $t = x^0$. Здесь $C_{ij\hat{k}}$ – анголо-номный объект для пространственной триады $W_{\hat{j}}$. Индексы, пробегающие от 1 до 3, поднимаются и опускаются с помощью пространственной части метрики Минковского $g_{ab} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, $g_{ij} = -\delta_{ij}$.

В геометрии Римана-Картана связность (27) должна быть дополнена вкладом пространственно-временного кручения и имеет вид:

$$\Gamma_{\mu ab} = \frac{1}{2} e_{\mu}^c (-C_{cab} + C_{abc} - C_{bca}) - K_{\mu ab}. \quad (34)$$

Пост-риманов тензор деформации определяется выражением [19]:

$$K_{\mu ab} = -K_{\mu ba} = \frac{1}{2} (-T_{\mu ab} + T_{ab\mu} - T_{b\mu a}),$$

$$T_{\mu\nu a} = -T_{\nu\mu a} = e_{a\nu, \mu} - e_{a\mu, \nu} + \Gamma_{\mu ba} e_{\nu}^b - \Gamma_{\nu ba} e_{\mu}^b. \quad (35)$$

Для расчета вклада пространственно-временного кручения удобно использовать компоненты аксиального вектора кручения:

$$\check{T}^a = -\frac{1}{2} \eta^{abcd} T_{bcd}, \quad (36)$$

где η^{abcd} – полностью антисимметричный тензор Леви-Чевита ($\eta_{\hat{0}\hat{1}\hat{2}\hat{3}} = -\eta^{\hat{0}\hat{1}\hat{2}\hat{3}} = +1$).

Прямая проверка показывает [20], что гамильтонова форма исходного уравнения Дирака (26) характеризуется неэрмитовым гамильтонианом. Чтобы преодолеть эту трудность, мы можем определить новую волновую функцию следующим образом [15, 19, 20]:

$$\Psi = (\sqrt{-g} e_0^0)^{1/2} \psi. \quad (37)$$

Такой вид оператора неунитарного преобразования является универсальным и применим к любому пространству-времени Римана и Римана-Картана.

Для пространства-времени Римана и Римана-Картана эрмитов гамильтониан определяется выражением [19]:

$$H = \beta m V + e A_0 + \frac{1}{2} \alpha^i \{F^j_{\hat{i}}, \pi_j\} + \frac{1}{2} (\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\pi} + \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{K}) + \frac{1}{4} (\boldsymbol{\Xi} \cdot \boldsymbol{\Sigma} - \Upsilon \gamma_5), \quad (38)$$

$$\Upsilon = -V \epsilon^{ij\hat{k}} C_{ij\hat{k}} + V \check{T}^0, \quad \Xi^i = \epsilon^{ij\hat{k}} Q_{j\hat{k}} - V \check{T}^i,$$

где $F^j_{\hat{i}} = V W^j_{\hat{i}}$, $\gamma_5 = -i \gamma^{\hat{0}} \gamma^{\hat{1}} \gamma^{\hat{2}} \gamma^{\hat{3}}$ и $\epsilon^{ij\hat{k}}$ – трехмерный полностью антисимметричный тензор Леви-Чевита ($e^{\hat{1}\hat{2}\hat{3}} = 1$).

Конформное преобразование параметров метрики имеет вид:

$$\tilde{V} = O^{-1}V, \quad \widetilde{W^i_k} = O^{-1}W^i_k, \quad \widetilde{W^i_{\hat{k}}} = OW^i_{\hat{k}}, \quad \tilde{K} = K.$$

В результате мы находим:

$$\widetilde{C_{abc}} = OC_{abc}, \quad \widetilde{Q_{ij}} = Q_{ij}, \quad \widetilde{C_{ij\hat{k}}} = OC_{ij\hat{k}}, \quad \widetilde{F^j_i} = F^j_i. \quad (39)$$

Конформное преобразование (2) не изменяет тензор деформации $K_{\mu ab}$. В согласии с этим, $\tilde{T}^a = OT^a$.

Таким образом, $\tilde{\Xi} = \Xi$ and $\tilde{Y} = Y$. Приведенные выше соотношения демонстрируют, что *эрмитов* гамильтониан Дирака (38) инвариантен по отношению к конформному преобразованию (2) для безмассовых частиц [11] и по отношению к конформно-подобному преобразованию (8) для массивных частиц.

Мы можем также отметить, что анголономные компоненты связности (локально лоренцева связность [19]) $\Gamma_{\mu ab}$ не изменяются при конформном преобразовании. Эти компоненты вместе с тетрадой e^a_μ формируют Пуанкаре-калибровочные потенциалы [19]. Среди этих потенциалов только тетрада изменяется при конформном преобразовании.

Легко найти конформную симметрию гамильтониана в представлении ФВ. Уравнение (38) может быть представлено в виде (15) (с $\rho_3 \rightarrow \beta$), где

$$\begin{aligned} M = mV, \quad E = eA_0 + \frac{1}{2}(K \cdot \pi + \pi \cdot K) + \frac{1}{4}\Xi \cdot \Sigma, \quad O \\ = \frac{1}{2}\alpha^i\{F^j_i, \pi_j\} - Y\gamma_5. \end{aligned} \quad (40)$$

Уравнение (40) показывает, что

$$\tilde{M} = O^{-1}M, \quad \tilde{E} = E, \quad \tilde{O} = O. \quad (41)$$

Унитарный оператор преобразования ФВ имеет вид [8]:

$$U = \frac{\beta\epsilon + \beta M - O}{\sqrt{(\beta\epsilon + \beta M - O)^2}} \beta, \quad \epsilon = \sqrt{M^2 + O^2}. \quad (42)$$

Этот оператор инвариантен по отношению к конформно-подобному преобразованию (8). После первой итерации с оператором (42), последующие итерации исключают оставшиеся нечетные слагаемые. Окончательный приближенный гамильтониан в представлении ФВ равен [8]:

$$H_{FW} = \beta\epsilon + E + \frac{1}{4}\left\{\frac{1}{2\epsilon^2 + \{\epsilon, M\}}, (\beta[O, [O, M]] - [O, [O, F]])\right\}, \quad F = E - i\hbar \quad (43)$$

Очевидно, что этот гамильтониан, явный вид которого получен в работе [19], также инвариантен по отношению к конформно-подобному преобразованию (8) в общем случае.

Волновая функция уравнения для *эрмитового* гамильтониана Дирака,

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi, \quad (44)$$

удовлетворяет уравнению (37). Она инвариантна по отношению к конформно-подобному преобразованию. Волновая функция в представлении ФВ также

обладает этим свойством. Использование уравнения (37) позволяет нам найти следующее свойство волновой функции исходного уравнения Дирака (26) по отношению к конформно-подобному преобразованию:

$$\tilde{\psi} = O^{3/2}\psi. \quad (45)$$

В отличие от стандартной конформной инвариантности, это свойство справедливо и для массивных, и для безмассовых частиц.

Все свойства, установленные в этом разделе, справедливы при наличии электромагнитных взаимодействий.

Мы можем заключить, что ранее установленная аналогия между безмассовыми скалярными и дираковскими частицами в римановом пространстве-времени [11] существует для любых точечно-подобных частиц, как в римановом пространстве-времени, так и в пространстве-времени Римана–Картана и не нарушается при наличии электромагнитных взаимодействий.

Заключение

В представленном исследовании найдены новые свойства симметрии для фундаментальных точечно-подобных скалярных и дираковских частиц (бозон Хиггса и все лептоны) в римановом пространстве-времени и в пространстве-времени Римана–Картана. Все результаты получены в общем виде и при учете электромагнитных взаимодействий. Уравнение КГ для точечно-подобной скалярной частицы в произвольных n -мерных пространствах Римана и Римана–Картана приведено к эрмитовому виду (5). Этот вид весьма удобен для вывода общих гамильтонианов в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса и в представлении ФВ. Гамильтонианы в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса (14) и (24) являются точными. Соответствующие гамильтонианы в представлении ФВ (19) и (25) являются приближенными. Они разлагаются в ряд по степеням постоянной Планка и применимы, когда длина волны де Бройля мала по сравнению с характеристическим расстоянием. Тем не менее, данные гамильтонианы являются весьма общими. Они покрывают нестационарный случай и могут быть использованы для релятивистских частиц в произвольно сильных гравитационных (и инерциальных) полях. В гамильтонианах в представлении ФВ члены, пропорциональные нулевой и первой степеням постоянной Планка, рассчитываются точно, в то время как члены более высоких порядков по $\hbar$ не определены.

Мы установили новые свойства конформной симметрии исходной и эрмитовой форм уравнения КГ. Когда масса заменяется величиной m' , удовлетворяющей конформному преобразованию (6), *измененные* уравнения становятся конформно инвариантными. Это свойство определяет конформные симметрии стандартного и эрмитового уравнений КГ. Последнее уравнение, а также полученные гамильтонианы в обобщенном представлении Фешбаха–Вилларса и в представлении ФВ инвариантны по отношению к конформно-подобному преобразованию (8).

Соответствующие свойства конформной симметрии также найдены для массивных и безмассовых дираковских частиц. Гамильтонианы в представлениях Дирака и ФВ инвариантны по отношению к конформно-подобному преобразованию (8). Это преобразование также определяет конформную симметрию исходного уравнения Дирака для массивных частиц. Когда m' , определяемое уравнением (6), заменяет m , дираковская волновая функция имеет свойство (45).

Мы показали, что все свойства конформной симметрии остаются неизменными при наличии электромагнитных взаимодействий. Таким образом, результаты, представленные в настоящем исследовании, позволяют установить новые свойства конформной симметрии для точечно-подобных скалярных и дираковских частиц (бозон Хиггса и все лептоны) в римановом пространстве–времени и в пространстве–времени Римана–Картана при наличии электромагнитных взаимодействий.

Литература

1. Penrose R. // Relativity, Groups and Topology, edited by C. De Witt and B. De Witt .Gordon and Breach, 1964. P. 565
2. Klein O. // Z. Phys. 1926. Vol. 37. P. 895; Gordon W. // Z. Phys. 1926. Vol. 40. P. 117. The equation was first obtained by E. Schroedinger (unpublished) and also by V. Fock, Z. Phys. 38, 242 (1926)
3. Chernikov N., Tagirov E. // Ann. Inst. Henri Poincaré. 1968. Vol. A 9. P. 109
4. Accioly A., Blas H. // Phys. Rev. D 2002. Vol.66. P. 067501; Mod. Phys. Lett. A 2003. Vol.18. P. 867
5. Costella J. P., McKellar B. H. J. // Am. J. Phys.1995. Vol. 63. P. 1119 (1995); Silenko A. J.// Письма в ЭЧАЯ, 2013. Vol. 10. P. 144 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. Vol. 10. P. 91]
6. Silenko A. J. // J. Math. Phys. 44, 2952 (2003)
7. Silenko A. J., Teryaev O. V. // Phys. Rev. D 71, 064016 (2005)
8. Silenko A. J.// Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77. P. 012116; 2015. Vol. 91. P. 022103; A. Я. Силенко // ТМФ. 2013. Vol. 176. P. 189 [Theor. Math. Phys. 2013. Vol. 176. P. 987 (2013)]
9. Silenko A. J. // Phys. Rev. A. 2015. Vol. 91. P. 012111
10. Silenko A. J. // ТМФ. 2008. Vol.156. P. 398 [Theor. Math. Phys. 2008. Vol. 156. P. 1308]
11. Silenko A. J.// Phys. Rev. D 2013. Vol.88. P. 045004
12. Dicke R. H.// Phys. Rev.1962. Vol. 125. P. 2163
13. Hehl F. W., Obukhov Y. N., Puetzfeld D. // Phys. Lett. A. 2013. Vol.377. P. 1775
14. Hehl F. W., Lemke J., Mielke E. W. // Geometry and Theoretical Physics. Proc. of the Bad Honnef School (12–16 Feb 1990), J. Debrus, A. C. Hirshfeld, eds. Springer, 1991. P. 56–140
15. Obukhov Yu. N., Silenko A. J., Teryaev O. V. // Phys. Rev. D. 2011. Vol. 84. P. 024025; 2013. Vol. 88. P. 084014
16. Arnowitt R., Deser S., Misner C. W. // Phys. Rev. 1959. Vol.116. P. 1322
17. De Witt B. S. // Phys. Rev. 1967. Vol. 160. P. 1113
18. Silenko A. J. // Acta Phys. Polon. B Proc. Suppl. 2008. Vol. 1. P. 87; Obukhov Yu. N., Silenko A. J., Teryaev O. V.// Phys. Rev. D 2009. Vol. 80. P. 064044 (2009)
19. Obukhov Yu. N., Silenko A. J., Teryaev O. V. // Phys. Rev. D 2014. Vol. 90. P. 124068
20. Obukhov Yu. N.// Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 192; Fortschr. Phys. 2002. Vol. 50. P. 71

DETERMINATION AND ANALYSIS OF CONFORMAL SYMMETRY OF RELATIVISTIC WAVE EQUATIONS FOR SCALAR AND SPIN-1/2 PARTICLES

A. J. Silenko

New symmetry properties are found for pointlike scalar and Dirac particles (Higgs boson and all leptons) in Riemannian spacetimes in the presence of electromagnetic interactions. A Hermitian form of the Klein–Gordon equation for a pointlike scalar particle in an arbitrary n -dimensional Riemannian spacetime is obtained. New conformal symmetries of initial and Hermitian forms of this equation are ascertained. In the above spacetime, general Hamiltonians in the generalized Feshbach–Villars and Foldy–Wouthuysen representations are derived. The conformal-like transformation conserving these Hamiltonians is found. Corresponding conformal symmetries of a Dirac particle are determined. It is proven that all conformal symmetries remain unchanged by an inclusion of electromagnetic interactions.

ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ПРОЦЕСС ДРЕЛЛА–ЯНА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Е. В. Дыдышко, В. Л. Ермольчик, Х. Г. Суарес, Н. М. Шумейко

Введение

Первый этап работы ЛНС завершен с результатами, которые превзошли все ожидания. На этом этапе экспериментом CMS набрано 19.6 фб^{-1} сертифицированных данных. В настоящее время эксперименты на ЛНС заняты сбором и обработкой данных в pp-столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{S} = 13 \text{ ТэВ}$. Это почти в два раза превосходит значение энергии на первом этапе работы ЛНС.

Рождение лептонной пары через механизм Дрелла–Яна (ДЯ) [1, 2]

$$P + P \rightarrow q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow \gamma^* / Z \rightarrow l(k_1) + \bar{l}(k_2), \quad (1)$$

где $p_1(p_2)$ – четырех-импульсы (анти)кварка, а $k_1(k_2)$ – четырех-импульсы (анти)лептона, иллюстрируется Рис.1.

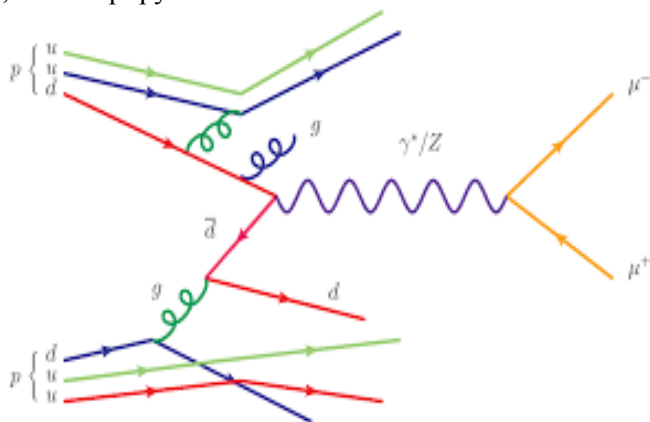


Рис.1. Диаграмма Фейнмана рождения лептонных пар через механизм ДЯ

На адронных коллайдерах процесс ДЯ является эталонным. Он отличается большой величиной сечения, которое было измерено уже с помощью данных, накопленных в первые дни работы коллайдера, и вновь определялось при каждом новом значении энергии пучков [3]. Процесс ДЯ также является фоном к многим другим процессам, исследуемым на адронных коллайдерах. Он используется для измерения эффективности регистрации детекторами мюонов и электронов по методике «метки и пробы» (tag and probe method); для проведения строгой проверки Стандартной модели фундаментальных взаимодействий путем

прецизионного измерения параметров этой модели и распределений наблюдаемых величин; для уменьшения неопределенности в партонных функциях распределений; при поиске «новой физики» (например, Z') и для измерения активности кварков, не участвующих в жестком процессе взаимодействия при столкновении двух протонов (underlying events) [4].

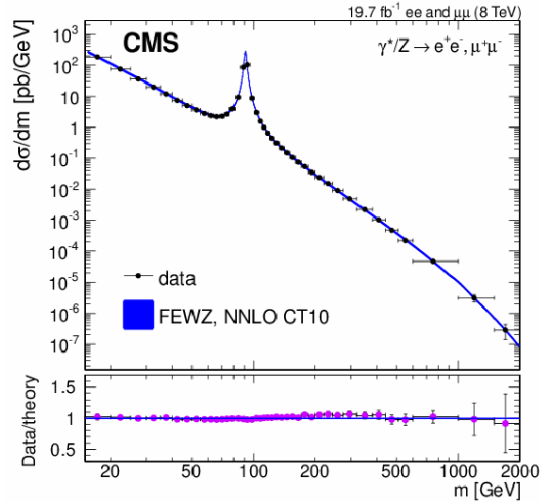


Рис.2. Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dM}$ для процесса ДЯ [7]

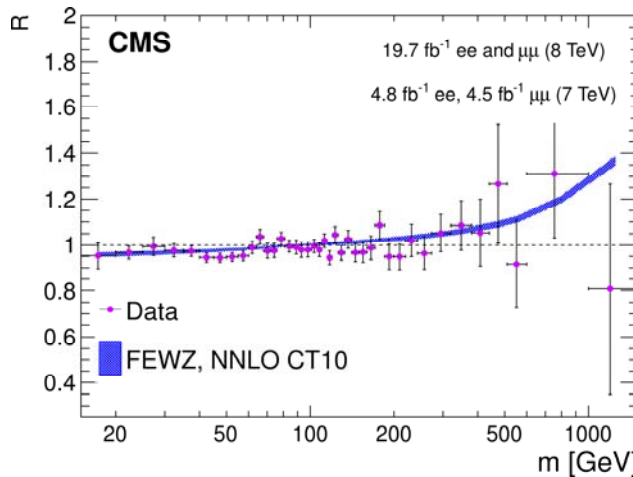


Рис.3. Отношение дифференциальных сечений процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [7]

Процесс Дрелла–Яна на первом этапе работы ЛНС

На первом этапе работы ЛНС с помощью процесса ДЯ осуществлен ряд прецизионных измерений, а также поиск проявлений эффектов за пределами Стандартной модели. Среди этих исследований необходимо отметить измерение

одно- и двукратного дифференциальных сечений по инвариантной массе лептонной пары M в процессе ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [4–7] (Рис. 2). Также, впервые на адронных коллайдерах, измерено отношение дифференциальных сечений R процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [7] (Рис. 3). Серьезной проверкой для Стандартной модели стало измерение асимметрии вперед-назад A_{FB} в процессе ДЯ (при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ) [8] (Рис. 4). В свою очередь, измерение дифференциального сечения рождения Z -бозонов при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ показало, что при значениях поперечного импульса Z -бозона q_T около 100 ГэВ/с наблюдается некоторое расхождение между данными и теоретическими предсказаниями (разница более 2σ) [9] (Рис. 5). Другим знаковым анализом, проведенным на первом этапе работы LHC, являлся поиск Z' -бозона [10] (рис. 6). Он проводился при значениях инвариантной массы лептонной пары, не превышающих 2 ТэВ. Сигнал в данной кинематической области не был найден. Главным результатом анализа стало установление нижнего предела значения массы Z' -бозона, равного $M_{Z'} = 1.7$ ТэВ. Экспериментом CMS впервые проведено измерение синуса угла Вайнберга на адронном коллайдере. При энергии коллайдера $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и с выборкой интегральной светимости в 44 pb^{-1} достигнута точность 1 % [11].

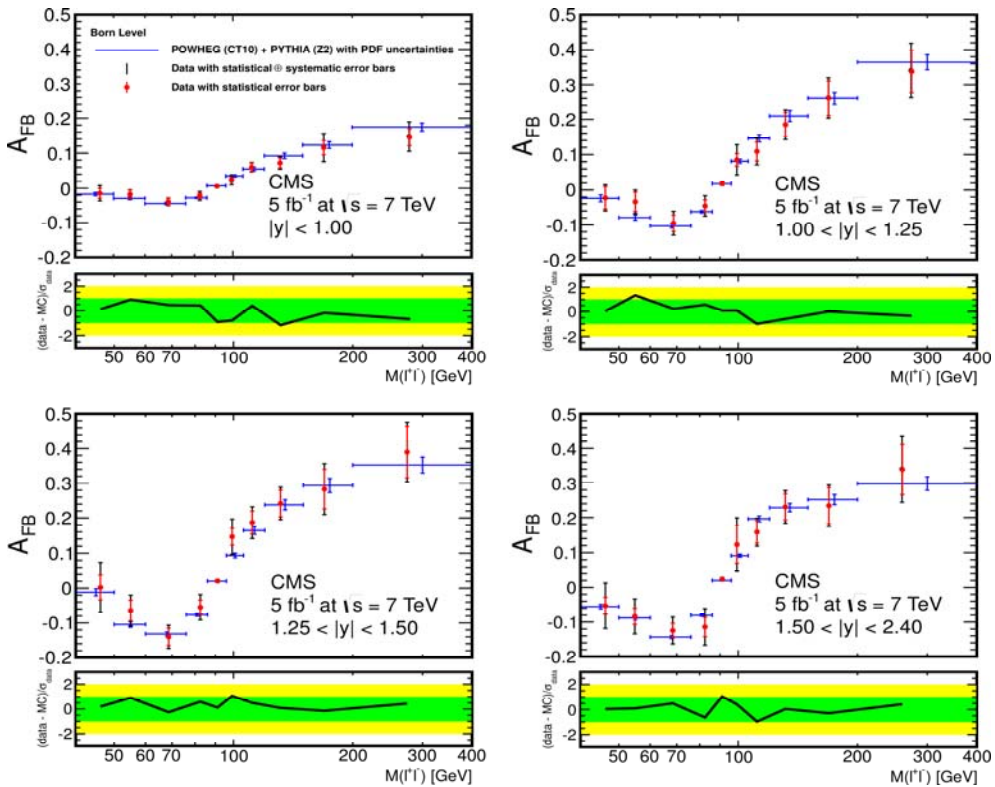


Рис. 4. Асимметрия вперед-назад A_{FB} в процессе ДЯ. Отношение данных эксперимента и результатов Монте-Карло моделирования приведено под каждым графиком

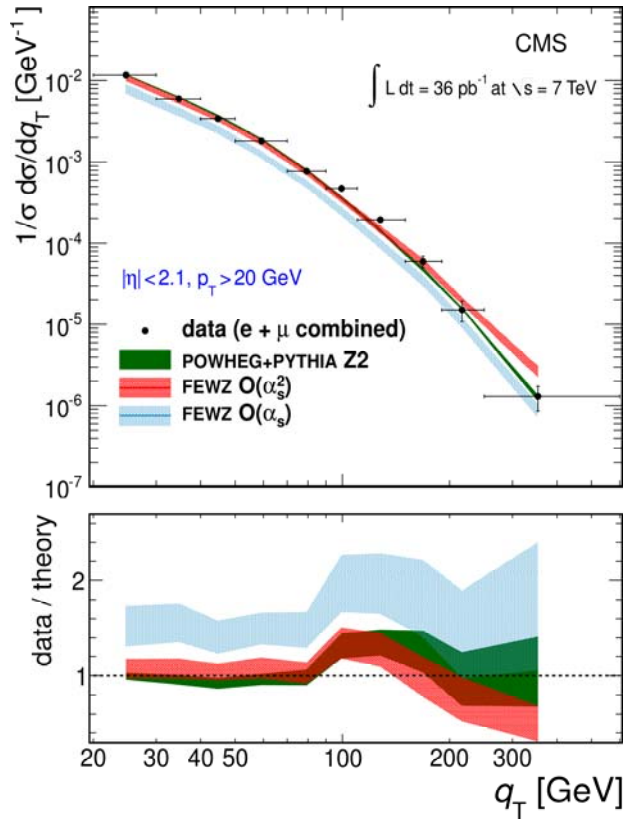


Рис.5. Дифференциальное сечение рождения Z-бозона в зависимости от его поперечного импульса q_T . Отношения данных эксперимента и результатов различных вариантов Монте-Карло моделирования приведены под графиком [9]

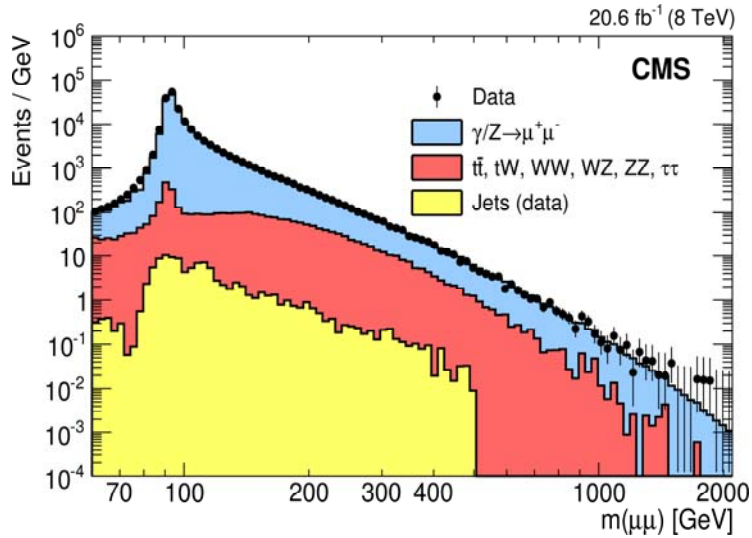


Рис.6. Зависимость числа событий от инвариантной массы лептонной пары M [10]

Оценка вклада электрослабых радиационных эффектов

Учитывая исследуемый диапазон высоких энергий (до 13 ТэВ), можно ожидать значительный вклад радиационных эффектов (как КХД, так и электрослабых) в наблюдаемые величины процесса (1) в определенных районах кинематической области. Здесь мы приведем некоторые результаты наших расчетов электрослабой радиационной поправки первого порядка

$$\delta^{EW} = \frac{\sigma_{EW} - \sigma_{born}}{\sigma_{born}} \times 100\%, \quad (2)$$

где $\sigma_{EW}(\sigma_{born})$ – дифференциальное сечение процесса (1) с учетом (без учета) электрослабых радиационных эффектов $O(\alpha)$, к спектру инвариантных масс лептонных пар в процессе (1).

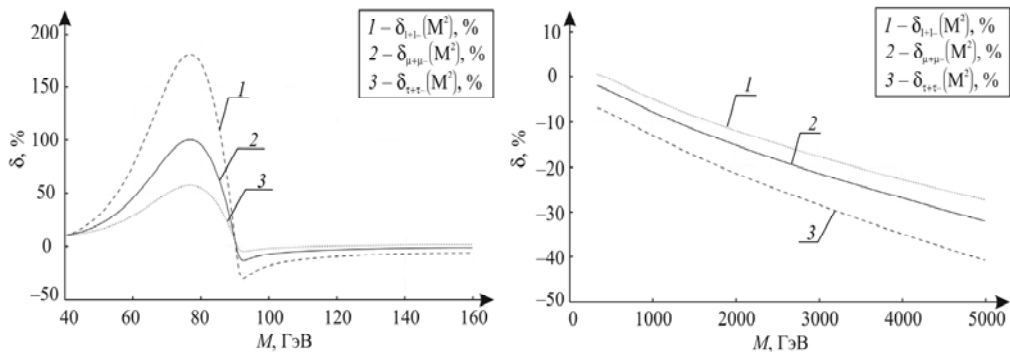


Рис. 7. Электрослабая поправка δ^{EW} к процессу рождения пары электронов (1), мюонов (2) и тау-лептонов (3) в зависимости от инвариантной массы лептонной пары: при $40 < M < 160$ ГэВ (слева) и $1000 < M < 5000$ ГэВ (справа)

Как следует из рисунка 7, поправка δ^{EW} велика ($\approx 80\%$ для мюонной пары) в области $M = 50\text{--}95$ ГэВ и практически полностью определяется вкладом излучения в конечном состоянии (FSR). В области $120\text{--}160$ ГэВ поправка мала (около 5 %), но все же больше экспериментальных неопределенностей на LHC, а потому должна быть учтена при анализе данных. Видно, что в области $M = 1\text{--}5$ ТэВ абсолютное значение поправки растет и достигает 30 % на верхней границе. Это указывает на необходимость исследования вкладов более высокого порядка.

Для σ_{EW} получены компактные аналитические выражения, на основе которых создан Монте-Карло генератор событий LePaProGen (Lepton Pair Production Generator) [17]. Эта программа, основанная на современных алгоритмах, отличается быстротой и стабильностью.

Перспективы исследований процесса Дрелла–Яна на втором этапе работы LHC

В 2015 году экспериментом CMS набрано 2.6 fb^{-1} сертифицированных данных. В коллаборации создано несколько групп для анализа данных, связанных с процессом ДЯ. В частности, группы по измерению одно- и

двукратного дифференциальных сечений, по измерению асимметрии вперед-назад и поиску Z' .

Одним из основных аспектов при анализе данных является учет устранимых и неустранимых фоновых процессов. Для процесса ДЯ неустранимыми фонами являются каналы рождения лептонной пары двухфотонным взаимодействием и взаимодействием кварка с фотоном (Рис. 8).

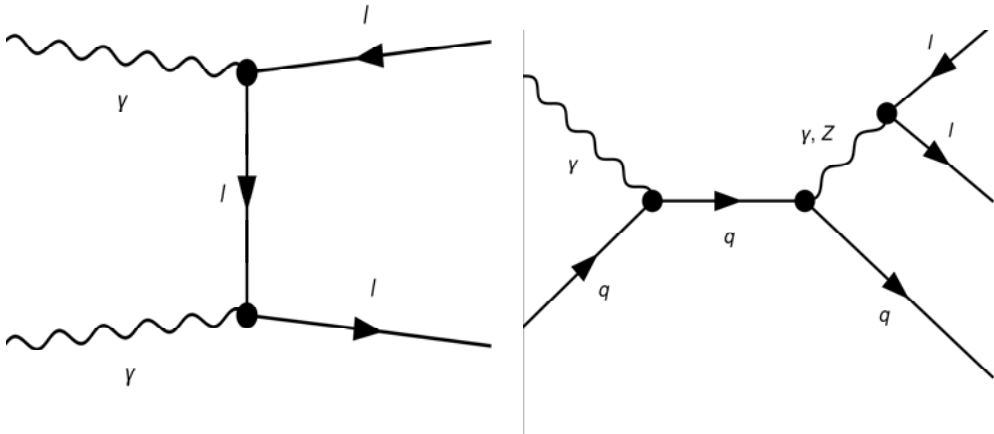


Рис. 8. Диаграммы Фейнмана для рождения лептонной пары двухфотонным взаимодействием (слева) и кварк-фотонным взаимодействием (справа)

Нами проведено исследование этих процессов с помощью программ FEWZ [18] и POWHEG [19].

Процесс рождения лептонной пары двухфотонным механизмом рассмотрен как поправка к процессу ДЯ

$$\delta = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_{DY}}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{DY})$ – дифференциальное сечение рождения лептонной пары двухфотонным механизмом (механизмом ДЯ). Показано, что рождение лептонной пары двухфотонным механизмом изменяет дифференциальное сечение по инвариантной массе лептонной пары процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 13$ ТэВ на 20–60 % при $M = 3 - 5$ ТэВ (Рис. 9).

Получено также отношение спектров масс для процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом с использованием программ FEWZ и POWHEG

$$R = \frac{POWHEG(\gamma\gamma)}{FEWZ(\gamma\gamma)}. \quad (4)$$

Здесь $POWHEG(\gamma\gamma)$ ($FEWZ(\gamma\gamma)$) – спектр масс для процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом, полученный программой POWHEG ($FEWZ$). Величина R в (3) отличается от единицы приблизительно на 1–4% при $M = 3 - 5$ ТэВ (Рис. 10).

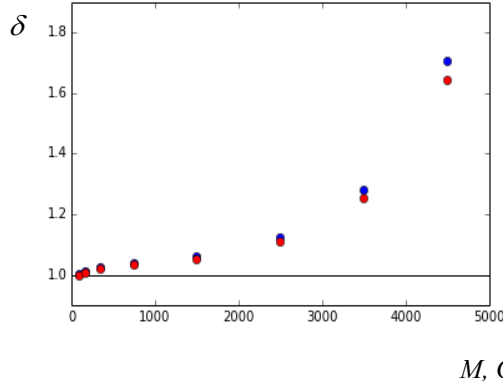


Рис.9. Поправка δ к процессу ДЯ при учете механизма двухфотонного рождения лептонной пары в зависимости от инвариантной массы M

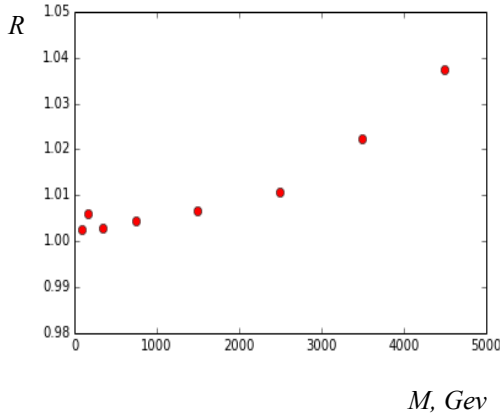


Рис.10. Зависимость отношения R от инвариантной массы лептонной пары M

С помощью программы FEWZ оценена неопределенность учета функции распределения фотона в протоне

$$\delta = \frac{\Delta_{PDF(DY+\gamma\gamma)}}{\sigma_{(DY+\gamma\gamma)}}, \quad (5)$$

где $\Delta_{PDF(DY+\gamma\gamma)}$ – абсолютная неопределенность сечения, вызванная неопределенностью функции распределения фотона в протоне, $\sigma_{(DY+\gamma\gamma)}$ – суммарное дифференциальное сечение процесса ДЯ и процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом на борновском уровне. Рассматривалась зависимость от инвариантной массы лептонной пары, при этом вычисления проводились с помощью программы FEWZ при $\sqrt{S}=13$ ТэВ. Выяснено, что неопределенность при использовании функции распределения фотона в протоне может достигать 100 % при $M = 3$ ТэВ (Рис. 11).

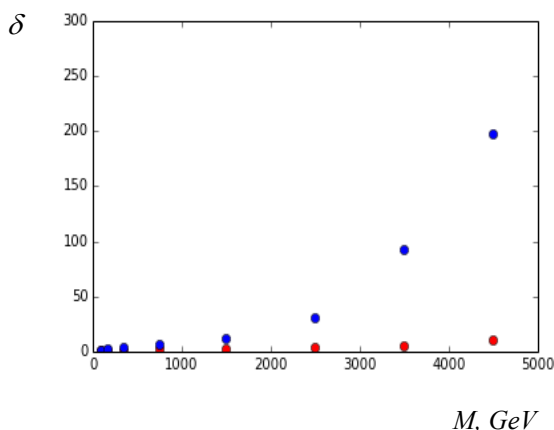


Рис.11. Зависимость неопределённости δ от массы лептонной пары M (синий) в сравнении с неопределённостью, вызванной функциями распределения кварков (красный)

Это явно говорит о том, что необходимо более точное измерение функции распределения фотона в протоне при значениях инвариантной массы лептонной пары, превышающих 1 ТэВ. К сожалению, это измерение неосуществимо на адронных коллайдерах и может быть выполнено на будущем электрон-протонном коллайдере (например, LHeC [20]).

Литература

1. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. Рождение мюонных пар в сильных взаимодействиях и асимптотические правила сумм. Препринт ОИЯИ Р2 4543. Дубна, 1969. 23 с.
2. Drell S.D., Yan T. M. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316–320
3. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 191802
4. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // EPJC 2012. V. 72. P. 2080
5. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // JHEP. 2011. V. 10. P. 007
6. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // JHEP. 2013. V. 12. P. 030
7. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // EPJC. 2015. V. 75. P. 147
8. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // PLB7. 2013. V. 18. P. 752
9. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // EPJC. 2015. V. 75. P. 147
10. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // JHEP. 2015. V. 04. P. 025
11. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // EPJC. 2015. V. 75. P. 147
12. ATLAS Collab. // JHEP. 2015 V. 09 P. 049
13. ATLAS Collab. // JHEP. 2014 V. 06. P. 112
14. ATLAS Collab. // Phys. Lett. B 2013 V. 725. P. 223–242
15. Arbuzov, A., D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, and R. Sadykov. // EPJ C. 2008. V. 54. P. 451–460
16. Zykunov V. A. // Phys. Rev. D. 2007 V. 75(7) P. 073019
17. Dydyshka Y., Yermolchik V. // JPCS. 2015. V. 608. P. 012069
18. Gavin R., Li Y., Petriello F., Quackenbush S. // Comput. Phys. Commun. 2011. V. 182 P. 2388
19. Alioli S., Nason P., Oleali C., Re E. // JHEP. 2010. V. 1006. P. 060
20. Abelleira Fernandez J. L. // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2012. V. 39. P. 075001

THE DRELL–YAN PROCESS AT THE LHC

Y. Dydyshka, V. Yermolchyk, J. Suarez, N. Shumeiko

A brief review of results concerning the Drell–Yan process at the CMS experiment during the LHC run I is given. Some original results dealing with this process are presented. The perspectives for further investigations of the Drell-Yan process at the Run II LHC are considered.

RADIATIVE CORRECTIONS TO INELASTIC PROCESSES IN LEPTON–NUCLEON SCATTERING

I. Akushevich¹, A. Ilyichev²

¹*Duke University, Durham, USA*

²*Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University*

Introduction

The process of lepton–nucleon scattering has played a crucial role in the understanding of internal structure of the nucleon. The unprecedented precision of such measurements requires knowledge of the higher-order electromagnetic effects at a percent level. In this work, we discuss the radiative corrections (RC) to inclusive deep inelastic scattering (DIS) and semi-inclusive DIS (SIDIS) as well as to the Bethe–Heitler (BH) process.

All presented corrections are calculated in the model-independent way which includes the real photon emission from lepton leg only, vertex corrections, and the contribution from vacuum polarization. Uncertainties of the model-independent RC can come only from fits and models used for structure functions. The calculation of model-dependent corrections (box-type graphs, real photon emission from nucleon) requires additional assumptions about the hadron interaction resulting in additional pure theoretical uncertainties that are hardly controlled. Moreover, the model-dependent corrections are much smaller compared to leptonic radiation because it does not include large logarithmic terms $\log(Q^2/m^2)$. Two methods are used for the calculation. The first one is based on the Bardin–Shumeiko approach [1] and the second involves the so-called electron structure functions (ESF) [2, 3].

Deep inelastic scattering

The process of DIS

$$e(k_1, \xi) + N(p, \eta) \rightarrow e'(k_2) + X(p_x), \quad (1)$$

where k_1 (k_2) and p are the initial (final) momenta of electron and nuclei, respectively ($k_1^2 = k_2^2 = m^2$, $p^2 = M^2$), ξ and η are vectors of polarization initial particles, is defined by $p_x^2 = (p + k_1 - k_2)^2 > (M + m_\pi)^2$. The additional radiated photon adds a new degree of freedom such that all three scattering channels of the virtual photon on the nucleus (elastic, quasielastic and inelastic) become kinematically possible [4, 5]. Therefore the model-independent RC of the lowest order can be written as the sum of bremsstrahlung and loop effects:

$$\sigma^{obs} \equiv \frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{\alpha}{\pi} (\delta_R^{IR} + \delta_{vert} + \delta_{vac}^l + \delta_{vac}^h) \sigma^0 + \sigma_F^{in} + \sigma^{el} + \sigma^q, \quad (2)$$

where σ^0 is the lowest order (Born) cross section that is well known [4, 5]. The

quantity δ_R^{IR} appears when the infrared divergence is extracted in accordance with the Bardin and Shumeiko method [1]. In spite of the classical work by Mo and Tsai [6], the approach suggested in [1] allows us to present the final expressions for RC free of any artificial parameter Δ , the quantity occurring to separate a real photon emission into soft and hard parts. A detailed comparison of explicit formulae obtained within these two approaches is given in [7] for the case of DIS. The virtual photon contribution contains the lepton vertex correction δ_{vert} and the vacuum polarization by leptons δ_{vac}^l and by hadrons δ_{vac}^h [8]. These corrections are given by formulae (20)–(25) in [4].

The quantity σ_F^{in} is the infrared-free part of the contribution of the radiative tail from a continuous spectrum

$$\sigma_F^{in} = -\alpha^3 y \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} d\tau \sum_{i=1}^8 \left\{ \theta_{i1}(\tau) \int_0^{R_{max}} \frac{dR}{R} \left[\frac{\mathfrak{Z}_i(R, \tau)}{(Q^2 + R\tau)^2} - \frac{\mathfrak{Z}_i(0, 0)}{Q^4} \right] + \right. \\ \left. + \sum_{j=2}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \int_0^{R_{max}} dR \frac{R^{j-2}}{(Q^2 + R\tau)^2} \mathfrak{Z}_i(R, \tau) \right\}. \quad (3)$$

Here the photonic variables are $R = 2pk$ and $\tau = k(k_1 - k_2)/pk$. The limits of integration, as well as the explicit form of functions $\theta_{ij}(\tau)$, are given in [5].

In the case of elastic scattering, the nucleus remains in the ground state, so we have an additional relation $R = R_{el} = (S_{xA} - Q^2)/(1 + \tau_A)$ resulting in

$$\sigma^{el} = \frac{1}{A} \frac{d^2 \sigma^{el}}{dx_A dy} = -\frac{\alpha^3 y}{A^2} \int_{\tau_{Amin}}^{\tau_{Amax}} d\tau_A \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{k_i} \theta_{ij}(\tau_A) \frac{2M_A^2 R_{el}^{j-2}}{(1 + \tau_A)(Q^2 + R_{el} \tau_A)^2} \mathfrak{Z}_i^{el}(R_{el}, \tau_A). \quad (4)$$

Here invariants with the index "A" contain the nucleus momentum p_A instead of p ($p_A^2 = M_A^2$, M_A is the nucleus mass). The quantities $\mathfrak{Z}_i^{el}$ are given in Appendix A.1 of [5].

Due to the lack of experimental data, the peak type approximation is normally used for the structure functions of quasielastic scattering when estimating the cross section of the radiative tail from the quasielastic peak. The factors at these quasielastic structure functions are estimated at the peak, and subsequent integration of the structure functions results in the suppression factors $S_{E,M,EM}$ (or of sum rules for electron-nucleus scattering [9]):

$$\sigma^q = -\frac{\alpha^3 y}{A} \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} d\tau \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \frac{2M^2 R_q^{j-2}}{(1 + \tau)(Q^2 + R\tau)^2} \mathfrak{Z}_i^q(R_q, \tau). \quad (5)$$

The quantities $\mathfrak{Z}_i^q$ can be obtained in terms of quasielastic structure functions (see Appendix A.1 of [5]).

At present, the lowest-order radiative corrections have only been calculated

completely for inelastic [4] lepton–hadron scattering using the covariant approach developed in [1]. The second-order correction ($\sim (\alpha \log(Q^2 / m^2) / \pi)^2$) for unpolarized and polarized inelastic lepton–hadron scattering was evaluated numerically in [10] and [11]. The results obtained using the formalisms were implemented in a FORTRAN code POLRAD [5] and a Monte Carlo generator RADGEN [7] (without the second-order correction) for simulation of radiative events in DIS.

For the estimation of the high-order RC, the ESF method was proposed by Fadin, Merenkov, and Kuraev [2, 3], who adopted the Drell–Yan representation for the electron–positron annihilation cross section for the case of electron–nucleon scattering. According to this method, the observed radiatively corrected cross section can be written as a convolution of two ESF with its hard part that is the sum of the Born cross section together with the possible contribution of one noncollinear hard photon radiation.

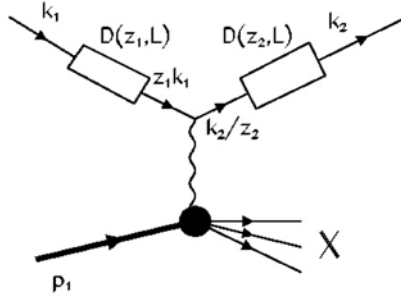


Fig. 1. Diagram for the corrected cross section within the ESF method

$$\frac{d^2 \sigma^{obs}(k_1, k_2)}{dQ^2 dy} = \int_{z_{1m}}^1 dz_1 \int_{z_{2m}}^1 dz_2 D(z_1, L) \frac{1}{z_2^2} D(z_2, L) \frac{d\sigma^{hard}(\tilde{k}_1, \tilde{k}_2)}{d\tilde{Q}^2 d\tilde{y}}. \quad (6)$$

The physical meaning of the integration variables z_1 and z_2 is clarified in Fig. 1. The hard cross section in the integrand depends on so-called shifted variables, which are defined as follows

$$\tilde{k}_1 = z_1 k_1, \tilde{k}_2 = \frac{k_2}{z_2}, \tilde{Q}^2 = \frac{z_1}{z_2} Q^2, \tilde{y} = 1 - \frac{1-y}{z_1 z_2}. \quad (7)$$

This approach allows taking into account all corrections of the order $(\alpha / \pi \log(Q^2 / m^2))^n$ and $(\alpha / \pi)^n \log(Q^2 / m^2)^{n-1}$ by resumming from $n = 1$ to $n = \infty$. Based on this method, the FORTRAN code ESFRAD [12] has been developed.

The NMC parametrization for the unpolarized hadron structure function F_2 is used for the numerical analysis performed within the experiments on fixed proton targets at JLab ($E_{beam} = 4$ GeV) and HERMES ($E_{beam} = 27.5$ GeV). The polarized hadron structure functions g_1 and g_2 are expressed by the asymmetries $A_1 = a + x^b (1 - \exp(cx))$, with $a = 1.90202 \times 10^{-2}$, $b = -1.16312 \times 10^{-3}$, $c = -1.8451$,

and $A_2 = 0.53M_X / \sqrt{Q^2}$.

The y -dependences of the relative RC on the unpolarized part of the cross section

$$\delta_u = \frac{d\sigma^{obs} / dQ^2 dy - d\sigma^0 / dQ^2 dy}{d\sigma^0 / dQ^2 dy}, \quad (8)$$

calculated in the FORTRAN codes and the methods discussed above are presented in Fig. 2. It should be noted that the numerical estimates of the lowest-order RC provided by POLRAD, RADGEN and ESFRAD are identical. However, the higher-order corrections in these codes are estimated in a different way:

- In RADGEN, the soft photon approximation is used to account multiphoton events [13];
- In POLRAD, only the second-order leading correction is included [10, 11];
- In ESFRAD, the next-to-leading correction (in addition to the leading contribution) is partly incorporated in accordance with Eq. (6).

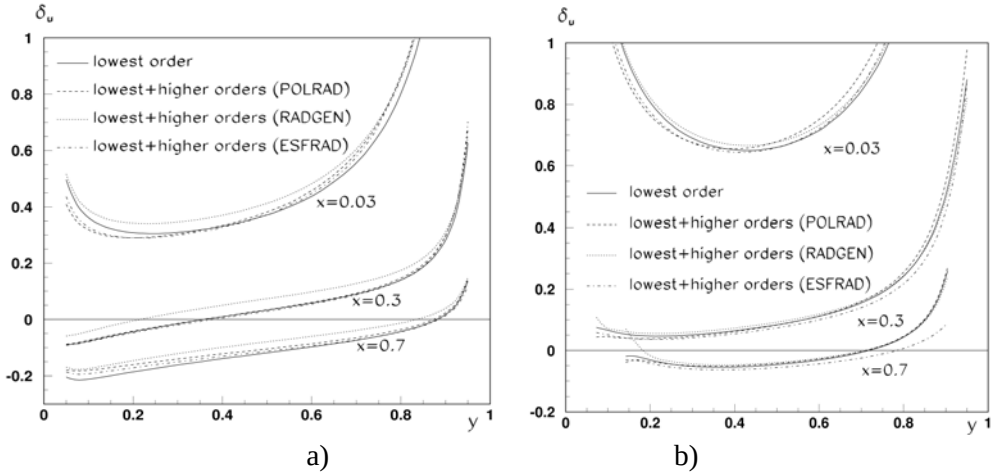


Fig. 2. Relative radiative corrections to the unpolarized cross section defined by formula (8) for a) HERMES ($E_{beam} = 27.57$ GeV) and b) JLab ($E_{beam} = 4$ GeV) kinematic conditions

It can be seen from Fig. 2, a) that POLRAD and ESFRAD give very similar results for the unpolarized part of the cross section at HERMES kinematics, whereas the behavior of the higher-order correction generated by RADGEN coincides with POLRAD and ESFRAD only at large values of the variable y . The higher-order effects at JLab kinematics (see Fig. 2, b)) show more distinctions: the results of POLRAD and ESFRAD agree only at low y , and there is a noticeable disagreement between them when y increases and approaches its maximum value. On the other hand, the RC given by RADGEN deviates from that given by POLRAD and ESFRAD at low y and coincides at large y .

Radiative corrections to the polarized asymmetries A_1 and A_2 are presented in Fig. 3 and Fig. 4, respectively. One can see that the higher-order effects give a very small contribution to the total correction in the entire kinematic region. This means that

the effective higher-order correction has a rather factorized form (at least within the approximations used) and disappears in the ratio of the polarization-dependent and unpolarized parts of the cross section. It should be noted that the main difference in the behavior of RC to A_1 and A_2 reveals itself when x increases: the RC to A_1 also increases, whereas RC to A_2 decreases. Similarly to the case of unpolarized RC, the value of RC to asymmetries for JLab is larger than the respective RC for HERMES.

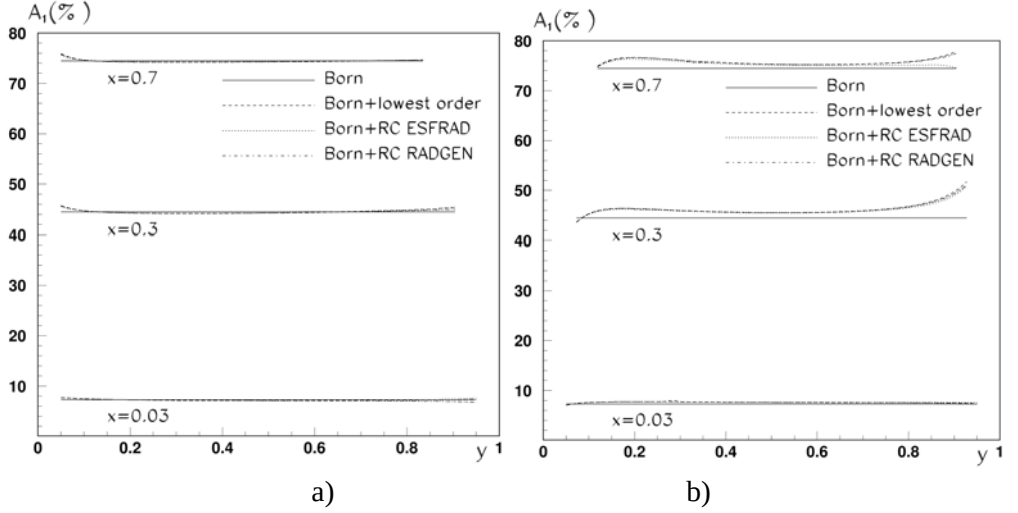


Fig. 3. Radiative corrections to A_1 asymmetry for a) HERMES ($E_{beam} = 27.57$ GeV) and b) JLab ($E_{beam} = 4$ GeV) kinematic conditions

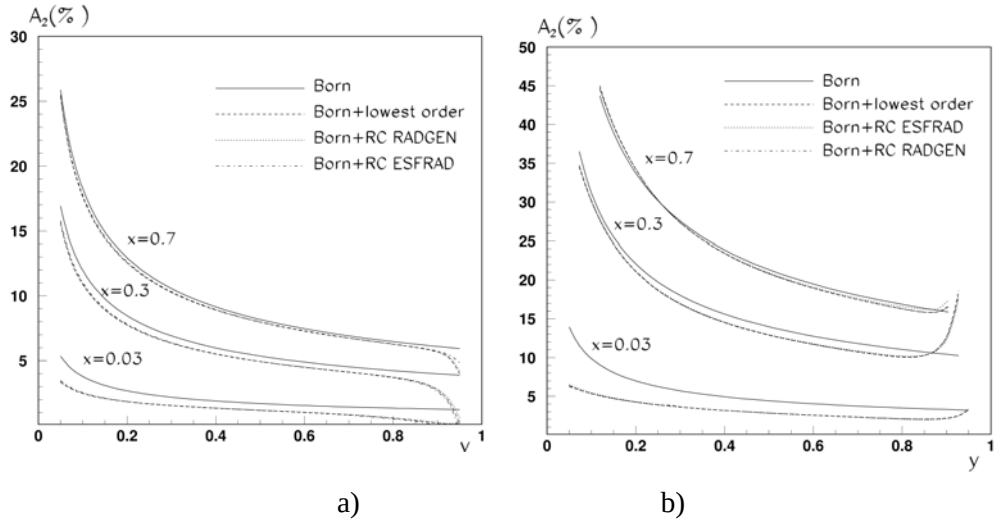


Fig. 4. Radiative corrections to A_2 asymmetry for a) HERMES ($E_{beam} = 27.57$ GeV) and b) JLab ($E_{beam} = 4$ GeV) kinematic condition

Semi-inclusive deep inelastic scattering

The cross section of hadron h electroproduction

$$e(k_1) + N(p) \rightarrow e'(k_2) + h(p_h) + X(p_x) \quad (9)$$

depends on five kinematical variables, which can be chosen as two usual scaling variables x and y , $t = (q - p_h)^2$, $z = p_h p / pq$, (here as usual $q = k_1 - k_2$), and ϕ_h , the angle between the planes (k_1, k_2) and (q, p_h) in the rest frame ($p = (M, 0)$).

Similarly to inclusive DIS, the RC to SIDIS can be separated into a sum of two parts. The first one includes the real photon emission and the contribution from additional virtual particles within SIDIS reaction. The second one can be presented as a contribution of the radiative tail from the exclusive reaction at the threshold. Therefore:

$$\sigma_{obs} = \frac{d\sigma_{obs}}{dx dy dz dp_t^2 d\phi_h} = \sigma_0 e^{\delta_{inf}} (1 + \delta_{VR} + \delta_{vac}^l + \delta_{vac}^h) + \sigma_F + \sigma_{ex}^R. \quad (10)$$

Here σ_0 is the lowest-order (Born) cross section [14]. The corrections $\delta_{vac}^{l,h}$ are the same as in Eq. (2), δ_{inf} comes from the radiation of multi-soft photons [13], the correction δ_{VR} is the infrared-free sum of factorized parts of the real and virtual photon radiation. The explicit expressions for δ_{inf} and δ_{VR} can be found in [14].

The contribution of the radiative tail has the standard form like Eq. (3):

$$\begin{aligned} \sigma_F = & -\frac{\alpha^3 y S_x}{2\pi \sqrt{\lambda_q}} \int_0^{2\pi} d\phi_k \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} d\tau \sum_{i=1}^4 \left\{ \theta_{i1}(\tau, \phi_k) \int_0^{R_{max}} \frac{dR}{R} \left[\frac{H_i}{(Q^2 + R\tau)^2} - \frac{H_i^0}{Q^4} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{j=2}^3 \theta_{ij}(\tau, \phi_k) \int_0^{R_{max}} dR R^{j-2} \frac{H_i}{(Q^2 + R\tau)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

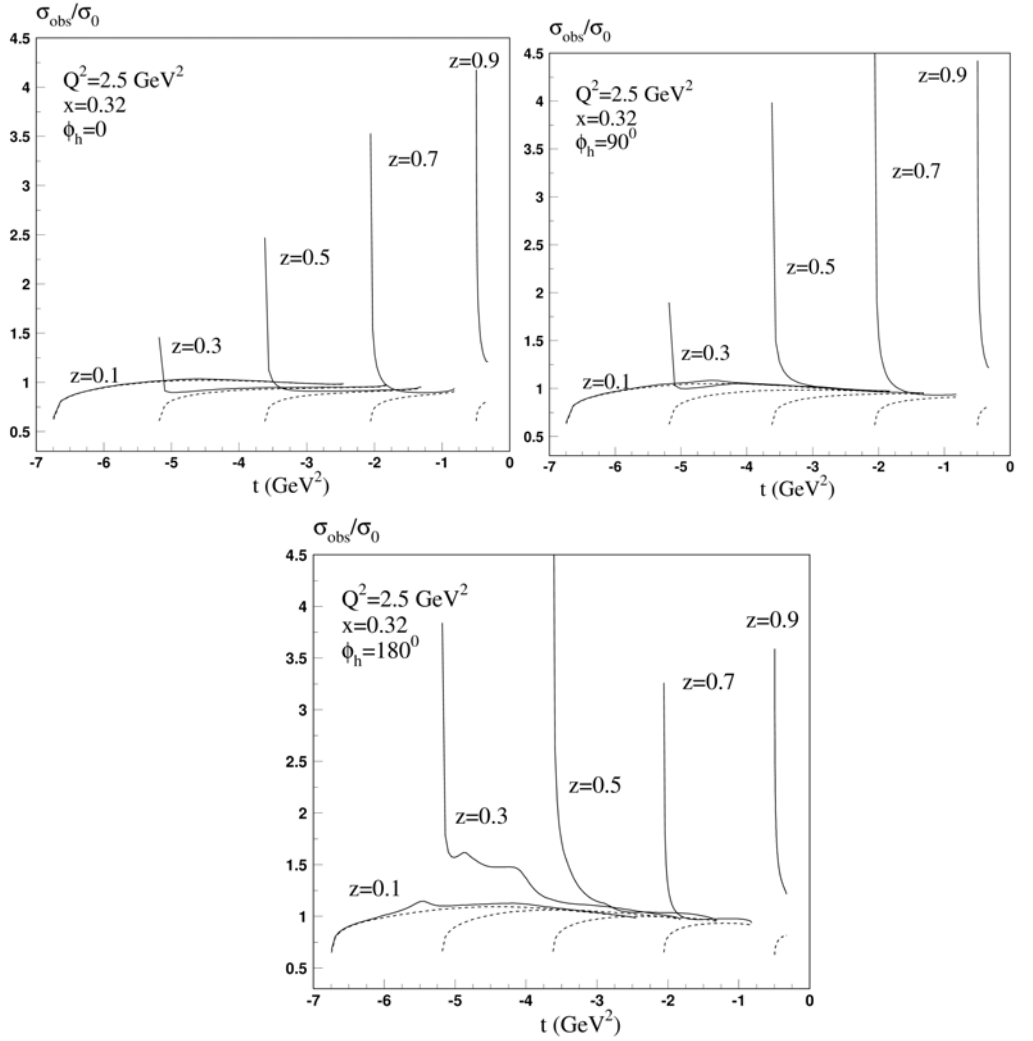
Here the photonic variables R and τ are the same as in the previous section, and ϕ_k is the rest frame angle between the planes (k_1, k_2) and (q, k) . The explicit formulae for functions $\theta(\tau, \phi_k)$ as well as the limits of integration and other notation are given in [14].

The contribution of the exclusive radiative tail to the SIDIS cross section reads:

$$\sigma_{ex}^R = -\frac{\alpha^3 S S_x^2}{2^7 \pi^4 \lambda_s \lambda_q} \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} d\tau \int_0^{2\pi} d\phi_k \sum_{i=1}^4 \theta_i(\tau, \phi_k) \frac{\mathcal{H}_i^{ex}(\tilde{W}^2, \tilde{Q}^2, \tilde{t})}{f \tilde{Q}^4}. \quad (12)$$

Here $f = 2k(p + q - p_h) / R$ and the exclusive structure functions $\mathcal{H}_i^{ex}$ together with other notation can be found in [15].

To understand the impact of the obtained exclusive radiative tail in SIDIS, we developed the FORTRAN code for these corrections and made a few numerical estimates. The code uses the parameterization of photoabsorption cross sections taken from



MAID 2003 [16] and extrapolated to higher W and Q^2 by means of the fit from [17] .

Fig. 5. t -dependence of the ratio σ_{obs} / σ_0 for the semi-inclusive π^+ electroproduction in Jefferson Lab kinematic conditions [18]: solid lines show the total correction, dashed lines represent the correction excluding the exclusive radiative tail

Here we restrict our numerical studies to the case of π^+ production in electron-proton scattering. The examples of the RC factor including the exclusive radiative tail contribution are shown in Fig. 5.

It is seen from Fig. 5 that the exclusive radiative tail contribution at small z is negligible and rapidly increases with growing z near the SIDIS threshold when

$t \rightarrow t_{min}$. The main contribution to the integral in Eq. (12) comes from the integration region at the lower limit over τ , where the shifted transferred momentum square that is one of arguments of the structure function reaches its minimal value.

On the other hand, the absolute value of the exclusive radiative tail increases with growing invariant t (or missing mass of the detected lepton–hadron system). Fortunately, the SIDIS cross section is rising with t much faster, making the relative contribution of the exclusive radiative tail negligible at large t . Meanwhile, from Fig. 5 it can be clearly seen that at small t , i.e. close to the threshold, the situation changes to the opposite, and the exclusive radiative tail exceeds the SIDIS cross section.

Moreover, one can see in Fig. 5 that the exclusive radiative tail significantly modifies the ϕ_h distributions at middle t , distorting the usual $A + B \cos \phi_h + C \cos 2\phi_h$ behavior. The bump structures in the exclusive tail contribution, seen in Fig. 5, are due to the contribution of nucleon resonances in the MAID parameterization.

Bethe–Heitler process

The BH process

$$e(k_1) + p(p) \rightarrow e'(k_2) + p'(p') + \gamma(k), \quad (13)$$

is traditionally described using four kinematical variables: $Q^2 = -(k_1 - k_2)^2$, $x = Q^2 / (2p(k_1 - k_2))$, $t = (p - p')^2$, and ϕ , the angle between the planes (k_1, k_2) and (q, p') ($q = k_1 - k_2$).

The simplest way to estimate RC to BH process consists in the calculation of the leading-order (LO) contribution and its generalization to the highest-order over α using the electron structure function method presented above (see Eq. (6) and comments therein) as it was done in [19]:

$$\begin{aligned} \sigma_{obs}(S, x, Q^2, t, \phi) &= \int_{z_1^m}^1 dz_1 \int_{z_{2,1}^m}^1 \frac{dz_2}{z_2} D(z_1, Q^2) D(z_2, Q^2) \\ &\times \left(\frac{x_{sp}}{x} \right)^2 \frac{\sin \theta'}{D_0^{1/2}} \hat{\sigma}_0(z_1 S, \frac{z_1 Q^2}{(z_1 z_2 S - X)}, \frac{z_1}{z_2} Q^2, t, \bar{\phi}), \end{aligned} \quad (14)$$

where, as usual, $D(z_1, Q^2)$ is the electron structure function, θ' is the angle between q and p' , $\hat{\sigma}_0 = \sigma_0[\alpha^3 \rightarrow \alpha^3 / (1 - \alpha / (2\pi)\delta_{vac}^2)]$, and σ_0 is the lowest-order (Born) contribution to BH process. The limits of integration together with other notation can be found in [19].

The other possibility to estimate the radiative effects consists in the direct calculation of the one-loop lowest-order RC to BH process in NLO approximation [20]. According to this approach, the observable cross section has the form:

$$\frac{d\sigma_{obs}}{d\Gamma_0} = (1 + \frac{\alpha}{\pi}(\delta_{VR} + \delta_{vac}^l + \delta_{vac}^h)) \frac{d\sigma_0}{d\Gamma_0} + \frac{d\sigma_v^F}{d\Gamma_0} + \frac{d\sigma_d}{d\Gamma_0} + \frac{d\sigma_R^F}{d\Gamma_0}, \quad (15)$$

where:

$$d\Gamma_0 = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{d^3k_2}{2E_2} \frac{d^3p'}{2p'_0} \frac{d^3k}{2\omega} \delta^4(k_1 + p - k_2 - p' - k) = \frac{Q^2 dQ^2 dx dt d\phi}{(4\pi)^4 x^2 \sqrt{\lambda_s} \sqrt{\lambda_y}}. \quad (16)$$

The corrections multiply on the Born cross section $d\sigma_0/d\Gamma_0$ and $\delta_{vac}^{l,h}$ are the same as in Eq. (2), whereas the correction δ_{VR} is the infrared-free sum of the factorized parts of the real and virtual photon radiation.

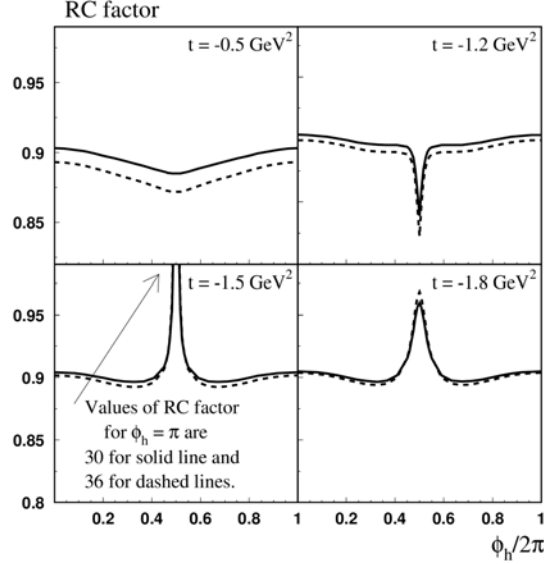


Fig. 6. The RC factor vs. ϕ for beam energy 5.77 GeV, $x=0.4$, and $Q^2=1.8\text{GeV}^2$.

The solid (dash) lines correspond to the result of calculation without (with) the cut on missing energy ($E_\gamma < 0.3$ GeV)

The ratio $d\sigma_v^F/d\Gamma_0$ corresponds to the nonfactorized infrared-free contribution of the additional virtual particles. The last two terms include nonfactorized infrared-free contribution to/from/of double photon emission (see [20] for detail).

There are four kinematical regions contributing to the cross section in the leading approximation: when one of the photon is observed and another one is in the so-called s - and p -peaks. For the s -peak (p -peak), the additional unobserved photon is emitted in the direction of the initial (final) lepton.

In Fig. 7 the observed cross sections of the BH process (upper plot) and respective RC factors (lower plot) for beam energy ~ 5.77 GeV, $x = 0.4$, and $Q^2 = 1.8$ GeV². The line with (without) dots shows the results of calculation without (with) the cut on missing energy ($E_\gamma < 0.3$ GeV).

Applying leading log Eq. (14) to the numerical analysis (see [19]), one can see that the region close to s - and p -peaks, i. e., when

$$t = t_s = -\frac{Q^2 X}{S - Q^2}, \quad t = t_p = -\frac{Q^2 S}{X + Q^2}. \quad (17)$$

the RC factor that is the ratio σ_{obs} / σ_0 slowly decreases (when $-t$ approaches the s -peak from the left or p -peak from the right reach its minimum at $t = t_s$ or $t = t_p$, and then rapidly increases, reaching its maximum at $t = -Q^2$.

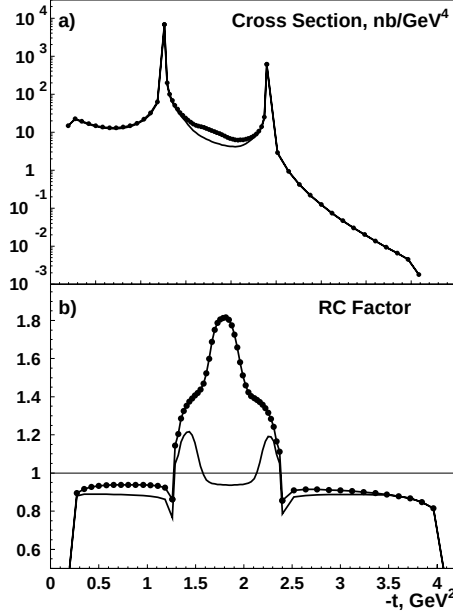


Fig. 7. Cross sections of the BH process (upper plot) and respective RC factors (lower plot) for beam energy ~ 5.77 GeV, $x = 0.4$, and $Q^2 = 1.8$ GeV²

The analysis of the integrand shows that the region around the point $\phi = \pi$ is responsible for this difference. Therefore the ϕ -dependence of the RC factor (Fig. 6) was analyzed. The RC factor typically has a flat behavior except the point $\phi = \pi$ corresponding to the situation when the scattering and production planes coincide. In this case, the RC factor can rapidly increase. Further analysis of the integrand showed that the large contribution comes from the two-photon emission process when two irradiated photons are collinear to the initial and final electrons. The corresponding BH process (i.e., one-photon emission process) is the process with the emitted photon with 4-momentum corresponding to the sum of momenta of the two collinear photons. This photon is not collinear, and therefore the respective cross section of the BH process is not large. The RC factor can become larger than 2, i.e., the RC to BH cross section can be larger than the BH cross section. Roughly, the effect for the RC factor can be estimated as $1 + \alpha L^2$ (one collinear photon produces one leading $\log L = \log(Q^2 / m^2)$). If $L \sim 15$, then the RC factor equals 2.64.

The radiative correction factor can be defined for the polarization asymmetries in terms of RC factors for unpolarized and polarized parts of the cross section as $\delta_A = \delta_{RC}^{pol} / \delta_{RC}^{unp}$ because

$$A_{obs} = \frac{\sigma_{obs}^{pol}}{\sigma_{obs}^{unp}} = \frac{\delta_{RC}^{pol}}{\delta_{RC}^{unp}} A_0 = \delta_A A_0. \quad (18)$$

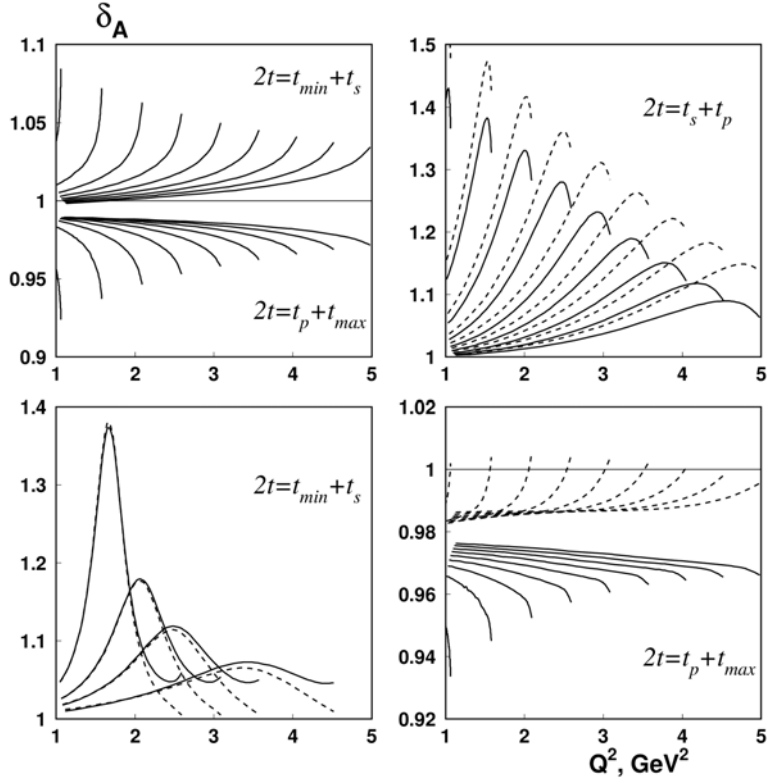


Fig. 8. The Q^2 dependence of LO Eq. (14) (dashed) and NLO Eq. (15) (solid) radiative correction factors for polarization asymmetries ($\eta = (0,0,1)$ for upper plots, $\eta = (1,0,0)$ for lower-left, and $\eta = (0,1,0)$ for lower-right plots) for several x , t and $\phi = 180^\circ$, $E_{beam} = 5.75$ GeV without cuts on V^2 . LO RC in the upper-left plot is not shown because $\delta_A \approx 1$ for both values t . Nine curves at each plot correspond (from left to right) to nine values of x : 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4, 0.45, and 0.5. Q_{max}^2 is defined by the kinematics. Only the curves for x : 0.25, 0.3, 0.35, and 0.5 are shown for the lower-left plot

The superindices *unp* and *pol* characterize the polarization structure of the cross sections:

$$\sigma_{obs,0} = \sigma_{obs,0}^{unp} + P_L P_N \sigma_{obs,0}^{unp}. \quad (19)$$

The radiative correction factor for asymmetries is not defined for the kinematical points where $\sigma_{BH}^{pol} = 0$. Several examples of δ_A are presented in Fig.8. The RC factor to asymmetries is close to 1 comparing to the RC factor for the unpolarized cross section. The NLO correction could essentially change both the magnitude and the shape of δ_A .

Conclusion

In the present work, we have considered RC to DIS, SIDIS and the BH process using the Bardin–Shumeiko [1] and the ESF [2, 3] approaches. Our numerical analysis shows that

- In DIS, the RC to the unpolarized cross section and the spin asymmetries decrease with increasing beam energy, whereas the higher-order effects contribute to the polarization asymmetries very little because they have a rather factorized form.
- In SIDIS, the exclusive radiative tail contribution at small z is negligible and rapidly increases with growing z near the SIDIS threshold when $t \rightarrow t_{min}$. The exclusive radiative tail also significantly modifies the ϕ_h distributions at middle t , distorting the usual $A + B \cos \phi_h + C \cos 2\phi_h$ behavior.
- In the BH process, the RC factor including the LO contribution typically has a flat behavior except the point $\phi = \pi$ corresponding to the situation when the scattering and production planes coincide. In contrast to the LO contribution, the NLO correction could essentially change both magnitude and the shape of RC to asymmetry.

References

1. Bardin D. Y., Shumeiko N. M. // Nucl. Phys. B 1977. Vol. 127. P. 242
2. Kuraev E. A., Fadin V. S. // Sov. J. Nucl. Phys. 19895. Vol. 41. P. 466 (Yad. Fiz. 1985. Vol. 41. P. 733)
3. Kuraev E. A., Merenkov N. P., Fadin V. S. // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. Vol. 47. P. 1009 (Yad. Fiz. 1988. Vol. 47. P. 1593)
4. Akushevich I. V., Shumeiko N. M. // J. Phys. 1994. Vol. G 20. P. 513)
5. Akushevich I., Ilyichev A., Shumeiko N., Soroko A., Tolkachev A. // Comput. Phys. Commun. 1997. Vol. 104. P. 201
6. Mo L. W., Tsai Y. // Rev. Mod. Phys. 1969. Vol. 41. P. 205
7. Akushevich I., Bottcher H., Ryckbosch D. // Hamburg 1998/1999, Monte Carlo generators for HERA physics. P. 554–565
8. Burkhardt H., Pietrzyk B. // Phys. Lett. B. 1995. Vol. 356. P. 398
9. Leidemann W., Lipparini E., Stringari S. // Phys. Rev. C. 1990. Vol. 42. P. 416
10. Kripfganz J., Mohring H. J., Spiesberger H. // Z. Phys. C. 1991. Vol. 49. P. 501
11. Akushevich I. V., Ilyichev A. N., Shumeiko N. M. // Phys. Atom. Nucl. 1998. Vol. 61. P. 2154 (Yad. Fiz. 1998. Vol. 61. P. 2268)
12. Afanasev A. V., Akushevich I., Merenkov N. P. // J. Exp. Theor. Phys. 2004. Vol. 98. P. 403
13. Shumeiko N. M. // Sov. J. Nucl. Phys. 1979. Vol. 29. P. 807 (Yad. Fiz. 1979. Vol. 29. P. 1571)
14. Akushevich I., Shumeiko N., Soroko A. // Eur. Phys. J. C. 1999. Vol. 10. P. 681
15. Akushevich I., Ilyichev A., Osipenko M. // Phys. Lett. B. 2009. Vol. 672/ P.35
16. Drechsel D., Hanstein O., Kamalov S. S., Tiator L. // Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 645. P.145
17. Browman A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 1313
18. Osipenko M. CLAS E1-6 CAA ``Semi-inclusive pion electroproduction off the proton"; P. Bosted, E00-108 Hall C experiment
19. Akushevich I., Ilyichev A. // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85. P. 053008
20. Akushevich I., Ilyichev A., Shumeiko N. M. // Phys. Rev. D. 2014. Vol. 90. P. 033001

LIMITS OF INORGANIC SCINTILLATING MATERIALS TO OPERATE IN A HIGH DOSE RATE ENVIRONMENT AT FUTURE COLLIDER EXPERIMENTS

M. Korjik¹, E. Auffray², A. Borisevich¹, A. Fedorov¹, G. Drobyshev¹,
V. Dormenev³, R. Zoueyski², D. Kozlov¹, V. Mechinsky¹, R. W. Novotny³,
H.-G. Zaunick³, P. Orsich¹, V. Panov¹, A. Tolstik¹

¹*Institute for Nuclear Problem of Belarusian State University*

²*CERN, Geneva, Switzerland*

³*Justus Liebig University, Giessen, Germany*

I. Introduction

From only a few scintillation materials that were in operation in the sixties, experimentalists today have a choice among hundreds of species that are produced by industry or are under study [1]. However, radiation resistance of these materials has not been systematically studied and requires further investigation. Since the publication of the fundamental work by L. Chadderton [2], only few publications treated this topic in detail [3–5]. Traditionally, review articles related to detector systems in High Energy Physics (HEP) do not consider those issues. A recent review [6] presented a comprehensive picture of the experimental techniques in today's experimental particle and high energy physics, though the effects in detectors that are due to background radiation, produced by particle collisions or the interaction between the beams and the target, remained beyond the scope of this valuable work.

Further physical programs at the LHC will require a significant increase in the accelerator luminosity of $L = 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, with an integrated luminosity of 3000 fb^{-1} from 2025 to 2035 [7]. At such beam luminosities, charged hadrons with fluences higher than 10^{14} p/cm^2 per year in a large pseudo-rapidity region of the detectors will have a non-negligible influence on the radiation damage of materials. Similar effects will arise in experimental setups at FAIR (GSI, Darmstadt) [8] and the FCC [9], widely discussed now. Moreover, with the increasing activation of experimental equipment, it will become more difficult to periodically replace and maintain the detector elements. Therefore, for the selection of materials for new detectors in such high radiation environments, a more reliable assessment of the risks of detector failures due to high radiation is required.

In the last 40 years, use of scintillating radiation detectors has played a crucial role in the discovery of matter properties and contributed to a continuous progress in this technique. A variety of detectors have been built: small detectors based on NaI(Tl), CsI(Na), BaF₂, PbF₂, and Bi₄Ge₃O₁₂ and large detectors, such as the electromagnetic calorimeter of CMS, consisting of 11 m^3 of PbWO₄ scintillator crystals. The high quality of the CMS PWO electromagnetic calorimeter and its excellent performance have been a keystone in the discovery of the Higgs boson [10].

The systematic study of the radiation hardness of inorganic scintillation materials began with the development of the new colliders. In the mid-80s extensive investigations on the development of new scintillation materials were performed under the Superconducting Super Collider program (SSC, USA). Also, a dedicated Research and Development Project (RD18, Crystal clear Collaboration) was initiated at CERN in the frame of the DRDC for LHC experiments with the participation of experts from 15 countries. Similar research was performed at KEK (Japan) and under the UNK program (Protvino, Russia). The announcement of the LHC upgrade project, in order to significantly increase its luminosity [11], has renewed interest in the radiation damage studies of inorganic scintillating crystals. Since 2005, several research teams based at CERN investigated the effect of the high-energy proton-induced damage on the properties of inorganic scintillators [12–22]. The possibility to irradiate the crystal samples with 24 GeV protons of the PS accelerator with the 10^9 p/cm²s with fluences up to 10^{14} p/cm² contributed to the progress in this research.

It has recently been established experimentally that the damage effects from 150 MeV protons [23] are comparable to those measured after the irradiation with 24 GeV protons. It is well known [24] that the cross-section σ_f for heavy nuclei fission from protons strongly depends on the energy of the incident particle. For instance, for ²⁰⁸Pb it shows a fast growth from 10^{-7} to 0.1 b for an incident particle energy from 20 to 90 MeV, followed by an increase up to 1 b at 1 GeV. Smooth behavior of the σ_f -energy dependence above 100 MeV allows extrapolation of this behavior into the regime of a few tens of GeV. Thus, the radiation effect produced by 150 MeV protons will be the same as for 24 GeV protons for the same order of fluence, but smaller in magnitude, since $\sigma_f(150 \text{ MeV}) < \sigma_f(24 \text{ GeV})$. The observed identity of these damage effects between low and high energy protons considerably simplifies the investigations of hadron-induced damage.

Until now, the description of the deterioration of scintillating materials by ionizing radiation has been described by a simplistic interpretation, because only the main physics performance requirement was taken into account, i.e. the capability of electromagnetic calorimeters to maintain a high energy resolution throughout the full life of the detector operation. The energy resolution of electromagnetic calorimeters is usually defined as follows:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (1)$$

where the stochastic term a is proportional to the light output (LO) of a scintillator as $\text{LO}^{-1/2}$, the noise equivalent term b is proportional to LO^{-1} , and the constant term c depends on, e. g., light collection non-uniformity along the detecting element; a is proportional to LO^{-1} and to the derivative $d(\text{LO})/dz$ (z coordinate along the crystal axis) [25]. As the deterioration in energy resolution is directly linked to the decrease of light output of the crystals, generally, only the effect of the radiation on the light transmission is considered.

However, the interaction of ionizing radiation with the crystals gives rise to several other effects similar to transmission degradation. The change in the optical transmission due to the formation of color centers under ionizing radiation represents only a portion of the damage effects.

Restricting the discussion to the consideration of the effects that influence the appearance and propagation of photons in the detector medium, one should take into account the metastable color centers of short lifetime, as well as the effects of the interaction between the active material and the radioisotopes generated in the detectors through nuclear reactions. The combination of these effects can lead to a large degradation of the detector performance, manifesting itself in an increase of all terms in the energy resolution equation, the appearance of nonlinearity in the detector response and a noticeable deterioration of the time resolution of both separate detector units and the detector as a whole.

The combination of all these effects actually determines the limiting value of the absorbed radiation dose for operation of the crystal detector material in a high dose rate, ionizing radiation environment.

II. Creation of defects under ionizing radiation

Synthetic crystals *a priori* contain structural defects, and their concentration cannot be less than the thermodynamical limit at a given temperature. There is always a certain concentration of anion and cation vacancies, and some clusters thereof under thermodynamic equilibrium in a crystal. Most of the synthetic crystals grown to be scintillators are reasonably "perfect" and have only few types of defects that are at least partially due to fluctuations of the parameters of the crystal growth and the presence of some impurities in the starting raw material. As a rule, empty defects do not influence the crystal transparency, except for the case when Charge Transfer Transitions (CTT) are allowed, during which the valence band electrons are transferred to unfilled defects. Similar to ionizing radiation, CTTs can also create color centers and initiate the carrier capture and energy storage mechanisms in the crystal. Use of CTTs is a simple and reliable tool to create and study color centers in many inorganic compounds [26].

The electromagnetic component of ionizing radiation interacts predominantly with these defects. Charged particles, even as light as electrons, create additional defects in crystals. Heavier charged particles, such as protons, hadrons, or nuclear fragments, lose much more energy and generate avalanches of displaced ions in a crystal. Obviously, the damage created in a crystalline material by high-energy hadrons passing through the crystal results from the combined effects of primary particles and fragments of nuclear interactions. Recoil atoms produced by primary particles and fragments create point vacancies (V), interstitials, Frenkel Type Defects (FTD), and cascades of secondary recoils along their paths. Secondary recoils will also create vacancies; however, when their energy reaches about 4–6 keV, the concentration of vacancies and FTD at the end of the trajectory becomes so high that they form a defect cluster [27]. This produces a perturbed structure along the paths and results in a relatively long-lived change of the crystal macroscopic properties. Moreover, hadrons create in the scintillation material hadronic showers that consist of charged and neutral components. Nevertheless, since the length of the crystal module in the electromagnetic calorimeter is of the order of a single nuclear interaction length, the damage effects caused to the scintillation material of electromagnetic calorimeters by the hadronic shower are much lower than those produced by incident particles.

Once the defects have trapped electrons or holes, they change their charge state, and in many cases appear to be in a stable or a metastable state. The main feature of many recharged defects is the ability to create absorption bands in the UV-IR range through intra-center transitions, CTT, or photoionization. For this reason, these defects are called color centers [28]. As a rule, metastable centers exhibit a spontaneous recovery of the transparency of the crystal with temperature-dependent kinetics [29]. Colour centers, scintillation and Cherenkov photons appear in inorganic detector materials under ionizing radiation during 10^{-11} – 10^{-9} s [30]. However, the characteristic time of Cherenkov photon formation is much shorter than that of defect formation, or in other words, color centers in a medium can affect only the propagation of Cherenkov radiation in the medium, but by no means its formation. In contrast to Cherenkov radiation, scintillation occurs as a result of a chain of processes characterized by different time constants [31, 32], and both the appearance of scintillations and their propagation in the crystal can be subject to the influence of the defects and related color centers. Moreover, color centers not only can quench luminescence but also sensitize luminescence via multipole interaction as well as via tunneling, thus redistributing the scintillation kinetics of the luminescence emission in favor of slow and ultra-slow components.

III. General damage properties in scintillating materials under gamma irradiation

It is common practice to investigate the damage effects with gammas using ^{60}Co or ^{137}Cs sources with energies of 1.2 MeV and 0.662 MeV, respectively. With such energies, the formation of defects through photonuclear reactions can be neglected. In actual experimental setups, γ -background can reach values of the order of GeV; However, γ -background in the CMS detector, e.g., is dominated by energies below 1 MeV [33]. So, although photonuclear reactions [34] can potentially lead to the formation of new defects in crystals, their effect can be neglected due to their small cross section [35]. The rate of new defect formation in crystals from high-energy photons is two orders smaller than that from charged hadrons, say protons.

On the other hand, irradiation with commonly used sources of low-energy gamma can lead to the formation of new defects and thus to an increase in the concentration of color centers.

First, this effect is observed at high intensities of ionizing radiation. For instance, the authors of [36] have shown how the defects and the related color centers are formed in PbWO_4 (PWO) crystals with different initial imperfections. Crystals with isomorphous and nonisomorphous substitutions were irradiated by ^{60}Co . Crystals with a small number of vacancies due to La- (Y type ion-) ion doping [37] are characterized by a small induced absorption for a dose rate up to 10^3 Gy/h. As the dose rate increases above 10^3 Gy/h, an additional increase in the induced absorption at $\lambda = 420$ nm, growing with dose rate, was observed. This effect is caused by a strong polarization of the crystal media due to color centers and free carriers. At high dose rate, most of the defects are converted into color centers, and their electric field promotes a shift of atoms. Thus, Frenkel pairs and additional vacancies are generated. The signature of the Frenkel Type Defect (FTD) in lead tungstate is an absorption band near 350 nm. Under ir-

radiation, two electrons are captured by the Frenkel defect and form a deep electronic center. This capture results in the conversion of the 350 nm band to another band with a maximum at 410 nm. Similar effects and aggregation have been observed in alkali halide crystals under high dose rates of γ -irradiation [38, 39]. The aggregation of such kind of defects can lead even to the formation of colloid metal particles in a crystal at extremely high dose rates of 10^6 Gy/h [40, 41], however, being beyond reach at the High Luminosity LHC or future FCC.

Second, the effect of the increase in the concentration of the defects is also observed in the case of irradiation with a low dose rate of low-energy γ -quanta, but under long-time exposure. This effect was observed in PWO crystals. Even grown from a purified raw material, synthetic lead tungstate crystals still contain shallow electron centers associated with oxygen vacancies [3]. It was found that their influence was too small to contribute to the optical transmission radiation damage in lead tungstate under short-term irradiation [42]. However, steady-state crystal irradiation creates the conditions for the diffusion of neutral shallow electronic centers, which significantly increases the probability of their coupling into pairs and more complex defects [43–45]. The pairs have deeper capture levels than single vacancies and can create metastable color centers increasing the optical absorption in the visible spectral region under ionizing radiation.

Another effect owing to shallow traps is the creation of short-lived color centers contributing to the transient induced absorption bands and decreasing the amount of light seen by the photo-detector at a short time scale [46]. This occurs at a relatively high irradiation dose rate when a fraction of shallow traps becomes populated. The model of this phenomenon is described in [3].

In spite of the long history of scintillators [47], there are only few scintillation materials where crystal defects and color centers were investigated in detail: halides and oxides. This study was driven mostly by high Energy Physics (HEP) applications. For the last two decades, the crystal calorimeter in HEP projects was based on the development of BaF_2 scintillators for the SSC project [48], as well as CeF_3 and PWO crystals for the LHC at CERN and FAIR (Darmstadt, Germany) [3, 26, 49–51]. One of the most critical requirements for these scintillators was to achieve a low level of radiation damage under γ -irradiation [3]. The other example of such developments comprises radiation hard CsI(Tl) scintillators for medium energy physics in the projects like BELLE and BaBar [52–57].

Summing up the radiation damage effects under γ -irradiation, we note that shallow traps also contribute to the optical transmission deterioration. In general, the absence of structural imperfections in the crystal is the most important requirement for the scintillating crystal to operate reliably in a high dose rate γ -irradiation environment. One of the best approaches is the compensation of the defects by technological means.

The Czochralski method and certain modifications of the Bridgman method are used most frequently to grow high-quality crystalline scintillating materials [58]. The relatively fast rate of melt transformation in the crystal mass during the crystal growth and the limited purity of the raw material cause the creation of specific defects in crystals, which affect the scintillation parameters. Besides color center creation, irradiation

can also change the valence state of the ions in the crystal. This specific damage effect depends on the kind of scintillation material. Widely-known self-activated scintillation crystals, such as $\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_3\text{Si}_4\text{O}_{12}$, PbWO_4 , and CeF_3 , possess luminescent centers that are part of the matrix host [59–63]; these luminescent centers are regular anionic complexes based on tungsten, bismuth, and cerium ions, which are not recharged under γ -radiation. Therefore, the majority of self-activated scintillators show only color centers under γ -irradiation. On the other hand, Ce-, Eu-, and Pr-doped scintillators can show both the creation of color centers and a change of their valence states. In oxide crystals, a possible mechanism of this effect is the direct ionization of Ce^{3+} ions by the incident ionizing radiation. After the ionization of Ce^{3+} ions, a fraction of electrons is captured by the neighboring oxygen vacancies.

One of the most useful techniques to minimize the concentration of the intrinsic point structure defects is to dope the crystals. Recently the general criteria for a necessary impurity to compensate the point structure defects at the crystal growth have been proposed [64]. The results reported in [51, 65–67] have shown how spectacularly the induced absorption spectra were reduced due to doping the lead tungstate crystal with yttrium and lanthanum.

Some of the scintillation crystals, for instance, $\text{YAP}:\text{Ce}$, are produced in a vacuum [68] at temperatures near 1900°C . Under such conditions of crystal growth, an additional intensive accumulation of oxygen vacancies V_o occurs. The decrease in V_o concentration is confirmed by a strong suppression of red luminescence in Zr-co-doped crystals, whose presence correlates with oxygen vacancies [69]. The Zr^{4+} -co-doping effect in $\text{YAP}:\text{Ce}$ was also confirmed in [70]. Co-doping is less effective for complex oxides where one cation is localized in sites with several coordinations, for example, in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, and $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ crystals of a garnet structure, where aluminum ions are localized in octahedral and tetrahedral coordinations. Here Si^{4+} co-doping was found to be more effective than that of Zr [70]. The Zr-ions in a garnet structure preferentially associate with octahedral sites and leave uncompensated cation vacancies in tetrahedral sites. The Si-ions, on the other hand, can occupy tetrahedral sites. In crystals with several possible anionic arrangements of the same cations, co-doping with two impurity ions is favored, one for each coordination site.

The Ca^{2+} co-doping in $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LSO) crystals is another good example of this method. Orthosilicate crystals are typically grown in atmospheres with oxygen concentrations ranging from zero to a fraction of 1%. First, we may consider whether a given crystal composition is likely to develop oxygen vacancies. Moreover, a dominating leakage of Si from the melt occurs. So a divalent ion in the orthosilicate structure should suppress the appearance of oxygen vacancies. It is proven that all high temperature Thermo Stimulated Luminescence (TSL) bands, associated with oxygen-vacancy-based color centers [71] are strongly suppressed when the crystal is co-doped with a divalent Ca-ion [72]. A divalent ion, substituting for Lu^{3+} in the matrix, may offset the uncompensated positive charge due to oxygen vacancies in the crystal. Moreover, it may prevent electron recapture processes in the case when it creates a shallow electron trap in the crystal.

Another useful technique to minimize the concentration of defects is annealing of grown crystals in different atmospheres at temperatures below the crystal melting point. Though LSO:Ce crystals have been studied for more than 20 years [73–75], it is only recently that the positive impact of oxygen annealing on the reduction of defect concentration in crystals has been recognized [76–78].

IV. Gamma-induced color centers in PbWO_4 and $\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$

By way of example, let us consider the color centers that appear under γ -irradiation in two scintillation crystals: PWO and LSO:Ce. Fig. 1 shows the induced absorption (dk) spectrum of the PWO crystal and the spectrum decomposition into Gaussian components.

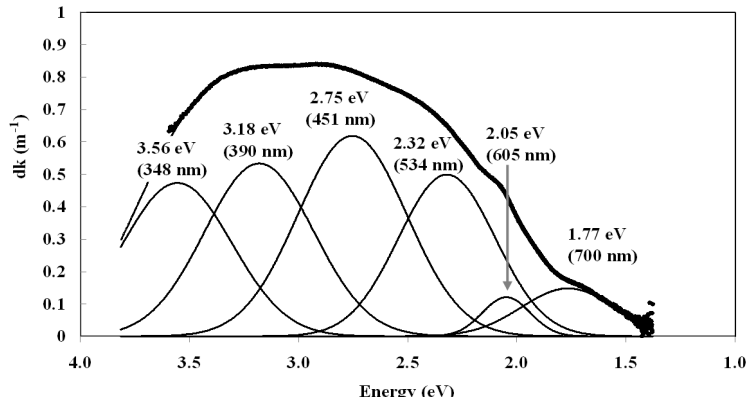


Fig. 1. Induced absorption spectrum of PWO crystal measured at room temperature 1 minute after irradiation with a ^{60}Co source (30 Gy) and its deconvolution [18]

It is well established that the induced absorption spectrum of γ -irradiated lead tungstate crystals contains several bands with maxima located in the vicinity of 348 nm (3.56 eV), 390 nm (3.18 eV), 470 nm (2.66 eV), 520 nm (2.4 eV), 600 nm (2.08 eV), and 700 nm (1.77 eV). The origin of these absorption bands and details of deconvolution are described elsewhere [18, 37]. Almost complete recovery of the damage was observed after 200°C treatment during 2 hours. Commercially produced LSO crystals doped with Ce (LSO:Ce) are considered γ -radiation-resistant [79–82]. Usually, they are grown from a melt with doping concentration of 0.1–0.5 at% with respect to the rare earth ion. Activating ions have a strong absorption in the UV range due to Ce^{3+} inter-configuration $5f \rightarrow 4d$ electron transitions. Owing to this effect, a large fraction of the transmission spectrum – from the crystal’s fundamental absorption cutoff (at 200 nm) to the activator’s long wavelength shoulder of the lowest absorption transition (at 370 nm) is reduced to zero. Despite more than 20-year of research into LSO:Ce crystals, the radiation-induced absorption in the UV-VIS range has been studied only recently [20]. Fig. 2 shows the optical transmittance spectra of an LSO crystal with low cerium concentration before and after γ -irradiation and its annealing at different temperatures. The intensity of all color center absorption bands falls after annealing. Almost complete recovery of the damages was observed after 300°C treatment in the spectral range from 270 to 600 nm. Fig. 3 shows the induced absorption spectrum of the sample after γ -

irradiation in the eV scale and results of the spectrum approximation with the set of Gaussians-type bands.

The observed absorption spectrum after γ -irradiation can be approximated by summing five distributions with peaks, denoted as Center 1 to 5, at 5.2 eV (240 nm), 4.08 eV (306 nm), 3.64 eV (343 nm), 3.32 eV (376 nm), and 3 eV (416 nm).

Hence, we may deduce that several color centers appear in LSO:Ce because of re-trapping of the charge carriers by point defects created during crystal growth. It should be noted that practically all color centers lie in the spectral range that does not overlap with the luminescence band of Ce^{3+} ions.

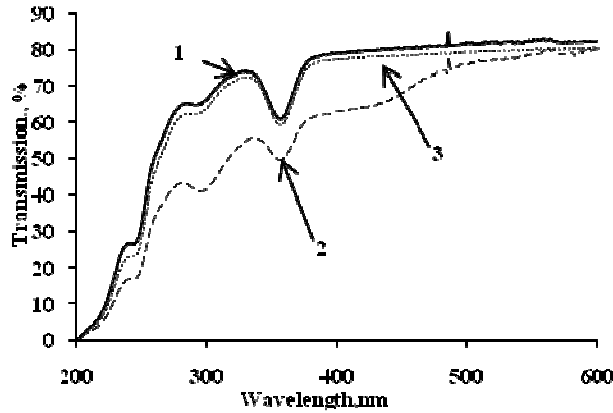


Fig. 2. Optical transmittance of a low Ce-doped LSO crystal: 1: before irradiation, 2: after irradiation with ^{60}Co source (1,22MeV, 2000Gy absorbed dose), 3: after annealing at 300°C [20]

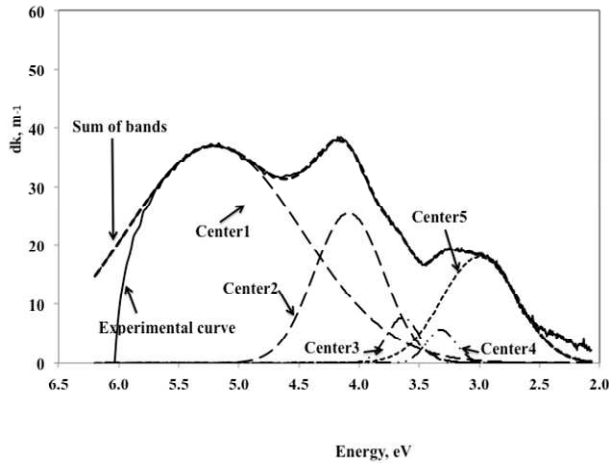


Fig. 3. Ce low-doped LSO γ -radiation induced absorption spectrum at room temperature and its approximation by a set of Gaussian type bands [20]

This demonstrates that the effects of gamma irradiation are similar for cerium-doped and self-activated scintillators.

V. Stimulated recovery of radiation-induced absorption in inorganic scintillation materials

Because the formation of color centers drives the crystal system into a non-equilibrium state, since a fraction of the electrons is localized above the Fermi level and their distribution differs from the statistical energy distribution (equilibrium state), spontaneous relaxation of color centers through thermal activation naturally occurs. In addition, there are two processes initiated by the photons: (1) ionization of colour centres, and (2) transport of the captured electron from the ground state of the color center to its radiating level. The first process (sometimes called «optical bleaching» [83]) depends on the energy gap between the conduction band and the position of the color center ground state in a forbidden zone and may be initiated in a wide spectral range from the UV to visible light. However, the ionization is not efficient because the energy of the injected photons should be much greater than the Thermo Activation energy of the color center E_{TA} . The second process, called "stimulated recovery", is an intracenter resonant transition that requires photons of lower energy $\sim E_{TA}$, such that even infrared (IR) photons can initiate it. The authors of [84] described the conditions when the stimulated recovery becomes efficient. The energy range of photons needed for FTD ionization is calculated on the basis of PWO spectroscopic data, and is 3.3–1.8 eV (380–700 nm). The minimum photon energy needed for stimulated recovery is ~ 0.7 eV, whereas the upper limit is defined as the ionization threshold of FTD, i. e., 1.8 eV (700 nm) [37]. Ionization is a more effective process to release color centers, but it initiates re-trapping of carriers and the "rebirth" of the color centers. Stimulation with IR has a smaller absorption cross-section, and hence is a slower process, which, however, does not recreate color centers.

Spontaneous and stimulated recovery from the induced absorption at 420 nm of a PWO:La,Y crystal irradiated to a dose of 30 Gy is shown in Fig. 4. Fast recovery from the induced absorption is observed at FTD ionization with light at 464 nm and with stimulation via intra-center transitions in the IR range of 860–1300 nm. This is achieved by injecting LED photons with an intensity of $2\text{--}9 \times 10^{16}$ photons/s into the wrapped crystal of 20 cm length. Stimulated relaxation produces an additional decline of the induced absorption curve over a wide spectral region.

A similar recovery-by-stimulation effect has recently been observed in a newly developed scintillation glass, such as BaO·2SiO₂:Ce (DSB:Ce), which is also found in the form of glass ceramics [85–87]. Fig. 5 shows the spontaneous recovery at room temperature and 420 nm in comparison to the enhancement achieved by illumination of irradiated DSB:Ce with LED light of different wavelengths. Spontaneous recovery from induced absorption has a fast phase in the initial part of the recovery curve. Up to 25% of the lost transmission is recuperated within six hours. Afterwards, the induced absorption remains nearly stable if the samples are kept in the dark. A significant enhancement of the induced absorption recovery is observed when illuminating the samples with visible and IR light. This behavior is similar to that observed in PWO.

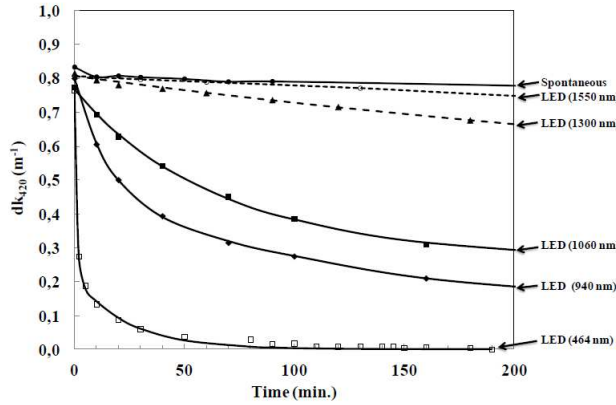


Fig. 4. Room temperature changes of dk_{420} of a PWO crystal due to spontaneous relaxation and stimulated recovery by photons with different wavelengths. The peak wavelength of the LED spectrum is given in brackets [18]

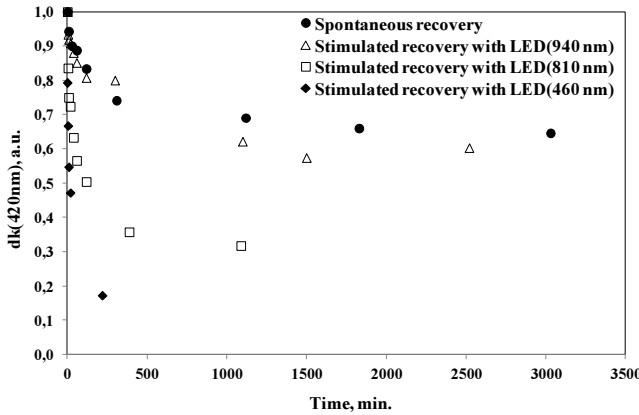


Fig.5. Room temperature changes of dk_{420} of a DSB:Ce glass due to spontaneous relaxation and stimulated recovery by photons with different wavelengths [85]

VI. Damage properties in crystalline materials under high energy proton exposure

Although the radiation damage in inorganic scintillators from proton irradiations was studied already in 1990 [88, 89], the cumulative effect of optical transmission damage was first investigated only in [90]. The spontaneous relaxation of induced proton absorption has been found to be almost two orders of magnitude slower than that after γ -irradiation. Later, a team of ETH-Zurich ascertained by dedicated experiments that the cumulative effect of optical transmission damage was observed in all investigated crystals; the induced absorbance varies approximately linearly over a wide range of fluences [15].

Historically, the damage effects in heavy materials were first studied in [12–23]. The authors of [18–23] compared the optical transmission damage from protons of four heavy crystalline materials, PWO, BSO, PbF₂, LSO:Ce. A common feature of these crystals is that they have heavy, matrix forming, elements, moreover three species have atoms with $Z = 82(\text{Pb})$ and $Z = 83(\text{Bi})$. Hence, one can expect an increase in the contribution of secondary interaction products to the matrix host damage from protons. Besides the knock-on process, where atoms are displaced from their sites, protons can cause two types of hadron-nucleus reactions: spallation and fission. The cross section of these interactions with nuclei of PWO is energy-dependent. The measurements made with 1 GeV protons on ²⁰⁸Pb show the cross section for spallation interactions ten times larger than that for fusion [91]. This leads to the expectation that spallation will dominate the high energy proton interactions with high Z -nuclei. This is supported by early observations of proton interaction products with the heaviest elements [92]. Spallation is characterized by the creation of light fragments with high kinetic energies and low-energy recoiling heavy nuclei [91, 93]. Due to their high kinetic energy, the light fragments will contribute most to the damage of the host, whereas the heavy recoiling nuclei will have a short recoil path and lose most of their energy by ionization. Both the light fragments and the nuclear recoils create similar defects due to the incident particles. In contrast to randomly distributed defects, which practically do not interact with each other, new effects appear in the clusters of the defects which have a high concentration of vacancies, interstitials, and FTD.

For instance, in a PWO crystal an additional effect appears in clusters from local changes in the symmetry of the crystal lattice. The deformation of regular WO_4^{2-} oxy-complexes occurs in the clusters stemming from the high concentration of the surrounding defects. Since the bottom part of the lead tungstate conduction band is formed by d-orbitals of the W^{6+} ion, which are very sensitive to the local crystalline field, the deformation of the regular host cell causes their splitting, and as a consequence, the local band-edge tailing. The same is true for LSO crystals, the top of the valence band mainly originates from oxygen 2p states, below which are Si-3p and Lu-4f states. The bottom of the conduction band is mainly composed of Lu 5d states.

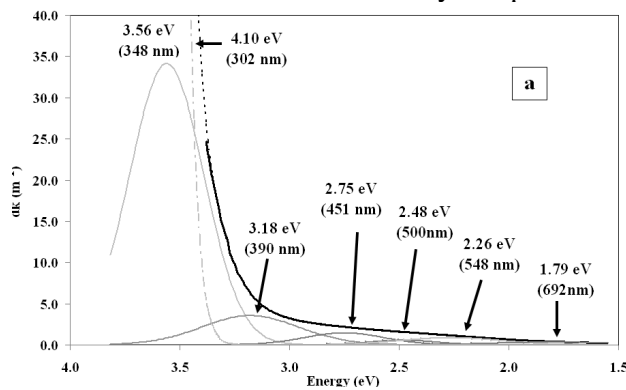


Fig. 6. Induced absorption spectrum of a PWO crystal measured three month after irradiation with protons: the spectrum is deconvoluted under similar constraints as described in [18]

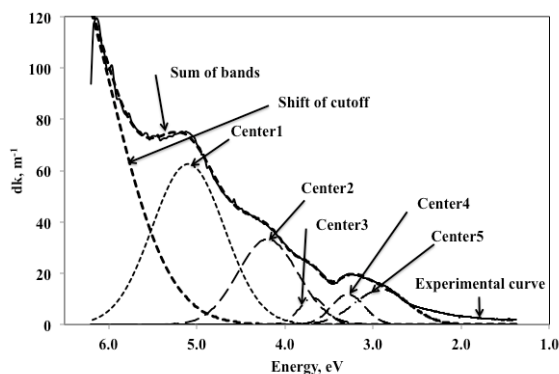


Fig. 7. Proton-irradiation-induced absorption spectrum of an LSO:Ce sample with low Ce concentration and its approximation by a set of Gaussian-type bands [20]

Obviously, there is not a significant difference between the vacancies created during the crystal growth and those created by protons, and therefore they should induce similar color centers. The only difference is that knocked-off oxygen ions remain in the crystal after irradiation, especially in the defect clusters. They cause a high concentration of FTD and interstitials, which perturb the crystal lattice. In general, however, the spectroscopic properties of color centers measured in crystals after γ - and proton irradiation should be rather similar.

Fig. 6 and 7 show the induced absorption spectra of PWO and LSO:Ce crystals after proton irradiation. The same set of absorption bands as that after gamma-irradiation is observed, confirms that proton irradiation creates the sets of defects similar to those appearing in the matrix during crystal growth in both PWO and LSO.

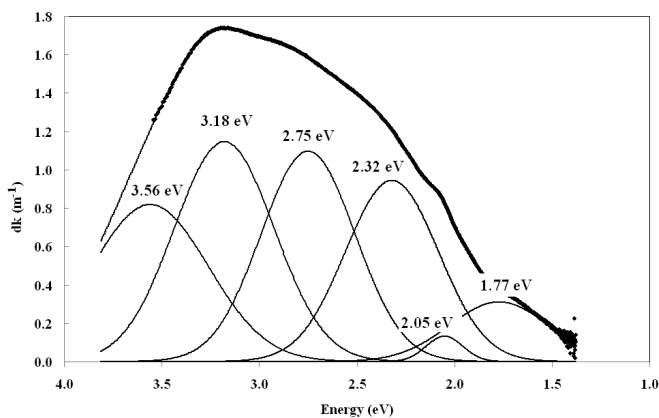


Fig. 8. Induced absorption spectrum of a PWO crystal measured three months after irradiation with protons, annealing at 300°C (5 hours) and irradiation with a ^{60}Co source (500 Gy) and its deconvolution [18]

Fig. 8 and 9 show the induced absorption spectra of PWO and LSO:Ce crystals after proton irradiation and annealing at 300°C and repeated irradiation with γ -quanta.

Annealing destroys clusters and recovers the regular crystal lattice. Therefore annealing of the color centers is accompanied by a decrease in absorption in the “short-wavelength shoulder” in both crystals. Nevertheless, even after annealing some residual absorption still remains in the crystals. Most probably this means that, besides clusters, macro-defects from fission causing Rayleigh scattering were also produced, as discussed in [16].

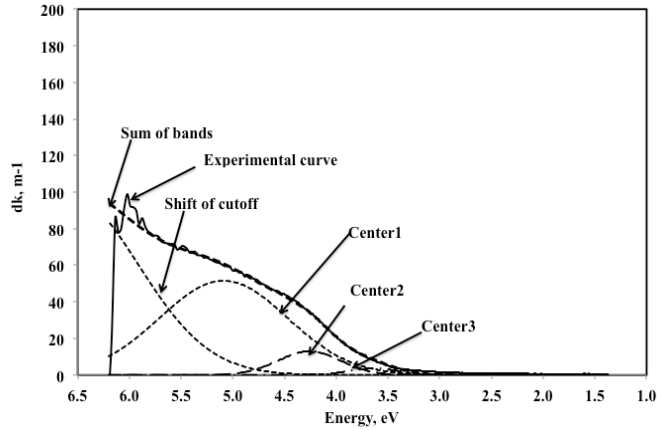


Fig. 9. Induced absorption spectrum of an LSO:Ce sample after proton irradiation, annealing at 300°C for 5 hours, irradiation with γ - quanta and its approximation by a set of Gaussians [20]

The light scattering in the proton irradiated PWO crystal was observed after irradiation with protons. This, however, disappeared after annealing at 100°C [94]. Figure 10 shows scattering of a laser light in a proton-irradiated PWO and its diminishment in the same crystal after annealing. Scattering is strongly reduced after annealing, indicating that the production of clusters and point structure defects dominates for exposure to high energy protons.

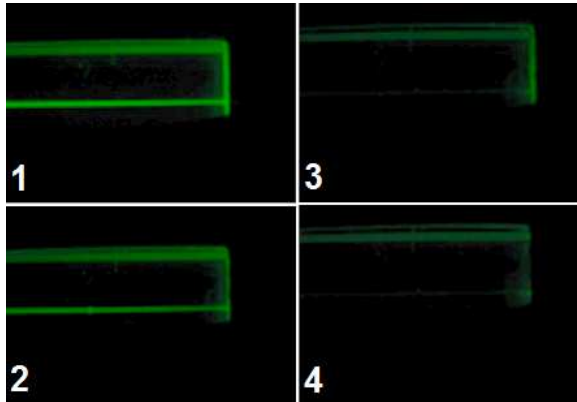


Fig. 10. Scattering of laser beam light in a proton-irradiated PWO crystal after irradiation with protons (1) and after annealing at 50 (2), 80 (3) and 100 (4)°C.

Observation of light scattering is made perpendicularly to the laser beam

The shift in the transmission cutoff due to the above reasons was observed in PWO, BSO, PbF₂, LSO [21, 20], and BGO [95] crystals; hence we can conclude that this is a general feature of proton damage in heavy crystalline materials.

Similarly to γ -irradiated PWO crystals, recovery of transmittance damage via optical stimulation was also observed in proton-irradiated crystals [94]. It was shown that the illumination of damaged crystals with light accelerates the recombination of color centers, but does not produce a cutoff shift. Mild heating of the crystals to only 75°C in combination with light illumination disintegrates the color centers and shifts the spectrum cutoff to the spectral position of non-irradiated crystals.

The lightest crystalline material among the irradiated crystals was lithium fluoride, LiF. It was expected that the compounds consisting of light elements alone will be subject to strong damage from a variety of reactions of ⁶Li and ⁷Li with protons, leading to the creation of high energy nuclei of ⁷Be, ³H, and ⁴He. Figure 11 shows the results of the optical absorption change in a LiF crystal after different irradiations. A large increase in light absorption after proton irradiation was observed, in contrast to that of γ -irradiated samples. This effect stems from numerous elastic interactions of the protons with ⁶Li and ⁷Li nuclei, resulting in the creation of high-energy secondaries knocked out from their positions in the matrix. In the LiF crystal, we observe several absorption peaks similar to γ -irradiation. Note that LiF has the largest band gap, nearly 13eV, among crystalline materials; thus, the detection of new FTD-type defects and specific color centers was not possible with our photospectrometers.

Another relatively light material is yttrium aluminum garnet. Fig. 12 shows the induced absorption spectra measured with Y₃Al₅O₁₂:Ce garnets. The proton irradiated YAG:Ce crystal was subsequently irradiated once more with gammas to see how many color centers generated by the gammas would spontaneously recover in 90 days. The measurement indicates that only a negligible fraction of color centers recombined.

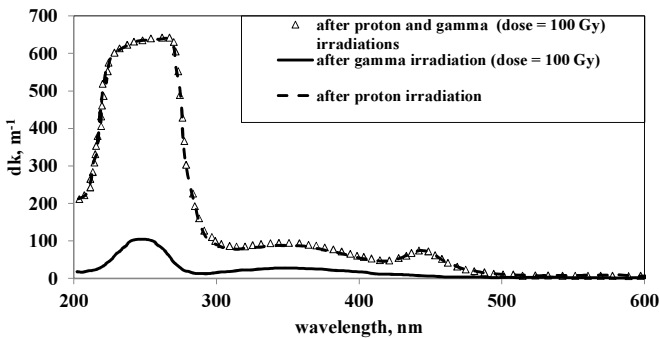


Fig. 11. Induced absorption spectra measured in a LiF crystal after γ - and 150 MeV proton-irradiation [85]

It is worth noting that most of the color centers generated in YAG:Ce crystals from proton and γ -irradiation appear in the spectral range below 400 nm. Therefore, they do not overlap with the luminescence peaking at 540 nm.

Yttrium silicate crystals (Y₂SiO₅:Ce) that are the structural analog of lutetium silicates are also found to be radiation-hard [96].

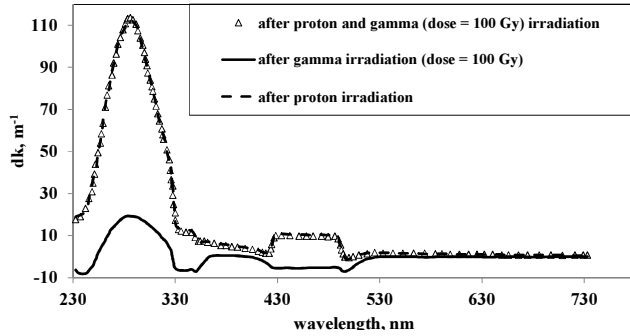


Fig. 12. Induced absorption spectra measured in YAG:Ce after γ - and 150 MeV proton-irradiation. The upper curve shows the induced absorption spectrum after irradiation with protons. It perfectly coincides with the result superimposing another dose of 100 Gy of γ -rays. The lower curve was obtained after the initial γ -irradiation [85]

Crystals with barium are also found to be radiation tolerant to exposure to γ -quanta and protons [85]. Contrary to oxide crystals, BaF_2 induced absorption spectra after γ - and proton-irradiation are very different. The irradiation with γ -rays creates a set of bands with maxima near 415 and 620 nm, whereas only a single band, peaking near 280 nm, is observed in a proton irradiated crystal 90 days after irradiation.

When the proton-irradiated crystal was irradiated once more with γ -quanta, the same set of bands was observed. This indicates that color centers responsible for the induced absorption bands with maxima near 415 and 620 nm recombine completely within 90 days following proton irradiation. However, the absorption band peaking at 280 nm is slowly relaxing. It overlaps with the cross-luminescence band and makes the light yield of the fast scintillation component decrease.

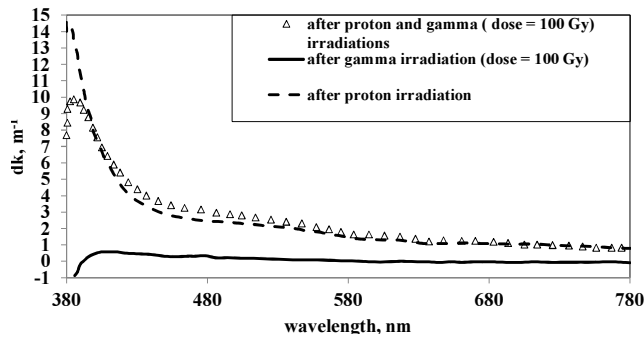


Fig. 13. Induced absorption spectra measured in $(\text{BaO} \cdot 2\text{SiO}_2)$ glass after γ -irradiation (solid), 150 MeV proton (dashed) and repeated irradiation with γ -quanta with an absorbed dose of 100 Gy after proton irradiation (Δ) [85]

Another barium containing scintillation material recently proposed is $\text{BaO} \cdot 2\text{SiO}_2$ (DSB:Ce) glass ceramics [86, 87]. The radiation damage effects observed in the “mother” glass and the DSB:Ce glass ceramics were compared in [85]. Fig. 13 and 14

show the induced absorption spectra of $(\text{BaO} \cdot 2\text{SiO}_2)$ glass and the corresponding glass ceramics. Both glass and glass ceramics show similar behavior under different kinds of the ionizing radiation.

Medium-heavy, self-activated, materials also exhibit minimal damage effects. The most extensively studied material is CeF_3 which, of all crystals studied in [15], showed the smallest reduction in optical transmittance from 24 GeV proton irradiation.

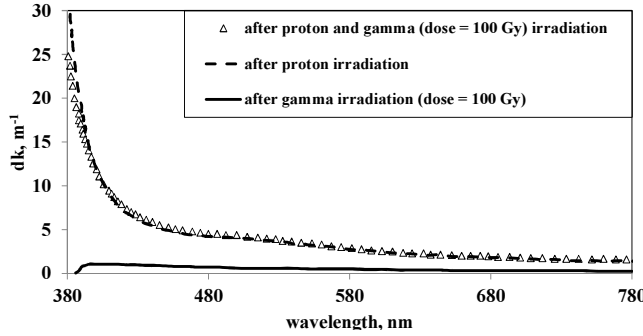


Fig. 14. Induced absorption spectra measured in DSB:Ce glass ceramics after γ -irradiation (solid), 150MeV proton (dashed) and repeated irradiation by γ -quanta with an absorbed dose of 100 Gy after proton irradiation (Δ) [85]

VII. Phosphorescence

Color centers from tunneling or the Coulomb interaction can deliver carriers to the emitting centers and cause a long decay tail of the scintillation kinetics spectrum with time constants in the range of microseconds to hours. The luminescence emitted after the decay of the scintillation light is called phosphorescence. Phosphorescence appears under any form of excitation if in addition to the luminescence centers, other electron/hole-capturing centers are also excited. The parameter allowing the characterization of phosphorescence is afterglow. Afterglow is the ratio of the scintillation pulse amplitude at a certain time and the maximum amplitude. The time depends on the method used for scintillation pulse registration, for instance, in the case of X-ray imaging with photoreceivers operating in current mode, this time is usually chosen to be several ms. Phosphorescence is one of the negative side effects that accompany scintillation in many inorganic materials. Its presence in the light emission kinetics depends on many factors, especially those influencing the appearance of traps and color centers in crystalline compounds. Hence, the defects from crystal production as much as material damage from ionizing radiation are both responsible for the appearance of phosphorescence in scintillators. There is not a substantial body of evidence on phosphorescence in scintillators, but the analysis of those published shows that phosphorescence is less likely to appear in self-activated scintillators in view of the following fact: Because the anion complexes of metals that form the basic structure of the crystal are the luminescence centers themselves, there is always a luminescent center in the vicinity of the color center that provides a rapid relaxation of the color center. That is why CdWO_4 [97] is one of the most commonly used materials in X-ray scanners employing

an intense X-ray flux. Having relatively slow scintillation kinetics, it still provides the lowest level of afterglow after 20 ms. In high-energy physics, lead tungstate crystals have a low level of afterglow [98], and there are two reasons why this is so: the crystal is a self-activated scintillator, moreover, it has strongly quenched luminescence, and hence, a lower scintillation yield.

When the activator concentration in doped crystals does not exceed 1 at.% of the substituted crystal lattice element, and hence the average distance between the color and luminescence centers is necessarily greater than the size of the unit cell, there are favorable conditions for phosphorescence to appear. The authors of [99, 100] observed a large afterglow in LSO:Ce crystals. It has been found that Ce-activated LSO, LYSO, and LaBr₃ crystals exhibit a much higher level of afterglow than BGO and Gd₂SiO₅:Ce (GSO) crystals.

The mechanism of phosphorescence in silicate crystals has been discussed in [101–105]. It has been found that tunneling and conduction band transfer both contribute to the appearance of phosphorescence. It is assumed that the delayed luminescence in Ce³⁺ doped Y₂SiO₅ originates from charge transfer processes.

Thus, in orthosilicate crystals irradiated with protons, one should expect a significant increase in phosphorescence because of the production of additional defects. This was experimentally proven in the study of phosphorescence in irradiated LSO and YSO crystals [106].

The phosphorescence level in YSO:Ce irradiated with protons is comparable to the phosphorescence of non-irradiated “reference” LSO:Ce crystals. Even doped with low concentrations of cerium, LSO shows a ten times higher phosphorescence level than the reference crystals. A single exponential approximation of the initial part of the phosphorescence curve results in a decay time constant of roughly 900 s. In an LSO crystal with cerium concentration of ~0.1 at.% and irradiated with 24 GeV protons, the phosphorescence-induced photon flux reaches 5 MHz/cm³ immediately following the irradiation with a dose rate of 0.15 Gy/h.

Phosphorescence leads to a redistribution of the scintillation light from the fast component to a very slow one and therefore leads to a strong noise background rate in an LSO:Ce-based detector in the radiation environment with high hadron flux. Phosphorescence could thus be a limiting factor in the use of doped materials in homogeneous electromagnetic calorimeters, especially in experiments at high luminosity LHC. For example, LSO:Ce scintillators of 25X₀·(1.5R_M)² that contain more than 90% of electromagnetic shower will produce a total background flux of phosphorescence photons of more than 1.3 GHz. A large part of these photons will reach the photodetectors (PMTs or APDs) and hence dramatically increases their dark current.

VIII. Radio-luminescence due to produced radioisotopes in heavy and light scintillation crystalline materials

Hadrons induce nuclear reactions producing radioisotopes. Radioisotopes emit α -, β -, and γ -radiation, initiating scintillation in scintillation crystals, thus producing background light in the crystal.

The higher the scintillator light yield is, the higher the light background in the crystal at the same absorbed dose from radioisotopes. For example in PWO, with a scintillation yield by a factor of 100 lower than in LSO:Ce, the background light will also be lower by the same factor at the same absorbed dose rate from radionuclides.

By way of example, we compare the absorbed radiation energy of the measured isotopes in two crystals with the same scintillation light yield of 30 000 ph/MeV: LSO:Ce ($\rho = 7.4 \text{ g/cm}^3$) and YSO:Ce ($\rho = 4.45 \text{ g/cm}^3$), both with dimensions of $25 \times 25 \times 3 \text{ mm}^3$, and a volume of 1.9 cm^3 . Such blocks of scintillators can be used in detectors with alternating layers of scintillators and absorbers. The total energy, deposited in a single LSO crystal by radioisotopes in LSO:Ce is estimated at 80.9 GeV/s. The corresponding photon background in LSO:Ce is 2.4×10^9 photons/s equivalent to 1.3 HGz/cm^3 . On the other hand, the total energy deposited in a YSO single crystal wafer by radioisotopes in YSO:Ce is only 12 GeV/s. Therefore the photon flux in one proton-irradiated YSO:Ce crystal was estimated to be 0.34×10^9 photons/s, or 180 MHz/cm^3 . As it is shown, the photon background from produced radioisotopes is much larger in LSO:Ce than in YSO:Ce. This is attributed to the lower density of YSO:Ce, and smaller number of radionuclides formed in lighter crystals. Furthermore, the contribution of isotopes to the total photon background is much larger than that provoked by phosphorescence. Therefore, radioisotopes produced by proton irradiation could be a limiting factor for the use of heavy and high light yield scintillators in sampling electromagnetic calorimeters in future experiments at high luminosity LHC. As a consequence, in order to significantly reduce isotope-induced photon background, one must resort to «medium-heavy» crystal material with a low scintillation light yield.

Radioisotopes are produced not only in scintillation crystals, but also in the (passive) construction material of the detectors. The material of this type located in the vicinity of the scintillation elements is of particular importance. The authors of [107] have measured the radioisotopes produced in tungsten and lead layers following irradiation by 24 GeV protons. The radiation energy from radioisotopes produced in these metal plates and absorbed in LSO:Ce or YSO:Ce scintillator layers with dimensions of $25 \times 25 \times 3 \text{ mm}^3$ were computed using GEANT 4. The scintillator was modeled to be placed between two metal plates, imitating the structural element of the detector unit, called «Shashlik».

The activation of Pb and W plates was measured six months after proton irradiation, and hence only long-lived isotopes were detected in the metal plates. Nevertheless, the measurements, considered to be a lower limit to the activation estimates, showed that the total energy deposited by the radioisotopes from W and Pb in the LSO crystal was 5.92 GeV/s and 12.14 GeV/s, respectively. At the end of the proton irradiation, the total energy deposited in the LSO crystal between the two metal plates was 86.8 GeV/s for W and 93 GeV/s for Pb.

A count of short-lived isotopes was also performed for a single crystal layer between two lead plates. The concentration of short-lived isotopes in Pb was estimated through the correlation of the concentration of the accumulated isotopes with the concentration of ^{121}Te , the most active isotope at the end of irradiation. The cross sections for the production of radioisotopes were taken from [91]. The analysis was made tak-

ing into account 50 most active isotopes out of about 800. These 50 isotopes generated about 50% of the activity of the whole set of created isotopes. The total energy deposited in the LSO crystal by both short- and long-lived radioisotopes induced in Pb was found to be 755 GeV/s, 63 times higher than from long-lived radioisotopes alone. On the other hand, YSO showed three times less energy deposit, i.e. only 257 GeV/s. Therefore LSO and YSO crystal blocks should show photon flux of 12 and 4 GHz/cm³ respectively, due to the excitation of the crystal from proton-irradiated metal plates.

In summary, the photon background produced in a scintillator through the absorption of ionizing radiation in the structural material, especially heavy metals, can be much larger than the photon background from radioisotopes produced in the scintillators. Hence, the combination of heavy metals and high-light-yield scintillators will inevitably lead to a high photon background in the detectors exposed to ionizing radiation with a strong hadron component. The intense photon background not only loads the photodetectors, but also noticeably deteriorates their time resolution. As in the previous case, the minimization of the photon background implies the use of light construction materials in a combination with light to medium-heavy scintillation crystals with a small scintillation yield.

IX. Concluding remarks

The above analysis shows that scintillation crystals can be used in detectors of ionizing radiation under heavy radiation loads. The electromagnetic component of ionizing radiation is unlikely to be a limiting factor to use inorganic scintillation materials in experiments. Even after a long-time exposure to high γ -ray dose rates the defects in crystals can be suppressed through radiation-induced diffusion. This, however, leads to a change of defects rather than an increase in the defect concentration. These changes can be corrected for by monitoring the transmittance spectra of crystals, as it is done in the CMS Collaboration [108].

High-energy protons lead to the creation of damages and radioisotopes in scintillation and construction materials, thus setting strict limits for their application.

Heavy, self-activated materials developed earlier for electromagnetic calorimetry and HEP applications are most vulnerable in terms of damage effects from high-energy protons. Fluences of the order of 10^{14} p/cm² appear to set limits for the use of such crystals as, e. g., PWO in homogeneous calorimeters. The BGO and BSO crystals are safer in this respect because of the large luminescence Stokes shift.

On the other hand, medium-heavy, self-activated materials have an advantage for a combination of damage effects. The most extensively studied material, CeF₃, in fact shows the smallest damage in terms of optical transmittance under 24 GeV among all investigated crystals.

Our analysis shows that compact homogeneous calorimeters operating near the beam vertex in future high luminosity collider experiments, will give way to segmented detector arrangements, where one incorporates small-sized medium-heavy scintillation elements within passive absorbers. These structures have the extra advantage that they appreciably reduce the dependence of light collection on the formation of crystal defects and diminish the effects caused by phosphorescence and the excitation of radioluminescence by isotopes produced in the scintillation and the surrounding construction elements.

References

1. *Derenzo S., Boswel M., Weber M., Brennan K.* Available at <http://scintillator.lbl.gov>
2. *Chadderton L.* Radiation Damage of Crystals. Methuen, 1965. P.202
3. *Lecoq P., Annenkov A., Gektin A., Korzhik M., Pedrini C.* Inorganic Scintillators for Detector Systems. 2006. Available: <http://www.springerplus.com/>
4. *Kobayashi M.* Radiation measurement of scintillation, V-2-Solution. Aiehi, 2014 (In Japan)
5. *Zhu R.-Y.* Handbook of Particle Detection and Imaging. 2012. P. 535–555
6. *Brown R. M., Cockerill D. J. A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2012. Vol.A666. P. 47–79
7. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments. Vol. 1–2. CERN, 2009
8. FAIR – Baseline Technical Report. Vol.1. Sept. 2006
9. Future Circular Collider Study Kickoff Meeting, 12–15 February 2014, University of Geneva. Available: <http://indico.cern.ch/conference/confId=282344>
10. *CMS Collaboration* // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 710. P. 403–425
11. Towards a Roadmap for the Upgrade of the CERN&GSI Accelerator Complexes. In: Proc. LHC LUMI 2006 Workshop, Valencia, Spain, 16–20 October 2006
12. *Huhtinen M., Lecomte P., Luckey D., Nessi-Tedaldi F., Pauss F.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2005. Vol. A545. P. 63–87
13. *Lecomte P., Luckey D., Nessi-Tedaldi F., Pauss F.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2006. Vol.A564. P. 164–168
14. *Lecomte P., Luckey D., Nessi-Tedaldi F., Pauss F., Renker D.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2008. Vol.A587. P. 266–271
15. *Dissertori G., Lecomte P., Luckey D., Nessi-Tedaldi F., Pauss F., Otto Th., Roesler S.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2010. Vol.A 622. P. 41–48
16. *Dissertori G., Luckey D., Nessi-Tedaldi F., Pauss F., Wallny R., Spikings R., Van der Lelij R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2012. Vol.A 684. P. 57–62
17. *Dissertori G., Luckey D., M. Glaser, Nessi-Tedaldi F., Pauss F., Wallny R.* // IEEE Nuclear Science Symposium 2011. Knowville, USA. Paper NP5.S-228
18. *Borisevitch A. E., Dormenev V. I., Korjik M.V. et.al.* // IEEE Trans. on Nuc. Sci. 2013. Vol. 60. P.1368–1372
19. *Auffray E.* // Proc. Int. Conf. “Inorganic Scintillators and Their Applications”, SCINT 2011, Giessen, Germany, 11–16 September 2011
20. *Auffray E., Barysevich A., Fedorov A., Korjik M., Koschan M., Lucchini M., Mechinski V., Melcher C. L., Voitovich A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol.A721. P. 76–82
21. *Barysevich A., Korjik M., Singovski A. et. al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol.A 701. P. 231–234
22. *Korzhik M., Barysevich A., Dormenev V., Mechinski V., Missevitch O.* // Proc. National Academy of sciences of Belarus. 2010. Vol. 54. P. 53–57
23. *Dormenev V., Korjik M., T.Kuske, V.Mechinski, Novotny R. W.* // Proc. Int. Conf. SCINT 2013, Shanghai, China, 15–19 April 2013
24. *Eismont V. P., Obukhov A. I., Prokofiev A. V., Smirnov A. N.* // Proc. of 2nd Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technology and Applications. 1996. Kalmar, Sweden. P. 592–598
25. *F.Cavallari.* Private Communication
26. Tungstate Crystals. Proc. of International Workshop on Tungstate Crystals. Rome, Italy, 12–14 Oct., 1998
27. *Van Lint, V.A.J.* //Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1987. Vol. A253. P. 453–459
28. *Mott N. F., Gurney R. W.* Electronic Process in Ionic Crystals. Oxford, 1948

29. *Fok M.V.* An introducing in the luminescence kinetics of crystallophosphors. Moscow, 1964 (in Russian).
30. *Korzhik M.* Physics of scintillators on a base of oxide single crystals. Minsk, BSU, 2003 (in Russian)
31. *Vasiliev A.* // Proc. of the 5th Int. Conf. SCINT99. Moscow, 2000. P. 43–52
32. *Khruchinski A., Korzhik M., Lecoq P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2002. Vol. A486. P. 381–384
33. CMS ECAL Technical design Report . CERN-LHCC/97-33
34. *Barashenkov S., Toneev V. D.* An interaction of high energy particles and nuclei with nuclei”, Moscow, 1972 (In Russian)
35. *Nedoresov V. G., Ranyk Yu. N.* Photofission of nuclei above the giant resonance. Kharkov, 1989
36. *Kobayashi M., Usuki Y., Ishii M. et al.* //Proc. of the 5th Int. Conf. SCINT99. Moscow, 2000. P. 137–146
37. *Annenkov A., Korzhik M., Lecoq P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2002. Vol. A490. P. 30–50
38. *Gektin V., Serebrynniy V., Shiran N.* // Ukrainian Journal of Physics. 1988. Vol. 33, P. 590–592
39. *Aquillo-Lopez F., Jaque F.* // J. Phys. Chem. Solids. 1973. Vol. 34. P. 1949–1960
40. *Hughes E., Jain S. C.* // Adv. Phys. 1979. Vol. 28. P. 717–828
41. *Hughes E.* // Radiat. Eff. 1983. Vol. 74. P. 57–76
42. *Annenkov A.N., Auffray E., Borisevich A.E., Drobychev G.Yu., Fedorov A.A., Inyakin A., Korzhik M.V. et al.* // Physica Status Solidi A. Appl. Res. 2002. Vol. 191. P. 27–290
43. *Kröger F. A.* The chemistry of imperfect crystals. Amsterdam, 1964
44. *Gilevich M. P., Pokrovsky I. I.* Solid State Chemistry. Minsk, 1985 (in Russian)
45. *D'Ambrosio et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1997. Vol.A388. P. 119–126
46. *Korjik M., Khrutchinsky A., Mishevitch O. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 203. Vol.A523. P. 271–274
47. *Derenzo S. E., Weber M. J., Bourret-Courchesne E., Klintonberg M. K.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. Vol.A505. P.111–117
48. *Zhu R.-Y., Ma D.-A., Newman H.* //Proc. Scintillator and Phosphor Materials Symposium. 1994. Vol. 348. P.91–98
49. Lecoq P. // Proc. Scintillator and Phosphor Materials Symposium. 1994. Vol. 348. P. 51–64
50. *The CMS Electromagnetic Calorimeter Group.* Radiation hardness qualification of PbWO₄ scintillation crystals for the CMS Electromagnetic Calorimeter. CMS NOTE. 16 September, 2009.
51. Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC). GSI, Darmstadt, Germany, 2008
52. *BELLE Collaboration.* Technical Design Report, KEK Report 95-1. 1995
53. *Kobayashi M.* Radiation Hardness of Undoped CsI Crystals Against High Energy Protons. KEK preprint series. 1992. Vol .92
54. *Kazui K.* Study of the Radiation Hardness of CsI(Tl) Crystals for the Belle Detector. KEK preprint series. 1997. Vol .97
55. *BaBar Collaboration.* Technical Design Report, SLAC-R-95-457, 1995
56. *Grinyov B., Ryzhikov V., Kim J. K., Jae M.* // Radiation Detectors & Instruments On Their Base. Ukraine, Kharkiv, 2004
57. *Grinyov B., Globus M., Kim J. K.* Inorganic Scintillators for Modern and Traditional Applications. Ukraine, Kharkiv, 2005
58. *Wilke K.-Th.* Kristallzüchtung. Berlin, 1973

59. *Fedorov A. A., Pavlenko V. B., Korzhik M.V. et al. // Radiat. Meas. 1996. Vol. 26. P. 215–219*
60. *Korzhik M.V., Pavlenko V. B., Timoshchenko T.N. et al. // Physica Status Solidi A Appl. Res. 1996. Vol. 154. P. 779–788.*
61. *Kobayashi M., Harada K., Hirose Y., Ishii M., Yamaga I. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1997. Vol.A400. P. 392–400*
62. *The L3 Collaboration // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1988. Vol.A265. P. 252–257*
63. *Auffray E., Baccaro S., Beckers T. et al.// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol.A383. P. 367–390*
64. *Korzhik M. V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. Vol.A500. P. 116–120*
65. *Annenkov A., Auffray E., Korzhik M., Lecoq P. et al. // Physica Status Solidi A Appl. Res. 1998. Vol. 17. P. 47–62*
66. *Auffray E., Lecoq P., Korzhik M. et al. Improvement of several properties of lead tungstate crystals with different doping ions. CMS NOTE 97/54. CERN, Geneva, 1997*
67. *Kobayashi M., Usuki Y., Ishi M. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1988. Vol.A404, P. 149–156*
68. *Smirnova S. A., Korzhik M. V. // Inorganic scintillators and their applications. Eds. P.Dorenbos, C. W.E. van Eijk. Delft University Press, 1995. P. 495–499*
69. *Baryshevsky V. G., Minkov B. I., Dorenbos P., Van Eijk C. W. E., Korzhik M. V. et al. // J. Phys. Condens. Matter. 1993. Vol. 5. P. 7893–7902*
70. *Nikl M, Mihokova E., Laguta V. et al. // Proc. SPIE.2007. Vol. 6586*
71. *Dorenbos P., Van Eijk C. W. E., Bos A. J. J., Melcher C. L. // J. Phys. Condens. Matter. 1994. Vol. 6. P.4167–4180*
72. *Yang K., Melcher C. L., Rack P. D., Eriksson L. A. //IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. Vol. 56. P.2960–2965*
73. *Kobayashi M., Ishii M., Melcher C. L.// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1993. Vol.A335. P. 509–512*
74. *Kobayashi M., Ishii M., Melcher C. L. // Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, IEEE Conference Record. 1993. P. 151–155*
75. *Kozma P., Kozma P. Jr. //Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2005. Vol. A53. P.132–136*
76. *Chai B. Method of enhancing performance of cerium doped lutetium orthosilicate crystals and crystals produced thereby. US Patent 7 151 261, Dec. 19, 2006*
77. *Chai B. Method of enhancing performance of cerium doped lutetium yttrium orthosilicate crystals and crystals produced thereby. US Patent 7 166 845, Jun. 23, 2007*
78. *Blahuta S., Bessiere A., Viana B. et al. // Materials. 2011. Vol. 4. P. 1224–1237*
79. *Mao R., Zhang L, R.-Y. Zhu //IEEE Trans. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. P. 2229–2236*
80. *Zhy R.-Y.// IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. Vol. 554. P. 1319*
81. *Mao R., Zhang L, R.-Y. Zhu // J. Phys. Conf. Ser. 2011. Vol. 293. P. 012004*
82. *Zhy R.-Y.// IEEE Trans. Nucl. Sci. 2012. Vol. 559. P. 2334*
83. *Zhy R.-Y.// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1993. Vol.A332. P.113–120*
84. *Dormenev V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol.A623. P. 1082–1085*
85. *Brinkman K.-T., Borisevich A., Dormenev V., Kalinov V., Korjik M. et al. Radiation damage and Recovery of medium heavy and light inorganic Crystalline ,Glass and Glass Ceramic materials after Irradiation with 150 MeV protons and 1.2 MeV gamma-rays. Presented at IEEE 2014 NSS and MIC Conference, October 2014, USA*
86. *Borisevich A., Dormenev V., Korjik M., D.Kozlov, Mechinskuy V., Novotny R. W.// J. Physics: Conference Series. 2015. Vol. 587. P. 012063*
87. *Auffray E., Akchurin N., Benaglia A. et al. //J.Physics: Conference Series. 2015. Vol.587. P. 012062*

88. Kobayashi M. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1983. Vol. 206. P. 107–117
89. Kobayashi M. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1993. Vol. A328. P. 501–505
90. Nessi-Tedaldi F. // Int. J. Mod. Phys. 2005. Vol. A20. P. 3826–3829
91. Enquist T., Wlazlo W., Armbruster P. *et al.* // Nucl. Phys. 2001. Vol. A686. P. 481–524
92. Wade W., Gonzales-Vidal J., Glass R., Seaborg G. Spallation-Fission Competition in Heaviest Elements: Triton Production. UCRL3640. March 1955. P. 1–14.
93. Morrissey J. // Phys. Rev. C Nucl. Phys. 1989. Vol. 39. P. 460–470
94. Auffray E., Korjik M., Singovski A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. P. 2219–2223
95. Kobayashi M. Private communication
96. Auffray E., Borisevich A., Gektin A. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2015. Vol. A783. P. 117–120
97. Burachas Ph., Danevich F. A., Georgadze A. Sh. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. Vol. A 369. P. 164–168
98. Hofer Y., Leocmte P., Nessi-Tedaldi F. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1999. Vol. A433, P. 630–636
99. Rogers J.G., Batty C. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2000. Vol. 47. P. 438–445
100. Douraghy A., Prout D. L., Silverman R. W., Chatziioannou A. F. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2006. Vol. A569. P. 557–562
101. Vedda A., Nikl M., Fasoli M. *et al.* // Phys. Rev. B Condens. Matter. Mater. Phys. 2008. Vol. 78. P. 195123-1/195123-8
102. Mihokova E., Vavru K., Horodysky P., Chewpraditkul W., Jary V., Nikl M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. P. 2085–2088
103. Yukihiro G., Jacobsohn L. G., Blair M. W. *et al.* // J. Lumin. 2010. Vol. 130. P. 2309–2316
104. Aitasalo T., Hölsä J., Lastusaari M. *et al.* // Opt. Mater. (Amst.). 2004. Vol. 26. P. 107–112
105. Lucchini M., Auffray E., Fedorov A., Korjik M. *et al.* // Proc. Int. Conf. SCINT 2013, Shanghai, China, 15–19 April 2013
106. Auffray E., Fedorov A., Korjik M. *et al.* // Nuclear Science, IEEE Trans. Nucl. Sci. 2014. Vol. 61. P. 495–500
107. Auffray E., Fedorov A., Korjik M. *et al.* The impact of proton induced radioactivity on the Lu₂SiO₅:Ce, Y₂SiO₅:Ce scintillation detectors. Presented at Nucl. Sci. Sump. and Med. Imag. Conf., Seoul, Korea, 27 Oct. 2013
108. Zhang L. // J. Phys. Conf. Ser. 2012. Vol. 404. P. 012042

ОБ УЧАСТИИ В РАБОТАХ ПО ПРОЕКТИРОВАНИЮ БУДУЩЕГО ЛИНЕЙНОГО КОЛЛАЙДЕРА

**К. Г. Афанасьев, В. В. Другаков, И. Ф. Емельянчик,
В. В. Макаренко, Н. М. Шумейко**

Проект будущего линейного электрон-позитронного коллайдера актуален, в первую очередь, в свете открытия бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (БАК). Существует ряд фундаментальных параметров бозона Хиггса (констант взаимодействия), измерить которые с достаточной точностью способен только будущий лептонный коллайдер (ILC, CLIC). Кроме того, в будущем на БАК возможно открытие новых частиц, что также будет требовать постройки линейного лептонного ускорителя для прецизионного изучения свойств этих частиц.

Проектные работы по созданию линейного электрон-позитронного коллайдера проводятся в рамках двух международных коллабораций: ILC (международный линейный коллайдер) и CLIC (компактный линейный коллайдер). ILC проектируется под максимальную энергию столкновений до 1 ТэВ и предполагает использование сверхпроводящих резонаторов для ускорения частиц [1]. Проект CLIC предусматривает максимальную энергию столкновений до 3 ТэВ, а для ускорения частиц предполагается использовать новую двухпучковую схему и резонаторы, работающие при комнатной температуре [2].

1. Передние калориметры для линейных коллайдеров

В обоих упомянутых проектах в составе детекторов предусмотрены два специализированных калориметра: LumiCal, предназначенный для точного измерения светимости, и BeamCal – для быстрой оценки светимости и контроля параметров пучка [3]. Кроме того, оба калориметра обеспечивают герметичность детектора в области малых углов рассеяния. Это требование является важным при анализе возможных событий с дефицитом энергии, так как такие события могут являться признаком новых физических процессов, однако при недостаточной герметичности детектора они будут неотличимы от событий, при которых часть продуктов взаимодействия рассеялась под малыми углами и не была зарегистрирована.

Калориметр LumiCal должен обеспечивать точность измерения светимости на уровне $3 \cdot 10^{-3}$ для коллайдера ILC при энергии 1 ТэВ и $1 \cdot 10^{-2}$ для коллайдера CLIC с энергией 3 ТэВ. Для определения светимости в нем используется измерение частоты событий процесса упругого электрон-позитронного рассеяния (рассеяния Баба). В существующей модели детектора калориметр LumiCal перекрывает углы от 30 до 80 мрад. Конструктивно LumiCal представляет собой сэмплинг-калориметер, в котором слои поглотителя перемежаются со слоями сенсорного материала. В качестве поглотителя предполагается использование вольфрамовых пластин толщиной 3.5 мм (примерно одна радиационная длина). В качестве сенсора используются кремниевые детекторы, разделенные на активные

элементы в соответствии с требованиями к угловому разрешению калориметра. Для обеспечения полного поглощения регистрируемых частиц толщина калориметра будет составлять 30 слоев.

Калориметр BeamCal перекрывает углы от 5 до 40 миллирадиан. Основная задача этого калориметра – быстрая оценка светимости от столкновения к столкновению и обеспечение быстрой обратной связи для систем фокусировки и сведения пучков ускорителя. Эксплуатацию этого калориметра осложняет наличие большого количества вторичных высокоэнергетичных электронов и позитронов, образующихся в результате межпучкового взаимодействия (beamstrahlung). Ожидаемая доза излучения, попадающего во внутреннюю область калориметра, оценивается примерно в 1 МГрей/год, что требует применения в качестве сенсора материалов с очень высокой радиационной стойкостью.

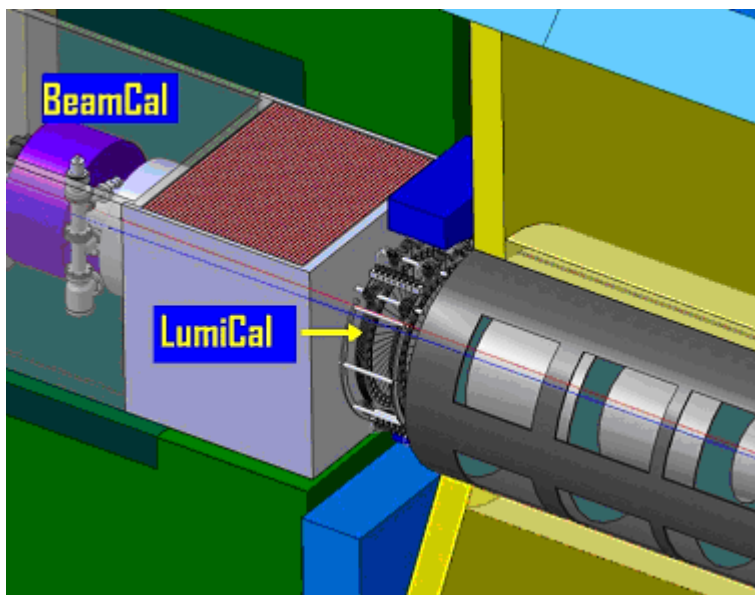


Рис. 1. Расположение калориметров BeamCal и LumiCal в переднем регионе детектора ILD (International Large Detector), предназначенного для проекта линейного коллайдера ILC

Разработкой калориметров BeamCal и LumiCal занимается международная коллаборация FCAL [4], в которую входят более 70 ученых из 11 институтов. Задачами коллаборации являются разработка и оптимизация детекторов для покрытия области малых углов рассеяния, исследование радиационно-стойких детекторных материалов, разработка быстрой электроники считывания с большим динамическим диапазоном, а также создание и испытание прототипов разрабатываемых детекторов на электронных пучках. НИИ ЯП БГУ представлен в этой коллаборации Центром физики частиц и высоких энергий (Лаборатория физики частиц и Лаборатория фундаментальных взаимодействий).

При непосредственном участии сотрудников Лаборатории физики частиц было проведено исследование радиационной стойкости перспективных детекторных материалов для использования в калориметре BeamCal. Исследования

проводились в 2007, 2008 и 2009 годах на ускорителях S-DALINAC в Техническом университете г. Дармштадт и ELBE в г. Розендорф (Германия).

В качестве детекторных материалов предполагается использование синтетического алмаза и полуизолирующего арсенида галлия компенсированного хромом. В результате проведенных исследований было установлено, что детекторы на основе синтетического алмаза могут выдерживать поглощенную дозу излучения (электроны с энергией 8 МэВ) до 10 МГрей. Необходимо отметить, что это было одно из первых систематических исследований радиационной стойкости алмазных детекторов при облучении сверхбольшими дозами электромагнитного излучения. Результаты исследования опубликованы в международных журналах [5] и [6].

В дальнейшем, с использованием проведенной участниками коллаборации FCAL экспертизы, в сотрудничестве с коллаборацией BRIL (Beam Radiation Instrumentation and Luminosity, CERN) был разработан и установлен на детекторе CMS прибор для измерения светимости и мониторинга состояния пучка BCM (Beam Condition Monitor) на основе алмазных детекторов заряженных частиц. В настоящее время он используется как один из основных мониторов светимости БАК [7].

Одновременно с исследованием радиационной стойкости алмазных детекторов было проведено и исследование детекторов на основе полуизолирующего арсенида галлия компенсированного хромом. Результаты показывают, что такой детектор может выдерживать поглощенные дозы до 1,5 МГрей и, таким образом, также может использоваться в качестве детекторного материала для калориметра BeamCal. Исследование радиационной стойкости такого арсенида галлия было проведено группой FCAL впервые. Результаты опубликованы в [8].



Рис. 2. Слева – пластина синтетического сапфира с металлизацией.
Справа – детекторная сборка из 8 сапфировых пластин

В настоящее время коллаборация FCAL проводит серию пучковых испытаний прототипов калориметров LumiCal и BeamCal с целью оценки работы калориметра в реалистичных условиях. В первую очередь это касается работы электроники считывания, прототипов кремниевых детекторов для LumiCal и технологии подключения элементов детектора к электронике [9]. В 2015 году на ускорителе DESY II были проведены первые испытания прототипа сектора кало-

риметра LumiCal глубиной в 4 детекторных слоя с использованием вольфрамового поглотителя с зазором между пластинами в 1 мм. В дальнейшем планируется тестирование на пучке полнофункциональных прототипов обоих разрабатываемых калориметров.

Также коллаборацией FCAL ведется исследование других перспективных детекторных материалов с высокой радиационной стойкостью. В частности, был испытан прототип детектора частиц на основе синтетического сапфира (Рис. 2), продемонстрировавший высокую радиационную стойкость и способность регистрации минимально ионизирующих частиц [10].

2. Программа-генератор для моделирования процессов, используемых для измерения светимости на коллайдере CLIC

Процесс электрон-позитронного рассеяния будет являться ключевым фоновым процессом в экспериментах на CLIC, а также использоваться для измерения светимости коллайдера. Регистрация событий (Рис. 3) включает схему совпадения пары лептонов, рассеянных как под большими, так и под малыми углами (в область калориметров LumiCal и BeamCal).

Существующие в настоящее время программы-генераторы (BHLUMI, BNWIDE и другие) не удовлетворяют ряду требований эксперимента. В частности, они не включают эффекты поляризации лептонов, не позволяют проводить моделирование событий с учетом спектра энергии начальных частиц. Кроме того, существующие программы не были в достаточной степени верифицированы при планируемых энергиях работы CLIC (380 ГэВ, 1.4 ТэВ и 3 ТэВ).

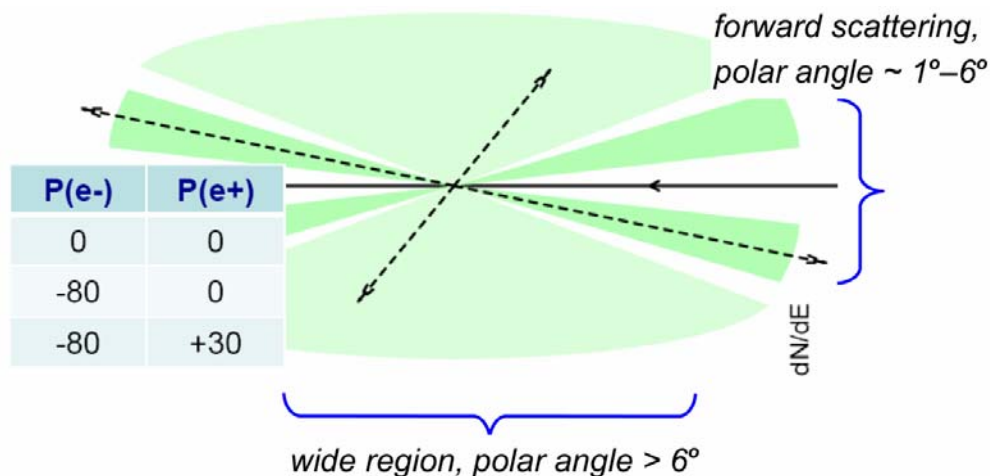


Рис. 3. Схема регистрации процесса рассеяния Баба на коллайдере CLIC

Созданная в ЦФЧВЭ НИИ ЯП БГУ новая программа-генератор [11] удовлетворяет требованиям коллаборации "CLIC detector and physics" (CLICdp), отвечающей за модель детектора и физическую программу эксперимента. В программе реализована возможность моделирования событий процесса Баба с учетом

вкладов однопетлевой радиационной поправки, поляризации лептонов и возможностью моделирования энергии начальных частиц в каждом событии.

Спектр энергии начальных лептонов (см. Рис. 4) имеет пик в области максимальной энергии. Однако в общем числе столкновений существенную роль играют и события с далекой от максимального значения энергией.

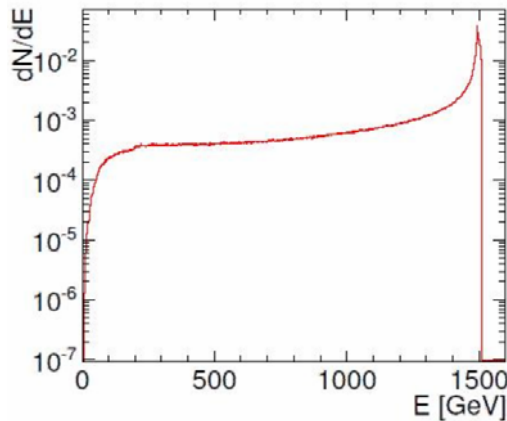


Рис. 4. Спектр энергии начальных лептонов на коллайдере CLIC

Рассмотрим упрощенную схему моделирования событий в эксперименте. В первую очередь независимо генерируются импульсы начальных частиц и, соответственно, вычисляется энергия системы. Затем в системе центра масс начальных лептонов генерируются импульсы конечных частиц. Ввиду того, что существующие программы-генераторы (BHWIDE, BHLUMI) способны моделировать события только при фиксированной (заранее заданной) энергии, полученные генератором значения импульсов конечных частиц необходимо масштабировать, т.е. привести к энергии начальных лептонов. Поскольку угловое распределение конечных частиц зависит от энергии, масштабирование импульсов приводит к систематической ошибке моделирования. В конце процедуры моделирования вычисляются импульсы конечных частиц в лабораторной системе отсчета.

Для подавления систематической ошибки моделирования, связанной с масштабированием импульсов частиц, новая программа-генератор использует параметрический метод Монте-Карло [12], позволяющий генерировать события с плотностью вероятности, зависящей от внешнего параметра (энергии системы частиц).

Следует отметить, что одной конфигурации импульсов конечных частиц в лабораторной системе могут соответствовать различные картины в системе центра масс начальных частиц (Рис. 5). Следовательно, для корректного моделирования рассеяния Баба в лабораторной системе на CLIC генератор должен корректно моделировать события как под малыми (менее 1°), так и под большими углами в системе центра масс. Для решения этой задачи в созданную программу включены два различных алгоритма генерации частиц, — для малых и больших углов, выбор между которыми происходит в зависимости от продольного импульса системы начальных частиц [12].

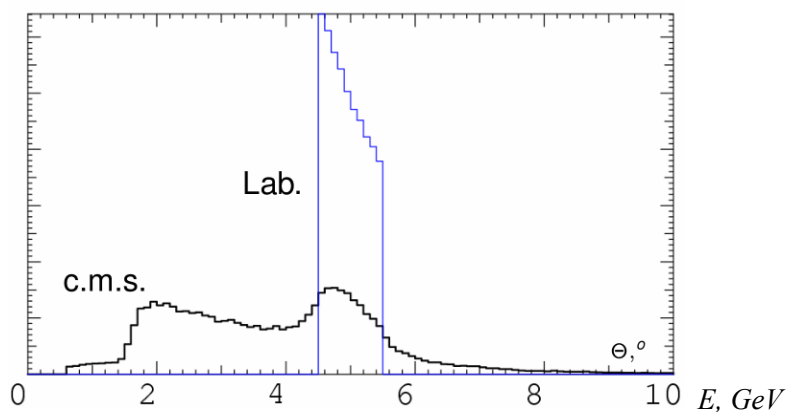


Рис. 5. Спектр энергии конечных лептонов в системе центра масс (гладкая кривая) при наложенном ограничении на их энергию 4.5–5.5 ГэВ в лабораторной системе

Примеры результатов работы созданной программы-генератора представлены на Рис. 6. Программа включает также возможность моделирования фоновых процессов, таких как

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-,$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-,$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma.$$

с точностью, соответствующей лидирующему порядку теории возмущений.

Для процессов столкновения неполяризованных частиц программа показывает хорошее согласие с существующими данными.

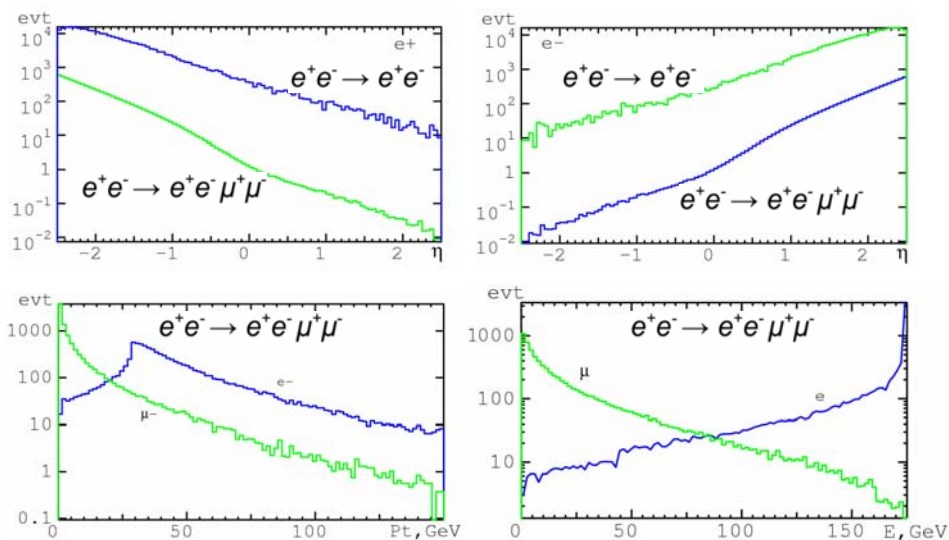


Рис. 6. Примеры результатов работы программы-генератора. Спектры конечных лептонов представлены в зависимости от угла (быстроты), поперечного импульса и энергии

Систематическая ошибка генератора оценивается в 0.3–1.0% в зависимости от кинематической области [11]. Это значение превышает неопределенность существующих программ (BHLUMI, BHWIDE), однако является достаточным для данного этапа разработки проекта CLIC [2]. Точность созданной программы ограничена в первую очередь точностью использованного в расчете однопетлевого приближения. В дальнейшем запланирован комплекс работ по анализу вкладов высших порядков теории возмущений и увеличению точности моделирования событий до уровня 0.1–0.3%.

Заключение

Выполнение запланированной долгосрочной программы исследований позволит ученым НИИ ЯП БГУ стать полноправными соавторами результатов и открытий, полученных в экспериментах на будущем линейном электрон-позитронном коллайдере.

Литература

1. *Behnke T. (ed.) et al.* The International Linear Collider Technical Design Report – Volume 4: Detectors / preprint ILC-REPORT-2013-040. 2013
2. *Aicheler M. (ed.) et al.* A Multi-TeV Linear Collider Based on CLIC Technology: CLIC Conceptual Design Report / preprint CERN-2012-007, 2012
3. *Abramoviz H. et al.* // JINST. 2010. Vol. 5. P12002
4. FCAL Project. URL: <http://fcal.desy.de/>
5. *Grah C. et al.* // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2009. Vol. 56. P. 462–467
6. *Grah C. et al.* // Nuclear Science Symposium Conf. Rec., NSS '07. IEEE. 2007. P. 2281–2284
7. *Guthoff M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2013. Vol. 730. P.168–173
8. *Afanaciev K. et al.* // JINST. 2012. Vol. 7. P11022
9. *Abramowicz H. et al.* // JINST. 2015. Vol. 10. P05009
10. *Karacheban O. et al.* // JINST. 2015. Vol. 10. P08008
11. *Makarenko V.* New NLO generator for Bhabha scattering // CLIC Workshop 2015, URL: <https://indico.cern.ch/event/336335/session/1/contribution/168>
12. *Makarenko V.* Status of new generator for Bhabha scattering //CLIC Workshop 2014, URL: <https://indico.cern.ch/event/275412/session/5/contribution/183>

ON THE PARTICIPATION IN THE FUTURE LINEAR COLLIDER PROJECT

K. Afanaciev, V. Drugakov, I. Emeliantchik, V. Makarenko, N. Shumeiko

CPHEP INP BSU actively participates in the development of the future linear collider project. We are represented in both existing linear collider collaborations: ILC (International Linear Collider) and CLIC (Compact Linear Collider). Members of the institute participate in the activities of the FCAL collaboration which develops and tests the prototypes of the very forward calorimeters BeamCal and LumiCal. Our other contribution to the project is precision calculation of processes used for luminosity measurement in the CLIC project.

ИЗМЕРЕНИЕ СВЧ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ ТЕСЛА-ТИПА ДЛЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Н. С. Азарян², М. А. Батурицкий¹, Ю. А. Будагов², Д. Л. Демин²,
С. Е. Демьянов³, В. А. Карпович¹, В. В. Книга³, Н. В. Любецкий¹,
С. И. Максимов¹, И. Л. Поболь⁴, В. Н. Родионова¹, Г. Д. Ширков²,
Н. М. Шумейко¹, С. В. Юревич⁴

¹Институт ядерных проблем БГУ

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

⁴ГНУ «Физико-технический институт НАН Беларуси»

Введение. Разрабатываемый в настоящее время в широкой международной кооперации Линейный Коллайдер (ЛК) – сложная машина-ускоритель длиной в несколько десятков километров – будет способен разгонять заряженные элементарные частицы высокочастотным электромагнитным полем до субсветовых скоростей. Такие высокоэнергетические частицы необходимы физикам для более глубокого проникновения в объекты микромира с целью исследования его внутренней природы. На ЛК предполагается достичь энергии столкновений частиц порядка 1 ТэВ. Над проектом ЛК работают ведущие научные организации в США, Германии, Японии, России, Франции, Индии, Китае, к решению сложных научно-технических задач по проекту привлекаются ученые-физики и инженеры из многих стран мира. В 2012 году к международному проекту создания ЛК, благодаря тесному сотрудничеству профильных научно-исследовательских институтов БГУ – Национального центра физики частиц и высоких энергий (НЦ ФЧВЭ), и Научно-исследовательского института ядерных проблем (НИИ ЯП) – с Объединенным институтом ядерных исследований г. Дубна (Россия), присоединилась Беларусь. Целью сотрудничества является опытное производство и аттестация серии ниобиевых сверхпроводящих резонаторов Тесла-типа – ключевых узлов ЛК, в которых происходит передача энергии электромагнитного поля ускоряемым заряженным частицам. Для строительства ЛК требуется несколько десятков тысяч таких резонаторов, поэтому их производство предполагается распределенным и организуется в разных странах, имеющих соответствующий потенциал.

Ключевым элементом коллайдера – ускорителя заряженных частиц высокочастотным электромагнитным полем – являются СВЧ ускорительные секции из цепочек высокодобротных сверхпроводящих резонаторов. Электромагнитная волна подается в резонаторы от мощного генератора СВЧ на резонансной частоте и возбуждает в каждом из них колебания большой амплитуды (энергии). Параметры накачки пучка частиц энергией поля подобраны так, что заряженные частицы пролетают каждый резонатор в промежуток времени, когда электрическое поле в нем имеет ускоряющую фазу электрической компоненты поля E_z . Пролет-

тая в таком ускоряющем поле по оси очередного резонатора в течение отрезка времени, пока ускоряющая фаза не сменится тормозящей, пучок частиц каждый раз получает дополнительную порцию кинетической энергии и, таким образом, постепенно ускоряется до скорости близкой к скорости света.

Стоимость одного такого резонатора равна ≈ 15 тысяч долларов США. Различные модификации высокодобротных сверхпроводящих резонаторов разработаны в лаборатории Fermilab (г. Батавия, США) и изготовлены небольшими партиями фирмой «Tesla» (Германия). Глубокое охлаждение резонирующих систем вплоть до температур жидкого гелия (4.2 К) является безальтернативным методом достижения высокой добротности. Как низкотемпературные испытания при температуре 4.2 К, так и испытания при нормальных условиях (293 К), являются важным аспектом реализации идеи создания высокодобротных резонаторов из сверхпроводящих материалов. Технические и методические трудности подобных исследований связаны с необходимостью проведения испытаний изделий натуральных размеров, что требует нетривиальных подходов к созданию системы способа ввода и вывода СВЧ мощности. Резонансная система перспективного коллайдера, изготавливаемая из сверхпроводящих материалов, должна будет подвергаться контролю и диагностике в процессе производства. При этом добротность каждого резонатора должна быть не менее $Q = 10^{10}$, а резонансная частота $F_r = 1.3 \pm 10^{-9}$ ГГц при температуре 4.2 К; соответствующие показатели при комнатной температуре $Q = 3 \times 10^4$, резонансная частота $F_r = 1.25 \pm 10^{-9}$ ГГц [1–4].

Анализируя состояние фундаментальных и прикладных исследований измерения параметров сверхпроводящих резонаторов, необходимо отметить, что большинство разработок в этой области пока находится на уровне качественных экспериментальных исследований и еще не вышло за пределы исследований лабораторий [5–10].

Для измерения характеристик резонаторов существует набор методов, часть которых заимствована из традиционных методов измерения параметров высокодобротных резонаторов при комнатной температуре [11–13]. Как известно, непосредственные измерения контролируемых рабочих характеристик и параметров физических устройств являются предпочтительными, поскольку учитывают влияние всех факторов геометрического, материального характера, внешних условий измерений. Это в полной мере касается и контроля (полного или выборочно) АЧХ и добротности полых сверхпроводящих ниобиевых микроволновых резонаторов МЛК в процессе их массового производства. Поэтому разработка и совершенствование соответствующих методик измерений и автоматизированных измерительных комплексов (АИК) является весьма актуальной практической задачей для измерений сверхзаклопосных АЧХ и соответственно сверхвысоких значений добротности ($\sim 10^{10}$).

Организация и техническое обеспечение радиочастотных измерений электродинамических характеристик сверхпроводящего ниобиевого 1.3 ГГц резонатора Тесла-типа. Образец СВЧ резонатора Тесла-типа, предоставленный лабораторией Fermilab (г. Батавия, США), представляет собой одну стандартную ячейку высокодобротного 9-ячеечного резонатора и поэтому открыт с торцов.

Для обеспечения измерений резонансной частоты и добротности данного образца требовалось закрыть резонатор торцевыми крышками, чтобы избежать потерь на излучение в окружающее пространство и обеспечить режим свободных колебаний. Для ввода/вывода измерительного высокочастотного сигнала в СВЧ резонатор требовалось разработать устройство связи, предназначенное для возбуждения нужного (для эффективного ускорения заряженных элементарных частиц) типа колебания электромагнитного поля и одновременно обеспечивающее оптимальную величину связи для невозмущенного измерения резонансной частоты и добротности резонатора.

Изготовленные торцевые крышки для СВЧ резонатора представляли собой круглые пластины из титана толщиной 8 мм с крепежными отверстиями для крепления крышек болтами к фланцам резонатора (на которых имеются ответные технологические отверстия для крепления); в одной из крышек имеется посадочное отверстие для монтажа и крепления устройства связи (см. Рис. 1).



Рис.1. Фотографии торцевых крышек

Расчет местоположения отверстия для монтажа и крепления устройства связи на крышке производился с учетом его типа и типа возбуждаемого колебания – E_{010} . Данный тип колебания обеспечивает осевое, вдоль направления ускорения элементарных частиц в линейном ускорителе электрическое поле. При этом магнитное поле является азимутальным. Разработанное устройство ввода/вывода измерительного сигнала в СВЧ резонатор (устройство связи) представляло собой токовую петлю, т. е. обеспечивало магнитную связь (по магнитной составляющей).

щей поля). Для уменьшения силы связи и влияния устройства на истинные характеристики резонатора петля связи размещена на торцевой крышке со значительным смещением относительно центра крышки (оси резонатора). Магнитная связь со свободным полем в резонаторе создавалась с помощью (плоского) витка проводника, введенного в резонатор так, чтобы плоскость витка была перпендикулярна к линиям требуемого типа магнитного поля. Виток связи располагался в точке соответствующей пучности магнитного поля в резонаторе. При этом величину связи можно регулировать глубиной введения витка в резонатор (изменением размера петли), а также поворотом плоскости витка при постоянной глубине его погружения. Осуществить магнитную связь в чистом виде довольно трудно, т. к. электрические линии также замыкаются на виток, и связь носит магнитно-электрический характер. Сущность разработанного нами устройства связи заключается в том, что оно содержит радиочастотный коаксиальный разъем и петлю, изготовленную из металлического провода, первый конец которой соединен с центральным контактом разъема, а второй конец – с его корпусом. Этот конец крепится к вращающейся круглой металлической площадке, установленной в отверстии торцевой крышки полого цилиндрического резонатора. При этом круглая металлическая площадка с закрепленным разъемом может поворачиваться в отверстии крышки резонатора на 360° вокруг своей оси, и дополнительно введено установленное на вращающейся площадке устройство регулировки высоты петли. Высота петли h выбиралась равной $\lambda/8$ (где λ – длина волны электромагнитного СВЧ колебания, соответствующая центральной частоте резонатора), и может изменяться на $\pm 10\%$ с помощью регулирующего устройства. Последнее состоит из вращающейся втулки, установленной на круглой вращающейся металлической площадке, и подвижного плунжера, головка которого соединена со вторым концом петли [14].

С помощью векторного анализатора цепей Agilent E5061B, работающего в частотном диапазоне от 0.1 МГц до 3.0 ГГц, были измерены S_{11} параметры контролируемых сверхпроводящих резонаторов с разработанным устройством связи при различных режимах настройки: 1) в режиме получения наибольшего значения добротности Q_n (вращения петли вокруг своей оси); 2) в режиме получения наибольшего значения добротности Q_n и оптимального согласования с линией передачи (вращения петли вокруг своей оси и изменения ее высоты h).

На Рис. 2 представлена фотография ниобиевого СВЧ резонатора, изготовленного в ГНУ «Физико-технический институт НАН Беларуси», на испытаниях в лаборатории при комнатной температуре.

Как известно, добротность микроволнового резонатора типа Тесла – базового элемента ускорительной системы МЛК – является ключевым фактором, определяющим энергию электрон-позитронных пучков на его выходе. В рабочем режиме МЛК, т.е. при температурах жидкого гелия, добротность таких сверхпроводящих резонаторов, изготовленных из ниобия, достигает значений 10^{10} – 10^{11} , что порождает проблему измерения сверхузкополосных АЧХ пропускания/поглощения энергии в них. Соответствующую информацию о характеристиках резонаторов Тесла-типа можно почерпнуть в [2].

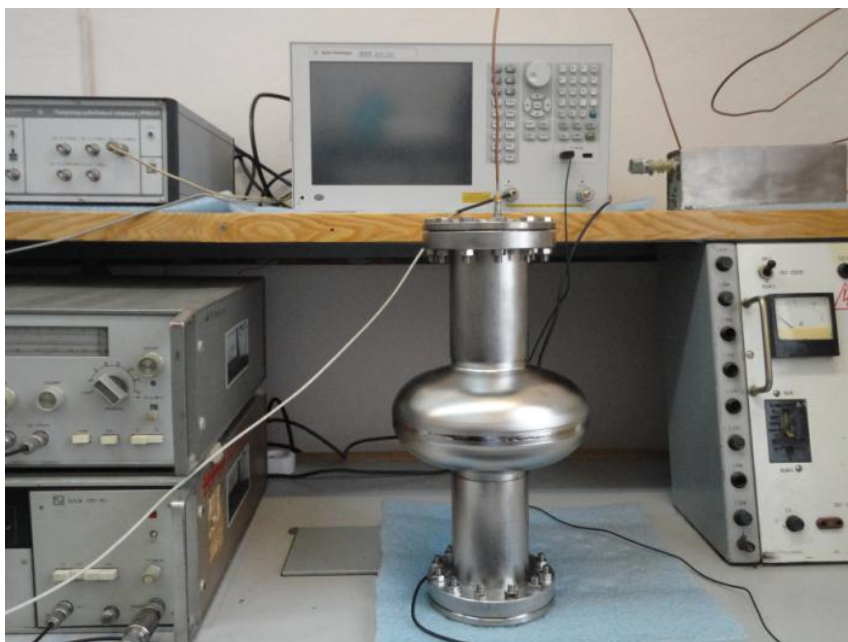


Рис. 2. Фотография ниобиевого СВЧ резонатора на испытаниях в лаборатории НИИ ЯП БГУ при комнатной температуре

Для 1.3 ГГц резонаторов это означает измерение полосы пропускания/поглощения порядка 1 Гц, что возможно при условии того, что разрешающая способность измерительного прибора по частоте составляет не менее 0.01 Гц. В свою очередь, такие значения добротности свидетельствуют о крайне низком уровне энергетических потерь (в стенках резонаторов). Поэтому второй существенной проблемой является динамический диапазон измерений, который должен быть не менее – 120–130 дБ. Третья проблема состоит в том, что комплект резонаторов МЛК должен характеризоваться высокой степенью идентичности их центральных частот. С точки зрения измерений, последнее эквивалентно требованию высокой относительной стабильности частотной базы отсчетной шкалы измерительного прибора (по существу – не ниже обратного значения измеряемой добротности, т. е. $\sim 10^{-10}$ – 10^{-11}). Объединение этих трех требований делает задачу измерения добротности сверхпроводящего резонатора Тесла-типа в «холодном» режиме нетривиальной.

Физические ограничения и технические трудности подобных измерений амплитудно-частотных характеристик и добротности ниобиевых резонаторов в условиях рабочих (гелиевых) температур, когда расчетная добротность таких резонаторов достигает величины порядка 10^{11} , обусловлены тем, что измерения находятся на пределе характеристик современной стандартной измерительной аппаратуры.

Для достижения максимально возможной точности измерений и преодоления вышеотмеченных трудностей требуются нестандартные инженерно-

технические и научно-методические решения, улучшающие метрологические характеристики применяемой измерительной аппаратуры.

Для измерения амплитудно-частотных характеристик и добротности высокочастотных резонаторов при комнатной температуре применяются известные традиционные схемы и методы измерений [15–17]. Они же, как правило, применяются и для поточечных измерений АЧХ и расчета добротности резонаторов, находящихся в состоянии сверхпроводимости (и, соответственно, сверхмалых потерь). При этом дополнительно для стабилизации частоты измерительного СВЧ-генератора до уровня $\sim 10^{-11}$, определяемого сверхвысокой добротностью, применяются системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Альтернативой является стабилизация временной базы (сетки частот) измерительного прибора, в нашем случае – векторного анализатора, поточечно измеряющего АЧХ резонатора в области резонанса. При этом теоретически и метрологически можно гарантировать (поверить) точность измерительного комплекса и наблюдаемые сверхповерочных значений отклонения отнести на счет измеряемого объекта – резонатора. Для этого был проведен анализ рынка и метрологических характеристик (сверх) высокостабильных источников частоты, осуществлен выбор, произведена закупка и встраивание в измерительный стенд прибора – генератора рубидиевого опорного LPFRS-01.

Расчетные электродинамические характеристики резонатора в «холодном» режиме. Приведенные в данном разделе сведения необходимы для оценки качества и объяснения получаемых в эксперименте – измерении АЧХ и добротности ниобиевого 1.3 ГГц резонатора МЛК Тесла-типа – в т. н. «холодном» режиме, т. е. при температуре жидкого гелия.

Добротность объемного сверхпроводящего резонатора зависит от его геометрии (т. н. фактора геометрии G), свойств сверхпроводящего материала, из которого он изготовлен, и внешних магнитных полей H_{ext} , в частности магнитного поля Земли, влияющих на суммарное поверхностное сопротивление резонаторной полости. Для сверхпроводников II рода (например, ниобий) $R_s = R_{BCS} + R_{res}$, где R_{BCS} – сопротивление Бардина–Купера–Шиффера в теории сверхпроводимости, а R_{res} – т. н. «остаточное» сопротивление (материала) не зависящее от температуры.

Для вышеуказанных величин известны формулы [18]:

$$G = \frac{\omega \mu_0 \int |H|^2 dV}{\int |H|^2 dS}, \quad R_{BCS} \approx 2 \times 10^{-4} \left(\frac{f}{1.5 \times 10^9} \right)^2 \frac{e^{-17.67/T}}{T},$$

причем последняя величина является аппроксимацией, справедливой для ниобия при температурах $T < 4.65$ К (половинное значение критической температуры $T_{crit} = 9.3$ К для ниобия). Что касается остаточного сопротивления, R_{res} , то оно определяется целым рядом факторов, среди которых для сверхпроводников II рода существенным является внешнее магнитное поле H_{ext} . Для таких материалов в электромагнитном поле частоты f

$$R_{res} \approx R_H = 9.49 \times 10^{-12} H_{ext} \sqrt{f} .$$

В идеальном случае для экранированного от магнитного поля Земли $H_{ext}=H_{Earth} = 40$ А/м до уровня $0.02H_{Earth} = 0.8$ А/м ниобиевого 1.3 ГГц резонатора Тесла типа при $T < 4.65$ К получим следующие оценки вышеуказанных величин: $R_{BCS} = 4.55$ нОм; $R_{res} = R_H = 3.42$ нОм; $R_s = 7.97$ нОм; $G = 270$ Ом. При этом расчетная оценка добротности экранированного резонатора:

$$Q_{0.02H_{Earth}} = \frac{G}{R_s} = 3.4 \times 10^{10} .$$

В отсутствие специальной магнитной экранировки, т.е. для условий нашего эксперимента в криогенной камере из нержавеющей стали (магнитная проницаемость = 1.008), с влиянием магнитного поля Земли, получим оценку добротности

$$Q_{H_{Earth}} = \frac{G}{R_s} = 0.68 \times 10^9 .$$

В подробном обзоре [19] также отмечено, что величина измеряемой добротности такого рода резонаторов неэкранированных от магнитного поля Земли не может превышать 10^9 .



Рис.3. Фотография стенда для криогенных измерений

Эксперимент проводился в камере без вакуумирования резонатора, что не гарантировало требуемой чистоты эксперимента (в полости резонатора могли присутствовать следы твердой фазы различных газов и собственно жидкий гелий) и, как следствие, достижения высокой добротности. Испытуемый резонатор располагался вертикально в криогенной камере из нержавеющей стали. Массивная криогенная камера располагалась на полу, без демпфера (Рис. 3 и 4).



Рис. 4. Фотография верхней крышки криостата с выходным разъемом СВЧ кабеля

Методика измерений, выбор измерительной аппаратуры и схема измерений. Измерительный комплекс был реализован на базе векторного анализатора цепей (ВАЦ) Agilent E5061B с опцией 1E5 и внешнего источника сверхвысокостабильной временной базы измерений – генератора опорного рубидиевого LPFRS-01. Для регистрации результатов измерений использован внешний компьютер, подключенный к ВАЦ через USB-интерфейс. Результаты состояния (установок) ВАЦ и цифровых измерений модуля АЧХ в логарифмическом масштабе (дБ) импортируются из памяти ВАЦ в компьютер в виде таблиц и графиков MS Excel 2007. Методика измерений основана на измерении параметра S_{11} резонатора, подключенного к выходу ВАЦ через кабельный тракт, включающий развязывающий аттенуатор (6дБ) и настраиваемый вручную шлейфовый согласующий трансформатор (комплексных сопротивлений). Последний используется для устранения мешающих отражений в кабельном тракте (разъемные ВЧ-соединения) соединяющем ВАЦ и исследуемый резонатор.

Таким образом, используемая нами методика измерений основана на оценке относительного уровня поглощения энергии в резонаторе. Такая оценка производится ВАЦ в цифровом виде – в форме линейно упорядоченных по частоте отсчетов отношений квадратов амплитуд (мощностей) отраженного от резонатора и направляемого в резонатор сигналов в заданной (пользователем) полосе частот. Для удобства анализа это отношение отображается и регистрируется прибором в логарифмическом масштабе так, что уровень +3 дБ от минимума кривой поглощения (АЧХ) отвечает половинной мощности, на которой измеряется полоса пропускания при определении добротности. Измеряемая добротность оценивается двумя способами: первый – видеофотофиксацией экрана ВАЦ в непрерывном режиме (24 кадра/сек), на котором отображаются значения полосы пропускания

исследуемого объекта на уровне половины поглощенной мощности, с отметками нижней и верхней частотных границ и центра полосы пропускания, а также значение добротности, второй – по табличным данным АЧХ, импортируемым из памяти ВАЦ в память внешнего компьютера для их дальнейшей обработки.

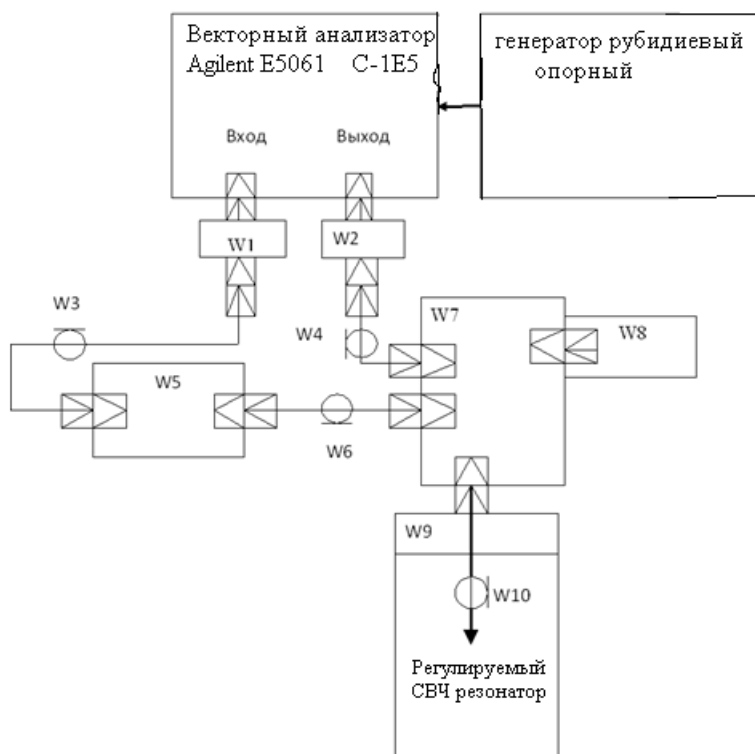


Рис.5. Структурная схема настройки и измерения параметров резонатора при использовании векторного анализатора Agilent E5061c-1E5 и генератора опорного рубидиевого LPFRS-01(измерения параметров исследуемого резонатора при комнатной температуре и при температуре жидкого гелия)

А – Векторный анализатор цепей E5061-1E5, стабилизированный генератором опорным рубидиевым LPFRS-01 ;

W1,W2 – Переход коаксиальный ПК 50-22-06 СБЕД.430400.000 ТУ – 2 шт.;

W3,W4 – Коаксиальный кабель сечением 7/3 – 2 шт.;

W5 – СВЧ аттенуатор, диапазон 1,07–4,0 ГГц: А = 6 дБ;

W6 – Коаксиальный кабель сечением 7/3 – 1 шт.;

W7 – согласующий трансформатор

W8 – Согласованная нагрузка;

W9 – СВЧ фланец (крышка) – 2 шт.;

W10 – СВЧ термостойкий кабель – 1 шт.

Прием «видеофотофиксация» использован нами для достоверного подтверждения факта измерения высоких значений добротности; импорт изображе-

ния экрана ВАЦ во внешний компьютер и/или его запоминание прибором также в принципе возможны, но занимает больше времени, чем видеофотофиксация. Таким образом, видеофотофиксация позволяет с большей долей вероятности зарегистрировать факты измерения ВАЦ высоких значений добротности исследуемого резонатора. Импорт данных измерений из ВАЦ в персональный компьютер измерительного комплекса осуществляется в 14-разрядном десятичном формате, т.е. с точностью на порядок превышающей (индицируемую) разрядность отсчета частоты ВАЦ Agilent E5061B. Это позволяет осуществить дальнейшую обработку данных (по типу цифровой фильтрации) с целью, например, аналитической аппроксимации резонансной кривой и уточнения значений центральной частоты и добротности резонатора (т. н. теоретико-экспериментальный способ оценки). Структурная схема измерений АЧХ и добротности резонатора представлена на Рис. 5.

При достижении режима сверхпроводимости (сверхвысокой добротности) с целью обнаружения/идентификации пика АЧХ рекомендуется отключить на ВАЦ режим «скользящее сглаживание», установить минимально возможное усреднение и максимально возможное количество точек измерения в полосе анализа. Все отмеченные процедуры можно в дальнейшем выполнить, при необходимости, на цифровых данных, зарегистрированных на внешнем компьютере.

Условия и результаты измерений. Проведен цикл «теплых» измерений резонансной частоты и добротности резонатора образца ячейки сверхпроводящего ниобиевого СВЧ резонатора на рабочую частоту 1300 МГц, в ходе которых осуществлена настройка оптимального режима согласования резонатора с измерительной аппаратурой (достигнутый уровень согласования обеспечивает коэффициент стоячей волны – КСВ = 1.003, что соответствует передаче в резонатор 99.9% подаваемой СВЧ мощности). Результаты измерений резонансной частоты, КСВ, добротности и относительного уровня потерь на резонансной частоте ниобиевого резонатора при комнатной температуре приведены на Рис. 6 и 7.

Измерение резонансной частоты, КСВ, добротности и относительного уровня потерь на резонансной частоте проводились на векторном анализаторе цепей Agilent E5061B (+ опция 1E5), с подключением к измерительному стенду высокостабильного источника внешнего опорного сигнала генератора рубидиевого опорного LPFRS-01 (зав. №02513). Погрешность измерения модуля коэффициента передачи в диапазоне частот от 10 МГц до 3 ГГц при значении измеряемой величины от -30 до -70 дБ равна ± 0.37 дБ. Получены следующие результаты. Резонансная частота резонатора 1.2903500 ГГц. Нагруженная добротность 36564; КСВ = 1.0032. Относительный уровень потерь – 55.8 дБ (на центральной частоте).

Проведен цикл криогенных измерений резонансной частоты и добротности сверхпроводящего ниобиевого резонатора совместно с отделом криогенных исследований НППЦ по материаловедению НАН Беларуси. Полученные значения добротности резонатора $\sim 10^{10}$ подтвердили достижение в резонаторе явления сверхпроводимости и получение максимального значения нагруженной добротности. Результаты испытаний ниобиевого резонатора при температуре жидкого гелия следующие. Резонансная частота резонатора 1.3002027 ГГц. Нагруженная добротность 1 316 700 000; КСВ = 1.0001. Относительный уровень потерь – 129.01 дБ (на центральной частоте). Данные с ВАЦ приведены на Рис. 8 и 9.

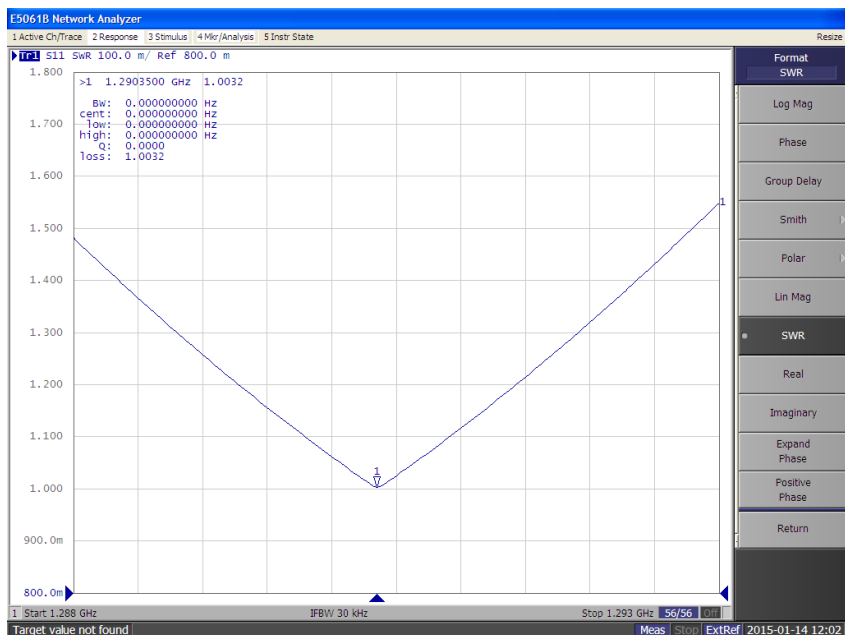


Рис. 6. Результаты измерений параметров ниобиевого резонатора при комнатной температуре (резонансная частота, KCB)

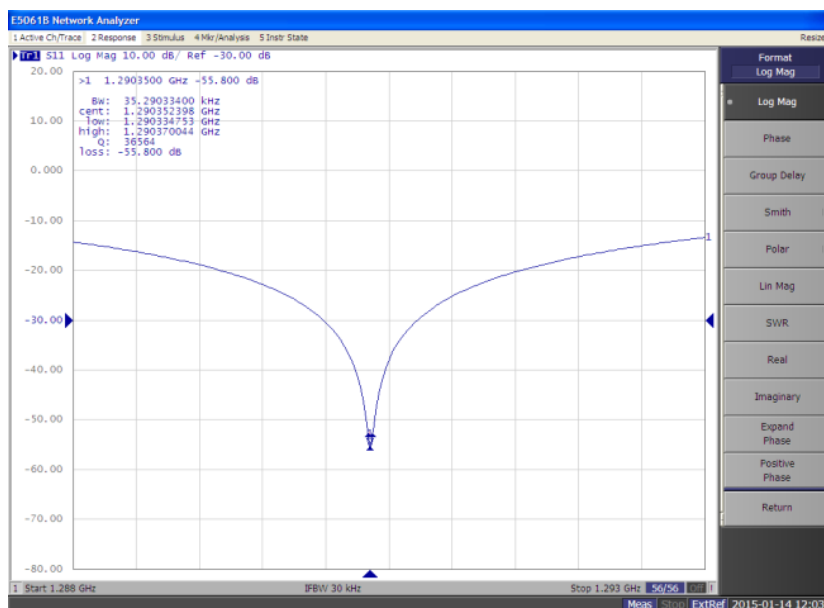


Рис. 7. Результаты измерений параметров ниобиевого резонатора при комнатной температуре (резонансная частота, добротность, относительный уровень потерь)

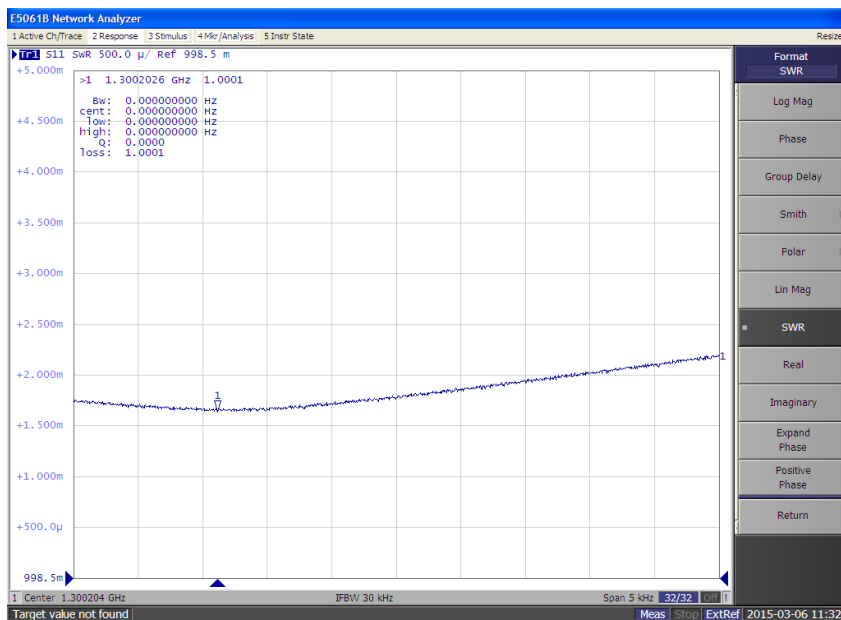


Рис.8. Результаты измерений параметров ниобиевого резонатора при температуре жидкого гелия (резонансная частота, KCB).

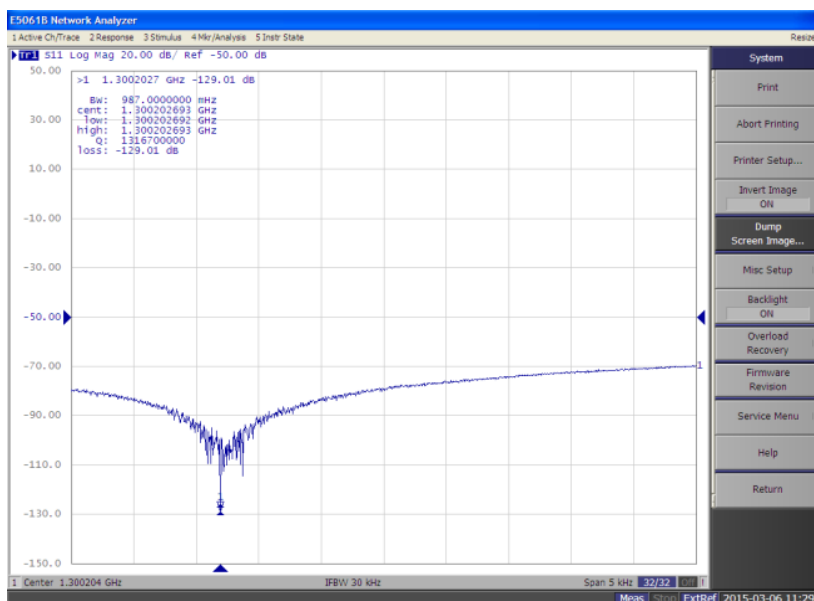


Рис.9. Результаты измерений параметров ниобиевого резонатора при температуре жидкого гелия (резонансная частота, нагруженная добротность, относительный уровень потерь)

Заключение

Разработанный АИК позволяет обнаруживать эффект сверхпроводимости и измерять высокие значения добротности и малые потери, характерные для сверхпроводящих резонаторов (в рабочем частотном диапазоне прибора Agilent E5061B).

Применение в АИК в качестве источника временной базы (амплитудно-частотных) измерений высокостабильного 10 МГц опорного генератора LPFRS-01 на парах рубидия позволило существенно снизить влияние частотных шумов аппаратуры при измерениях, о чем свидетельствуют массово зарегистрированные факты измерения ВАЦ Agilent E5061B добротности исследуемых объектов –1.3 ГГц ниобиевых резонаторов - на уровне не ниже 0.1×10^9 (с максимальным значением $\sim 1.2 \times 10^{10}$) и уровня относительных потерь ниже -130 дБ (с минимальным показателем -139.7 дБ) при температуре жидкого гелия.

Автоматизация измерений с применением циклической процедуры (измерения) для массового измерения АЧХ и измерения добротности и потерь с предельным для прибора Agilent E5161B разрешением по частоте позволила достоверно обнаружить эффект резкого возрастания добротности и снижения потерь в ниобиевых резонаторах при переходе в режим сверхпроводимости.

Литература

1. *Wands B., Wong M.* Pressure Vessel Engineering Note For the 1.3-GHz Helium Vessel, Dressed Cavity AES-008. FERMILAB Technical Division, 17 November 2011
2. *Orr R.S.* Measurements of High Gradient Superconducting RF Cavities. Department of Physics, University of Toronto, Canada. August 2006 (Review)
3. *Fong K., Laverty M., Zheng Q.W., Chojnacki E., Wang S. P.* // Proc. 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA. P.660–662
4. *Marhauser F.* // Proc. IPAC2011. San Sebastian, Spain. P.346–348
5. *Khanna A. S., Garault Y.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1983. V. MTT 31. P. 261
6. *Wheless W. P., Kajfez D.* // IEEE MTT-S Symposium Digest. 1986. P. 681
7. *Sanchez M. C., Martin E., Zamarro J.* // IEEE Proc. H. 1989. V. 136. P.145
8. *Hearn C. P., Bartley P. G., Bradshaw E. S.* // Microwave Journal. 1993. V. 36. P. 108
9. *Azaryan N., Boudagov J., Demin D., Shirkov G., Baturitsky M., Shumeiko N., Karpovich V., Krivosheev R., Liubetsky N., Maximov S., Rodionova V.* // IEEE Xplore. 2013//<http://ieeexplore.ieee.org>
10. *Azaryan N., Boudagov J., Demin D., Shirkov G., Baturitsky M., Shumeiko N., Karpovich V., Krivosheev R., Liubetsky N., Maximov S., Rodionova V.* Super-conducting single-cell RF – cavity for ILC Accelerator. MSMW'13. Kharkov, 2013. P.664
11. *Nebendahl B., Peligrad D.-N., Pożek M.* // Review of Scientific Instruments. 2011. V. 72. Vessel No. IND-148 Rev. No. -1
12. *Giergusiewicz W., Jalmuzna W., Pozniak K., Ignashin N., Grecki M., Makowski D., Jezynski T., Perkuszewski K., Czuba K., Simrock S., Romaniuk R.* Low latency control board for LLRF system: SIMCON 3.1.2005. P.86
13. *Azaryan N. S., Baturitsky M. A., Boudagov Ju. A., Demin D. L., Demyanov S. E., Glagolev V. V., Kaniukov E. Yu., Karpovich V. A., Kephart R. D., Liubetsky N. V., Maximov S. I., Nagaitsev S., Ristori L., Rodionova V. N., Shirkov G. D., Shumeiko N. M.* // XVII научная

конференция ОМУС-2013 к 100-летию В.П.Джелепова. 08–12 апреля 2013г., г.Дубна, 2013. С.106

14. *Азарян Н. С., Будагов Ю. А., Ширков Г. Д., Демин Д. Л., Шумейко Н. М., Батурицкий М. А., Карпович В. А., Любецкий Н. В., Родионова В. Н., Максимов С. И., Кривошеев Р. М.* Устройство связи для цилиндрического резонатора СВЧ. Патент №9583 РБ, МПК H01 P5/00, Оpubл.13.03.2013, Бюл.№ 5
15. *Collin R. E.* Foundations for Microwave Engineering. Wiley Interscience, New-York, 2001
16. *Edwards T. C., Steer M. B.* Foundations of Interconnect and Microstrip Design. John Wiley, LTD, 2000
17. *Гаевская Т. В., Карпович В. А., Родионова В. Н., Танана О. В.* // ПТЭ. №3. С.47–52
18. Superconducting radio frequency. http://en.wikipedia.org/wiki/Superconducting_RF
19. *Kajfez D.* Q-factor measurements, analog and digital. New York: McGraw-Hill, 1987. P. 218

MEASUREMENT OF UHF-PARAMETERS OF TESLA-TYPE SUPERCONDUCTING MICROWAVE RESONATOR FOR NEW GENERATION OF LINAC

**N. S. Azaryan, M. A. Baturitsky, Ju. A. Budagov, D. L. Demin, S. E. Demyanov,
V. A. Karpovich, V. V. Kniga, N. V. Liubetsky, S. I. Maximov, I. L. Pobol,
V. N. Rodionova, G.D. Shirkov, N. M. Shumeiko, S.V. Yurevich**

A method is presented for direct measurement of the amplitude-frequency characteristic and estimation of Q-factor of niobium Tesla-type microwave resonator in the state of superconductivity. The developed automated setup allows to detect state of superconductivity in the resonator and to perform measurements high values of Q-factor in it in this state. The measured values of Q-factor of the 1.3 GHz Tesla-type niobium microwave resonators manufactured in Belarus were found at the level about 0.1×10^9 (maximum value 1.2×10^{10}) at the relative loss level -130 dB (minimum value -139.7 dB) at liquid helium temperature.

СРЕДСТВА РЕГИСТРАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

О. В. Дворников^{1,2}, В. Л. Дятлов¹, В. А. Чеховский²

¹ОАО «Минский научно-исследовательский приборостроительный институт»

²Институт ядерных проблем БГУ

Введение

При создании различных оптико-электронных приборов возникает проблема регистрации видимого излучения малой интенсивности, которая обычно решается как путем совершенствования фотоприемников, преобразующих фотоны в электрический сигнал, так и аналоговых устройств, осуществляющих предварительную обработку сигналов фотоприемников (преобразование ток–напряжение, усиление, фильтрацию и др.)

На основе анализа конструкций и параметров фотоприемников установлено, что реализация высококачественных оптико-электронных систем целесообразна на основе [1]:

- кремниевых фотоэлектронных умножителей (SiФЭУ) для одно- и многоканальных устройств с однофотонным разрешением;
- охлаждаемых лавинных фотодиодов (ЛФД) и головных элементов считывающей электроники для малоканальных устройств, регистрирующих десятки фотонов.

Целью настоящей статьи является рассмотрение серии аналоговых интегральных схем (ИС) и электронных модулей, созданных в последние годы для обработки сигналов ЛФД и SiФЭУ.

1. Универсальная аналоговая микросхема для датчиков [2]

Несмотря на существование и применение в радиоэлектронной аппаратуре разнообразных датчиков физических величин, в том числе ЛФД и SiФЭУ, с точки зрения электрических параметров чувствительные элементы датчиков можно рассматривать как высокоимпедансные или низкоимпедансные источники продолжительных или кратковременных электрических сигналов.

Для обработки коротких токовых сигналов датчиков чаще всего применяются импульсные преобразователи заряда в напряжение, так называемые «зарядочувствительные» усилители (ЗЧУ). Если импульс тока датчика имеет протяженную плоскую вершину, которую необходимо зарегистрировать, то используются импульсные преобразователи тока в напряжение («трансрезистивные» усилители ТРУ). Они обладают малым входным сопротивлением и благодаря этому также применяются при работе с датчиками больших емкостей и высокой частоте поступления входных импульсов.

В идеальном случае ЗЧУ должен сформировать из входного токового сигнала в виде δ -функции выходное ступенчатое напряжение. Чаще всего эту операцию выполняет инвертирующий усилитель напряжения с большим коэффициентом

том усиления и одним доминирующим полюсом, охваченный отрицательной обратной связью (ООС) с помощью RC цепи. Отметим, что такую же схемотехническую структуру может иметь ТРУ. Различие заключается в соотношении активной и реактивной составляющих проводимости цепи ООС, а именно для ЗЧУ в полосе частот спектра входного сигнала преобладает емкостная составляющая проводимости, а для ТРУ – резистивная.

Для уменьшения уровня шумов и получения требуемой амплитуды напряжения выходной сигнал ЗЧУ и ТРУ обычно усиливают и ограничивают спектр частот с помощью полосового фильтра (ПФ) или фильтра нижних частот (ФНЧ).

Предварительная обработка сигнала низкоимпедансных датчиков (источников напряжения) также включает усиление и подавление шумов вне полосы частот сигнала датчика с помощью ПФ или ФНЧ.

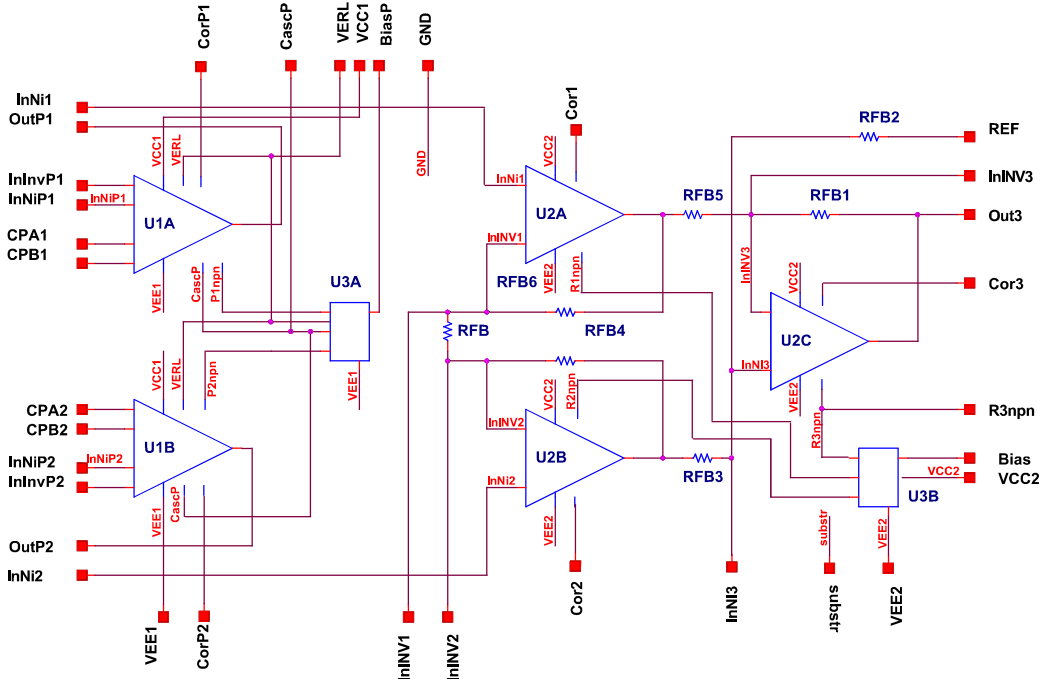


Рис. 1. Схема канала, содержащего предусилители с головными п-р-п- транзисторами

С учетом рассмотренного, в состав разработанной микросхемы включены следующие аналоговые устройства:

- инструментальный усилитель (ИУ), выполненный по классической схеме на трех операционных усилителях (U2A, U2B, U2C на Рис. 1, 2) и позволяющий с помощью внешнего резистора устанавливать коэффициент усиления постоянного напряжения в диапазоне от 2 до 200 и уменьшать полосу пропускания за счет внешнего конденсатора;
- два предусилителя на операционных усилителях (ОУ) с головными п-р-п- биполярными транзисторами (БТ) и компенсацией входного тока (U1A, U1B на Рис. 1), которая обеспечивает возможность применения резистора ООС с

номиналом до 100 МОм. Для установления близкого к нулю выходного напряжения ОУ с большим R_F рекомендуется использование выводов VERL (для подключения внешнего микромощного источника напряжения величины от 1 до 5 В) и CPA-CPB (для подключения внешнего переменного резистора, с помощью которого выполняется точная балансировка входных токов);

- два предусилителя (U4A, U4B на Рис. 2) на инвертирующих усилителях напряжения с «головными» полевыми транзисторами с p-n- переходом и каналом p-типа (p-ПТП) и токовым аттенюатором (ТА) для реализации функции так называемого «активного резистора».

На одном кристалле расположены все рассмотренные аналоговые блоки, однако в зависимости от типа чувствительного элемента датчика целесообразно осуществлять реализацию (сборку в корпус) одного из двух вариантов канала обработки сигнала

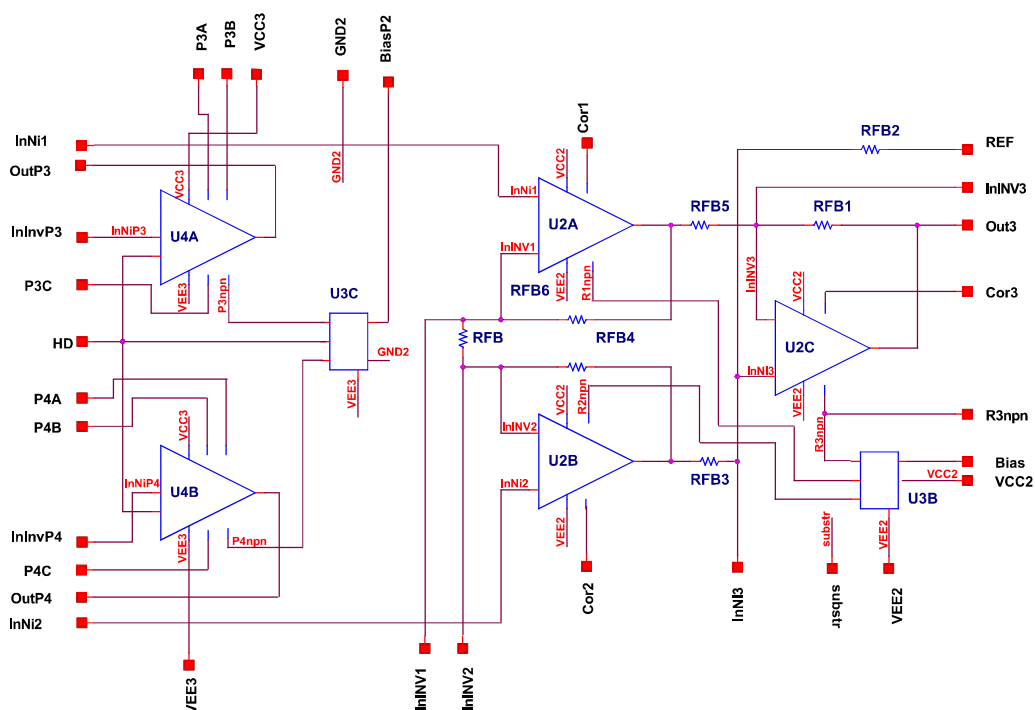


Рис. 2. Схема канала, содержащего предусилители с головными p-ПТП

Функции ЗЧУ и ТРУ могут выполнять предусилители обоих каналов. Даже при несимметричном съеме сигнала с чувствительных элементов рекомендуется использование обоих предусилителей в канале, включенных одинаково как ЗЧУ или ТРУ, с последующим усилением и фильтрацией сигнала с помощью ИУ. Такая псевдодифференциальная структура позволяет уменьшить температурный дрейф основных параметров сквозного канала, максимального размаха выходного сигнала, коэффициентов преобразования входного заряда в напряжение K_{QV} или входного тока в напряжение K_{IV} .

При экспериментальных исследованиях универсальной аналоговой микросхемы было установлено, что:

- плавная регулировка величины входного тока усилителя U1 делает возможным значительное увеличение коэффициента преобразования ТРУ за счет увеличения сопротивления резистора ООС R_F . Более того, возможно обеспечение стабильного рабочего режима ТРУ даже при отсутствии R_F ;
- применение токового аттенюатора позволило увеличить эквивалентное сопротивление резистора обратной связи в $90 \div 1800$ раз. Наилучшие результаты (рост в 1800 раз) были достигнуты при малой величине внешнего резистора $R_F \approx 2$ кОм;
- при реализации ТРУ на усилителе U1 необходимо учитывать уменьшение полосы пропускания при увеличении сопротивления R_F .

Основные характеристики аналоговых устройств, реализованных на разработанной микросхеме, приведены в Таблице 1. Более подробно параметры ИС рассмотрены в [2].

Таблица 1. Основные параметры аналоговых устройств, выполненных на универсальной микросхеме

Наименование параметра	Величина
ОУ U1	
Диапазон регулировки входного тока, нА	$\pm 40,0$
Изменение входного тока при изменении напряжения на выводе VERL, пА/мВ	от 15 до 30
Размах выходного напряжения, В	$\pm 4,0$
Ток потребления, мА	2,1
Инвертирующий усилитель на U1	
Скорость нарастания выходного напряжения при $R_F = 100$ кОм, В/мкс	20,0
Полоса пропускания в режиме малого сигнала при $R_F = 100$ кОм, МГц	5,1
Скорость нарастания выходного напряжения при $R_F = 10$ МОм, В/мкс	0,2
Полоса пропускания в режиме малого сигнала при $R_F = 10$ МОм, кГц	50,0
Усилитель U4	
Размах выходного напряжения, В	$\pm 3,7$
Ток потребления, мА	2,7
ЗЧУ на U4 при $R_F = 10$ МОм	
Длительность переднего фронта при $C_D = 0$, нс $Q_{IN} = \pm 0,1$ пКл $Q_{IN} = \pm 1,0$ пКл	120,0/130,0
	80,0/160,0
Длительность переднего фронта при $C_D = 100$ пФ, нс $Q_{IN} = \pm 0,1$ пКл $Q_{IN} = \pm 1,0$ пКл	770,0/740,0
	710,0/810,0
ЗЧУ на U4 с ТА	
Длительность переднего фронта при $C_D = 0$, $R_F = 100$ кОм, нс $Q_{IN} = -0,1$ пКл $Q_{IN} = -1,0$ пКл	160,0
	190,0
Длительность переднего фронта при $C_D = 100$ пФ, $R_F = 100$ кОм, нс $Q_{IN} = -0,1$ пКл $Q_{IN} = -1,0$ пКл	920,0
	910,0

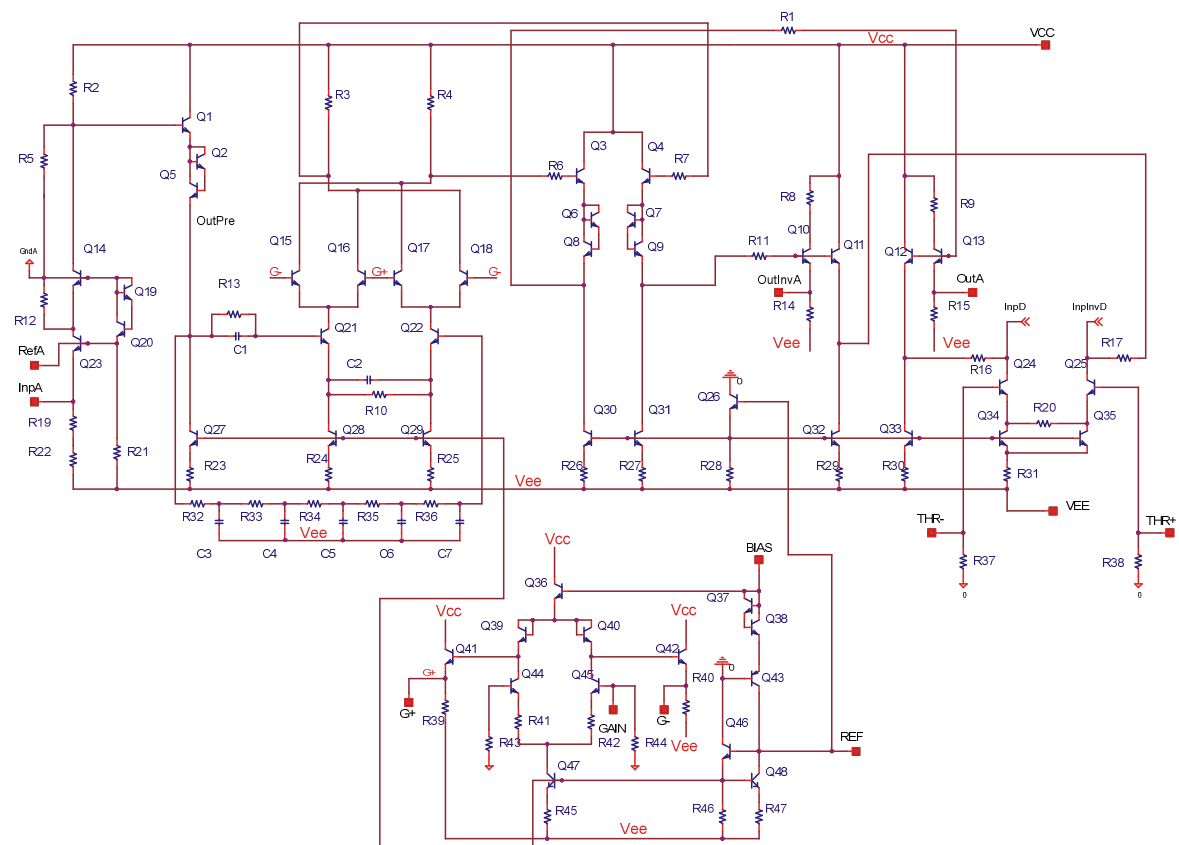


Рис. 3. Схема электрическая принципиальная Ampl-1.18

2. Двухканальная аналоговая микросхема для SiФЭУ [3]

Известно, что SiФЭУ представляют собой емкостные источники токовых импульсов с амплитудой обычно превышающей десятки микроампер, длительностью переднего фронта около наносекунды, а заднего фронта в диапазоне от десятков до сотни наносекунд [1]. С учетом особенностей выходного сигнала кремниевых SiФЭУ, а также общих задач по обработке токовых импульсов емкостных источников, были выработаны требования к структуре создаваемой микросхемы, которая должна:

- содержать ТРУ, компаратор напряжения и устройство, задающее порог переключения;
- обеспечивать плавную электронную регулировку K_{IV} и величины порога переключения компаратора для согласования уровней выходного напряжения ТРУ и внешнего аналого-цифрового преобразователя и/или оптимизации рабочей точки компаратора;
- допускать непосредственное соединение ТРУ и компаратора без внешних разделительных конденсаторов при существующем технологическом разбросе параметров интегральных элементов.

Разработанная для элементов базового матричного кристалла «АБМК-1.3» схема ТРУ и блока задания порога переключения показана на Рис. 3 и названа Ampl-1.18. Схема Рис. 3 выполнена в системе проектирования ORCAD, в соответствии с правилами которой одноименные узлы (например, V_{EE}) соединены между собой. Полный канал включает Ampl-1.18 и компаратор Comp-1.5 [4].

Для того чтобы адекватно оценить работу ИС в оптико-электронных системах, было принято решение при измерениях Ampl-1.18 подавать на вход токовый сигнал, максимально близкий к выходному сигналу SiФЭУ, и регистрировать следующие параметры:

- коэффициент K_{IV} , как отношение максимальной абсолютной величины выходного напряжения к максимальной абсолютной величине входного тока;
- длительность фронта нарастания/спада выходного напряжения;
- диапазоны допустимых регулировок параметров;
- среднеквадратическое значение шумового тока, приведенного к входу, при различной емкости источника сигнала.

В таблице 2 приведены основные результаты измерений Ampl-1.18.

Таблица 2. Результаты измерений параметров Ampl-1.18

Наименование параметра	Величина
Ток потребления в режиме холостого хода, мА	<10
Входное сопротивление, Ом	<50
Максимальное значение K_{IV} между выходами OutA и OutInvA, мВ/мкА	<5,5
Допустимое сопротивление нагрузки по выходам OutA/OutInvA, кОм	2
Допустимая емкость нагрузки по выходам OutA/OutInvA, пФ	10

Выполненные измерения показали, что:

- усилитель Ampl-1.18 сохраняет свою работоспособность в диапазоне напряжения питания от ± 3 до ± 5 В;
- разброс напряжения между выводами InpD и InpInvD, т.е. порогового напряжения компаратора, не превышает $\pm 2,5$ мВ для 67 % образцов;
- разброс синфазного напряжения на выходах OutA и OutInvA не превышает ± 25 мВ для 90 % образцов;
- разброс напряжения между выходами OutA и OutInvA не превышает ± 10 мВ для 75 % образцов;
- диапазон регулировки коэффициента преобразования ток- напряжение соответствует динамическому диапазону входных/выходных сигналов более 72 дБ;
- диапазон регулировки порогового напряжения компаратора не менее ± 500 мВ.

3. Микросхема функционально-полного канала обработки сигналов ЛФД [5]

Для обработки непрерывных сигналов ЛФД на «АБМК-1.3» [4, 6] создан усилитель фотосигналов (УФС), структура которого и типовая схема включения приведены на Рис. 4. ИС содержит четыре ОУ и резисторы ООС. Внешние конденсаторы C_1 , C_2 , C_3 , C_6 применяются для ограничения полосы пропускания ОУ, а C_3 , C_4 - элементы ООС усилителей U_2 и U_4 . Таким образом, усилитель U_1 является преобразователем тока, поступающего в узел INP, в напряжение на выводе Out1, U_2 ФНЧ с выходом Out0, U_3 , U_4 ПФ с выходом Out.

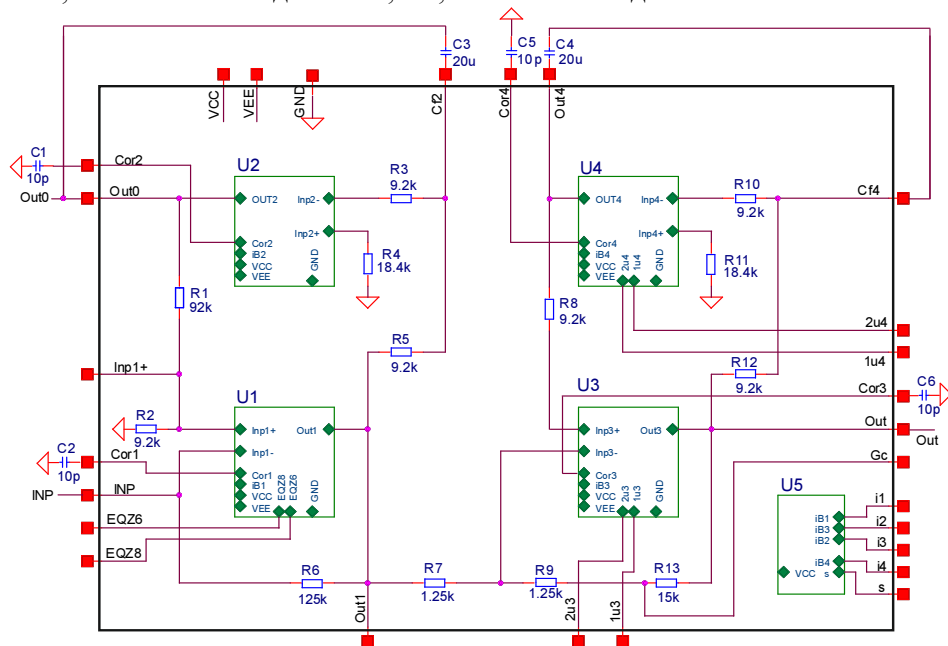


Рис. 4. Структура микросхемы УФС и типовая схема ее включения

В УФС предусмотрены дополнительные выводы, которые позволяют за счет включения внешних резисторов изменить основные характеристики, а именно:

- резистор между выводами INP и Out1 уменьшает коэффициент преобразования и расширяет полосу пропускания преобразователя ток-напряжение;
- резистор между выводом EQZ6 (EQZ8) и шиной положительного напряжения питания VCC изменяет величину и направление тока по входу Inp1+, Inp1-;
- резистор между выводами Gs и Out уменьшает коэффициент преобразования ПФ;
- резистор между выводами Inp1+ и Out0 или шиной нулевого потенциала изменяет коэффициент преобразования ФНЧ;
- резистор между выводом S и VCC увеличивает ток потребления и быстродействие всех ОУ. При соединении вывода S с шиной нулевого потенциала ток потребления каждого ОУ возможно установить отдельно резисторами между VCC и I1, I2, I3, I4.

Кроме того, величина внешних конденсаторов C_3 , C_4 определяет полосу пропускания ФНЧ и ПФ в области нижних частот.

Основные результаты измерений УФС показаны на Рис. 5–7.

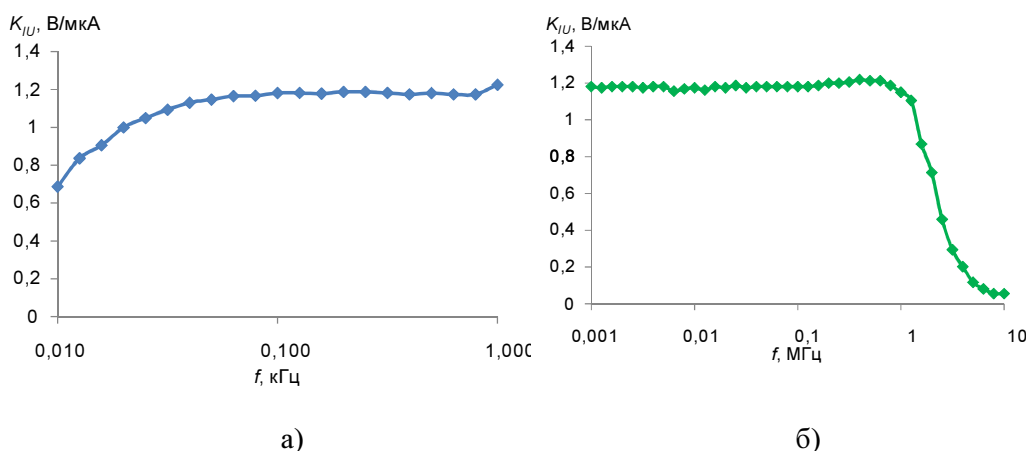


Рис. 5. Зависимость коэффициента передачи по выходу Out от частоты при включенной компенсации входного тока: а в области нижних частот, б в области верхних частот

В результате проведенных экспериментальных исследований определены основные параметры УФС:

- напряжение питания от $\pm 4,5$ до ± 6 В;
- ток потребления в режиме холостого хода < 30 мА;
- максимальная величина коэффициента преобразования по выходу Out составляет $K_{IU} = 1,5$ В/мкА при полосе пропускания $\Delta f_{-3\text{дБ}} = 15$ Гц-1,2 МГц;
- диапазон регулировки усиления по выходам Out0, Out с помощью изменения сопротивления внешнего резистора не менее 20 дБ;
- коэффициент преобразования по выходу Out1 составляет около 0,1 В/мкА

при $\Delta f_{-3\text{дБ}} = 0\text{--}1,6$ МГц и может быть увеличен до 0,2 В/мкА при снижении полосы пропускания до $\Delta f_{-3\text{дБ}} = 0\text{--}0,8$ МГц;

- среднеквадратическое значение шумов на выходе Out не превышает 10 мВ при $\Delta f_{-3\text{дБ}} = 15$ Гц–1,2 МГц;
- сопротивление нагрузки 2 кОм;
- емкость нагрузки < 10 пФ.

Выбранная структура микросхемы, достигнутый уровень параметров, возможность изменения полосы пропускания и коэффициента передачи преобразователя ток–напряжение, ПФ, ФНЧ, компенсации входного тока позволяют применять созданную микросхему для обработки как непрерывных, так и импульсных сигналов фотодиодов с разной емкостью, темновым и рабочим током, а также разнообразных емкостных источников токовых сигналов.

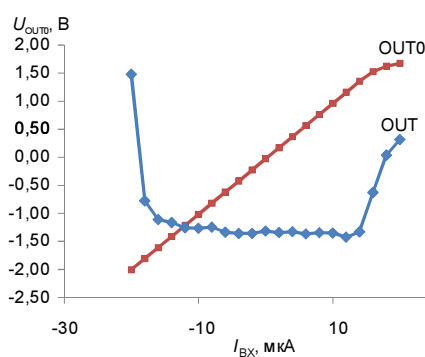


Рис. 6. Зависимость напряжения на выходах Out0, Out от величины постоянного входного тока

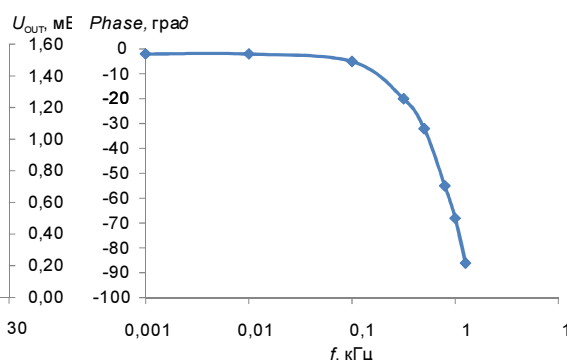


Рис. 7. Зависимость фазы коэффициента передачи по выходу Out от частоты при включенной компенсации входного тока

4. Электронный модуль с интегральными малошумящими р-ПТП для обработки ЛФД [7]

Главной задачей решаемой при создании электронного модуля обработки сигналов ЛФД была минимизация уровня шумов путем оптимального соединения аналоговых блоков, показанных на Рис.2, и выбора параметров элементов ООС при минимальном использовании дополнительных активных компонентов.

Упрощенная схема разработанного модуля «CRP-MDL-1» приведена на Рис.8, а на Рис.9 – фотография макетного образца. Только активный элемент U5 является сдвоенным ОУ типа AD8056, остальные активные элементы принадлежат аналоговой ИС, рассмотренной в разделе 1.

Канал предварительной обработки сигнала ЛФД представляет собой последовательное соединение ЗЧУ и активного ПФ со структурой $CR\text{--}RC^3$ и ступенчатой регулировкой K_{QV} . ЗЧУ реализован на инвертирующем усилителе U4B, охваченным ООС через RC -цепь с сопротивлением 10 МОм и емкостью 1,91 пФ. ПФ образует инвертирующий усилитель U4A, ИУ со ступенчатой регулировкой уси-

ления U2, входящие в состав специализированной ИС, с соответствующими RC-цепями.

Установка коэффициента преобразования тракта K_{QV} производится путем выбора требуемой комбинации подключения резисторов RA18-RA21 к выводам «G1» и «G2» ИУ с помощью коммутатора SWA1.

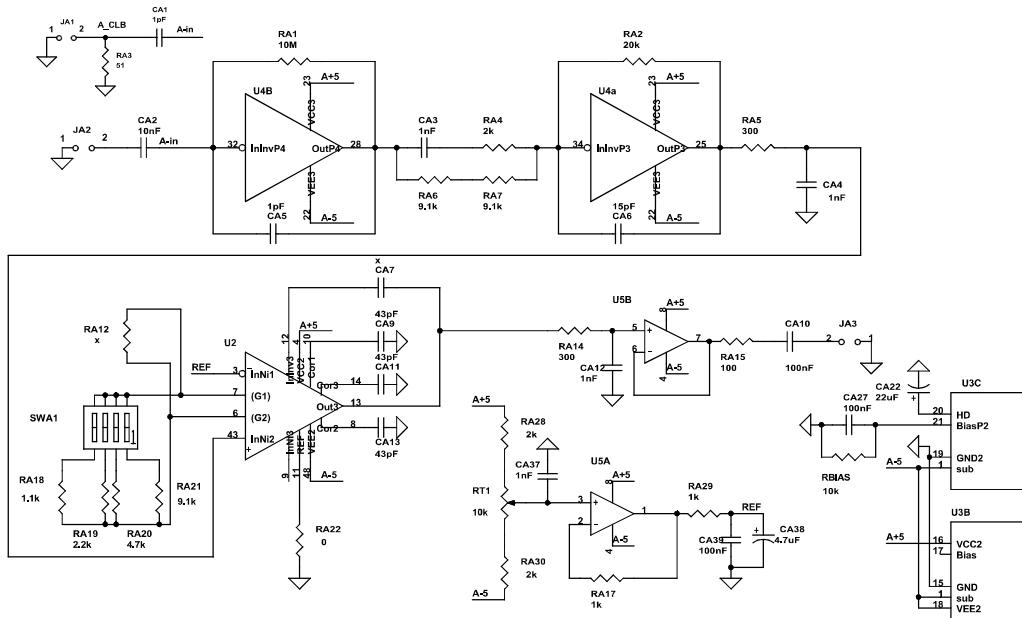


Рис. 8. Упрощенная электрическая схема электронного модуля

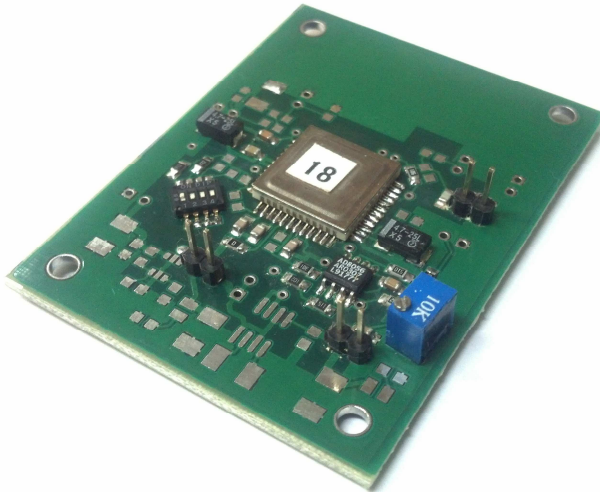
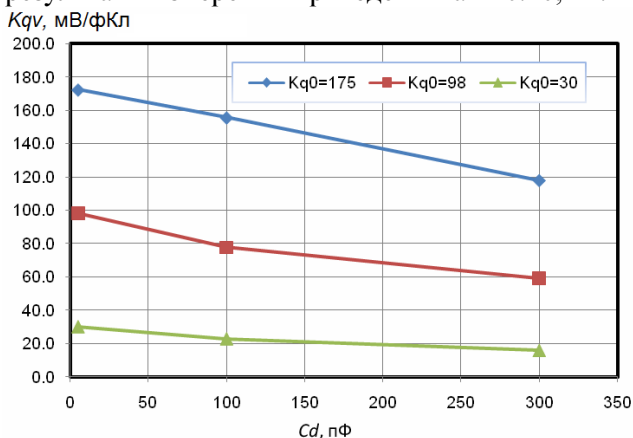


Рис. 9. Фотография печатной платы электронного модуля

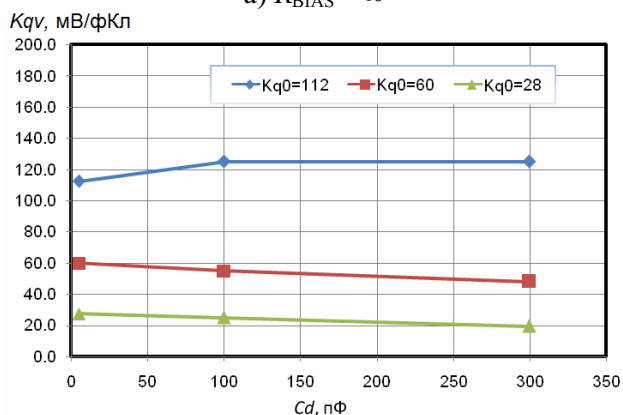
Выходной усилитель U5B и источник U5A опорного напряжения, поступающего на вывод REF, выполнены на двухканальном ОУ AD8056. Съем сигнала

ла с ЛФД осуществляется через разделительный конденсатор (10–100 нФ). В модуль встроена цепь калибровки/тестирования.

Основные результаты измерений приведены на Рис.10, 11.



а) $R_{BIAS} = \infty$



б) $R_{BIAS} = 10 \text{ кОм}$

Рис. 10. Зависимость K_{QV} от емкости источника сигнала C_D

Анализ результатов измерений позволяет утверждать, что разработанный модуль обладает сочетанием параметров, обеспечивающим эффективную обработку сигналов ЛФД с различной внутренней емкостью, а увеличение тока стока головных р-ПТП усилителей за счет включения внешнего резистора R_{BIAS} существенно уменьшает влияние входной емкости на коэффициент преобразования, время пика, эквивалентный шумовой заряд.

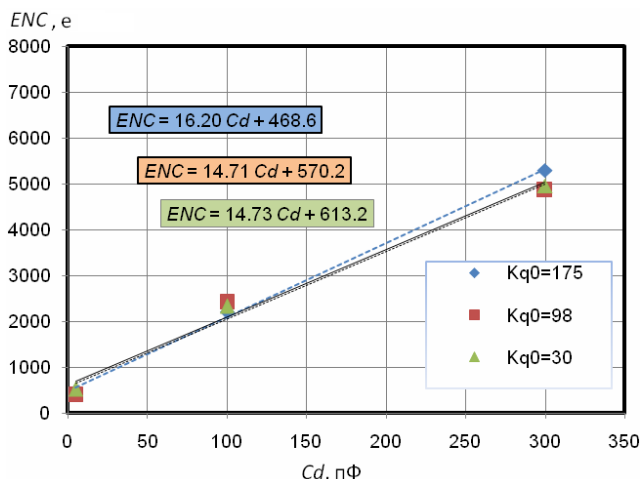
5. Электронный модуль для обработки сигналов ЛФД [8]

В настоящем разделе рассматриваются особенности малошумящего электронного модуля «CRP-MDL-2», созданного на основе двух специализированных микросхем, изготовленных на «АБМК-1.3»: универсальной аналоговой ИС для датчиков [2] и многоканальной ИС микромощных малошумящих ЗЧУ [9].

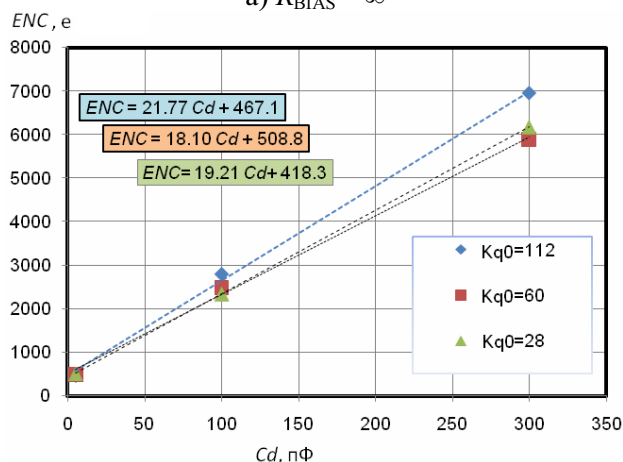
В модуле «CRP-MDL-1» для обработки сигналов применялся ЗЧУ и поло-

совой фильтр, образованные, в основном, путем соединения выводов универсальной аналоговой ИС для датчиков с внешними RC -элементами.

В модернизированном устройстве, названном «CRP-MDL-2», для уменьшения уровня шумов использованы три параллельно соединенных ЗЧУ на инвертирующих усилителях напряжения с головным р-ПТП (Рис. 12).



а) $R_{BIAS} = \infty$



б) $R_{BIAS} = 10 \text{ кОм}$

Рис. 11. Эквивалентный шумовой заряд ENC в зависимости от емкости источника сигнала C_D для разных значений K_{Q0}

Упрощенная схема разработанного модуля «CRP-MDL-2» приведена на Рис.13, а на Рис.14 – фотография макетного образца. Компоненты $U2A$, $U2B$ принадлежат сдвоенному ОУ типа AD8056; $U1$ встроенный микромощный малошумящий ЗЧУ; $U3$ компоненты универсальной аналоговой ИС для датчиков.

Канал обработки сигнала ЛФД представляет собой последовательное соединение ЗЧУ и активного ПФ со структурой $CR-RC^3$ и ступенчатой регулировкой K_{QV} .

Как указывалось ранее, ЗЧУ реализован на трех параллельно включенных инвертирующих усилителях напряжения с головными р-ПТП (входы Inp1-Inp3 микросхемы U1), охваченных ООС через RC -цепь с сопротивлением 10 МОм и емкостью 2,73 пФ. ПФ образует инвертирующий усилитель U3A и ИУ U3B со ступенчатой регулировкой усиления с соответствующими RC -цепями.

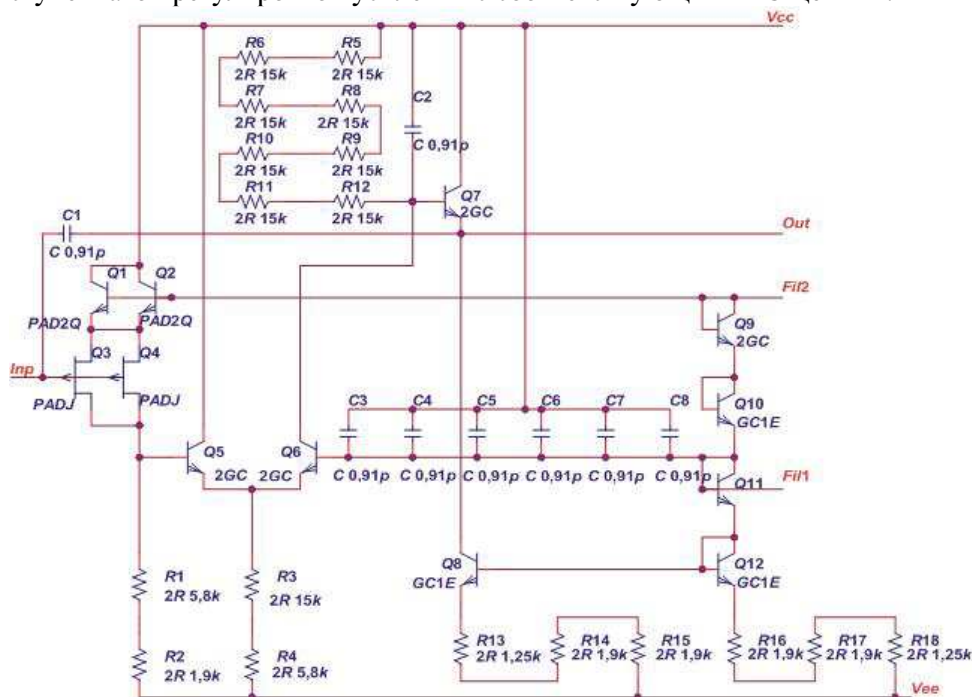


Рис. 12. Электрическая схема микрошумного малошумящего ЗЧУ

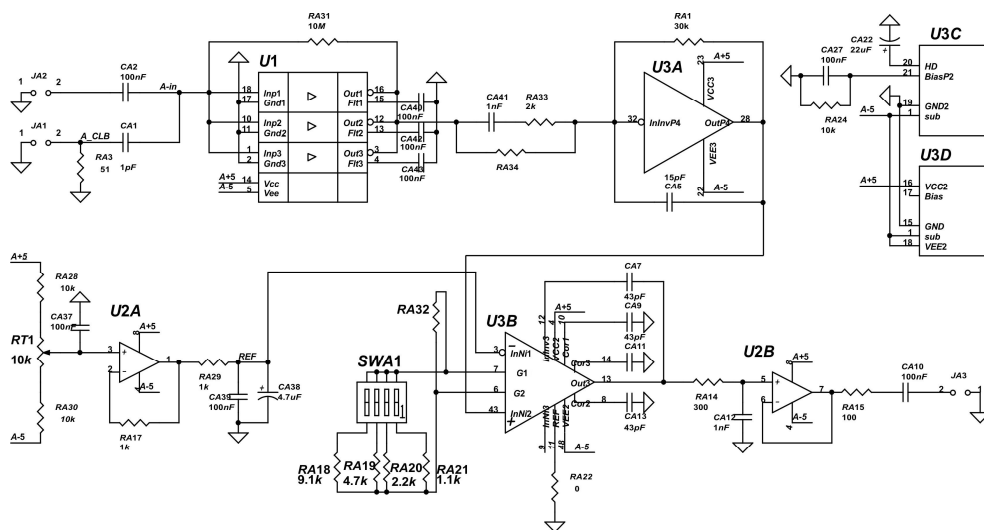


Рис. 13. Упрощенная электрическая схема электронного модуля «CRP-MDL-2»

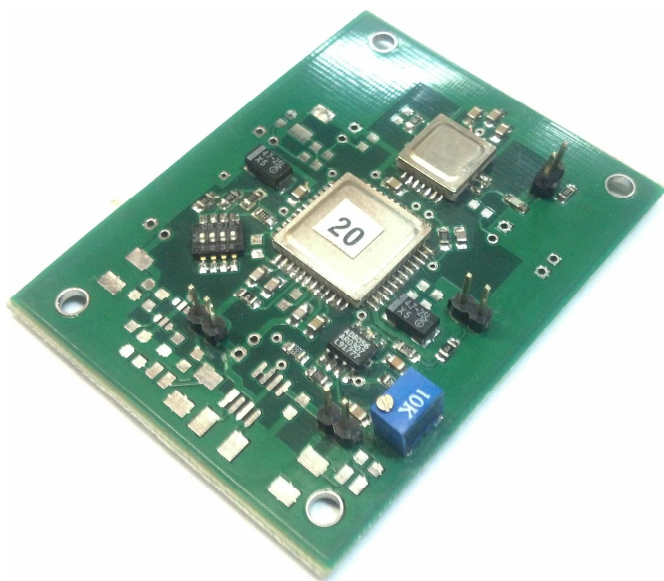


Рис. 14. Фотография печатной платы электронного модуля «CRP-MDL-2»

Установка коэффициента преобразования тракта K_{QV} производится путем выбора требуемой комбинации подключения резисторов к выводам «G1» и «G2» ИУ с помощью четырехпозиционного переключателя SWA1.

Выходной усилитель U2B и источник U2A опорного напряжения, поступающего на вывод InNi1 ИУ, выполнены на двухканальном ОУ. Съем сигнала с ЛФД осуществляется через разъем разделительный конденсатор (100 нФ). В модуль встроена цепь калибровки/тестирования. Результаты измерений параметров модуля «CRP-MDL-2» приведены в Таблице 3.

Таблица 3. Основные параметры модуля «CRP-MDL-2»

Наименование параметра	Результат измерения
Напряжение питания, В	± 5
Ток потребления в режиме холостого хода, мА	< 32
Постоянная времени предусилителя, мкс	< 40
Диапазон регулировки коэффициента преобразования K_{QV} при $C_D = 0$, мВ/фКл	15–60
Максимальный размах выходного напряжения, не менее, В	$\pm 3,3$
Минимальное устанавливаемое время пика выходного сигнала при $C_D = 0$, мкс	1,0
Эквивалентный шумовой заряд при $C_D = 0$, не более, электронов	490–560
Увеличение эквивалентного шумового заряда при увеличении C_D на 1 пФ, не более, электронов	7–11

Анализ результатов измерений позволяет утверждать, что разработанный модуль «CRP-MDL-2» обеспечивает высокую стабильность коэффициента преобразования и времени пика выходного сигнала при изменении входной емкости в диапазоне до 300 пФ, имеет ток потребления на 16 % и наклон шумовой характеристики на 87 % меньше, чем предыдущий вариант «CRP-MDL-1». В связи с указанным, предпочтительнее применение модуля «CRP-MDL-2» при работе с ЛФД, имеющими внутреннюю емкость более 15 пФ.

6. Электронный модуль с дискретными ПТП для обработки сигналов ЛФД [10]

Изучение наилучших малощумящих ЗЧУ показало, что предельно малый уровень шумов обычно достигают за счет применения дискретного малощумящего п-ПТП. В этом случае минимизация шума возможна за счет емкостного согласования п-ПТП и ЛФД (желательно, чтобы входная емкость п-ПТП была равна емкости ЛФД) и охлаждения внешнего п-ПТП. Примером таких устройств могут служить гибридные ИС фирмы Amptek (США).

Для создания устройства обработки сигналов ЛФД с предельно низким уровнем шумов был выполнен ряд работ.

1. Модернизирована универсальная аналоговая микросхема для датчиков, в которой ОУ U1A, U1B заменены на входной каскад CSP-Stage2 (Рис.15), а ОУ U2A, U2B, U2C, входящие в инструментальный усилитель, в новой ИС (Рис. 16) выполнены в виде отдельных компонентов.

2. Разработана электрическая схема электронного модуля, предусматривающая возможность подключения внешних малощумящих п-ПТП.

3. Изучены характеристики модуля при использовании п-ПТП с различной входной емкостью (Таблица 4).

Таблица 4. Типовые параметры п-ПТП, примененных в электронном модуле

Параметр	Наименование транзистора			
	IF140A	2SK152	2SK363	HT009
Напряжение отсечки, В	от -0,5 до -6,0	от -0,55 до -2,0	от -0,3 до -1,2	от -1,0 до -7,0
Максимальный ток стока, мА	от 5,0 до 15,0	от 9,5 до 42,0	от 5,0 до 30,0	до 20,0
Крутизна, мА/В	> 4,5	> 21,0	> 25,0	от 10,0 до 30,0
Входная емкость, пФ	< 3,0	< 9,0	75,0	нет данных

Структура модернизированной микросхемы показана на рисунке 16. ИС содержит два входных каскада CSP-Stage2-1, CSP-Stage2-2, работающих с внешним п-ПТП, два инвертирующих усилителя напряжения U4A, U4B с головным малощумящим р-ПТП и токовым аттенюатором, три ОУ U2A, U2B, U2C с резистором, величиной 9,2 кОм, в цепи ООС, блоки U3B, U3C, задающие рабочий режим.

При подключении к выводу IN блока CSP-Stage2 стока п-ПТП, исток которого соединен с шиной нулевого потенциала, а затвор с входом, и соединении

The diagram shows a complex op-amp circuit with the following components and connections:

- Transistors:** 12 transistors labeled Q1 through Q11. Q1 is an input stage. Q2, Q3, Q4, Q5, Q6, Q7, Q8, Q9, Q10, and Q11 are arranged in a multi-stage configuration. Q11 is a current source load for the output stage.
- Resistors:** 10 resistors labeled R1 through R9 and R5. R1, R2, R3, R4, R5, R6, R7, R8, and R9 are connected to various nodes, including the input, output, and internal feedback nodes. R5 is connected to the output node and the common mode node.
- Capacitor:** 1 capacitor labeled C1, connected between the output node and the common mode node.
- Inputs/Outputs:**
 - IN:** Input signal.
 - REF:** Reference input.
 - ADD:** Add input.
 - FB:** Feedback input.
 - OUT:** Output signal.
- Power Supplies:** VCC1 (positive supply) and VEE1 (negative supply).

238

Канал обработки сигнала ЛФД, реализованный в электронном модуле, представляет собой соединение ЗЧУ и активного ПФ типа $CR-RC^4$.

Результаты измерений электронного модуля показаны на Рис. 17–19, на которых приведены зависимости эквивалентного шумового заряда ENC от C_D при различном времени пика выходного сигнала (T_p).

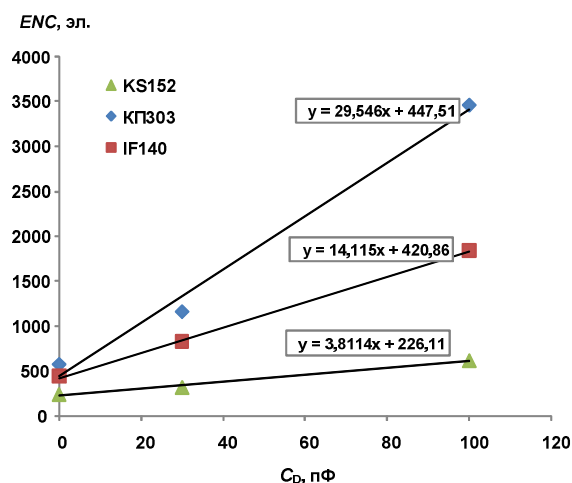


Рис. 17. Эквивалентный шумовой заряд ENC в зависимости от емкости источника сигнала C_D

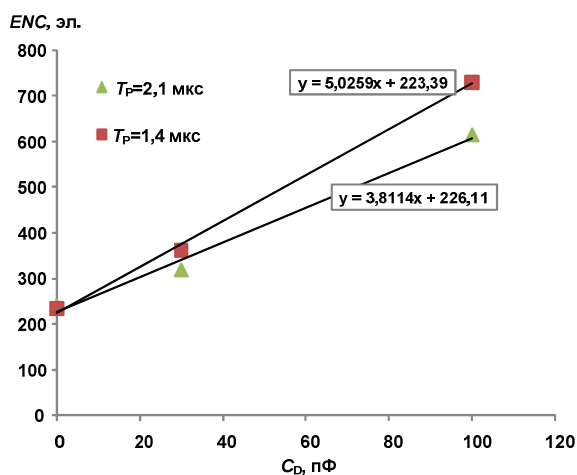


Рис. 18. Эквивалентный шумовой заряд ENC в зависимости от емкости источника сигнала C_D для KS152

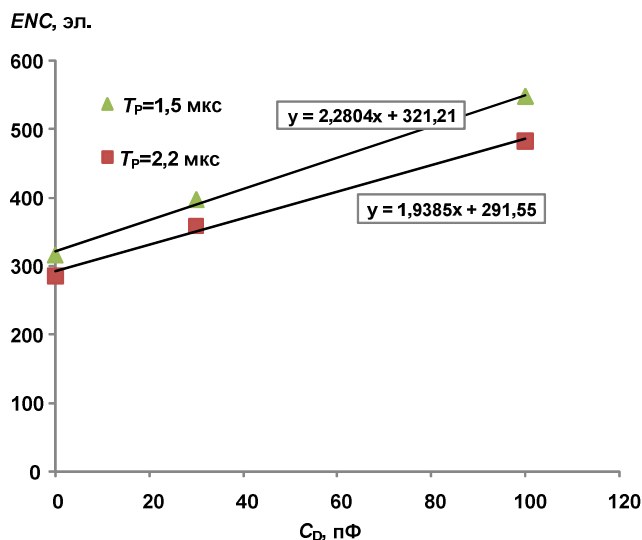


Рис. 19. Эквивалентный шумовой заряд ENC в зависимости от емкости источника сигнала C_D для KS363V

В результате измерений установлено, что шумы электронного модуля с разными головными ПТП описываются следующими соотношениями:

- для ПТП типа КП303 448 эл.+29,5 эл./пФ при $T_P = 1,5$ мкс;
- для ПТП типа IF140 421 эл.+14,1 эл./пФ при $T_P = 1,5$ мкс;
- для ПТП типа KS152 223 эл.+5,0 эл./пФ при $T_P = 1,4$ мкс;
- для ПТП типа KS152 226 эл.+3,8 эл./пФ при $T_P = 2,1$ мкс;
- для ПТП типа KS363V 321 эл.+2,3 эл./пФ при $T_P = 1,5$ мкс;
- для ПТП типа KS363V 292 эл.+1,9 эл./пФ при $T_P = 2,2$ мкс.

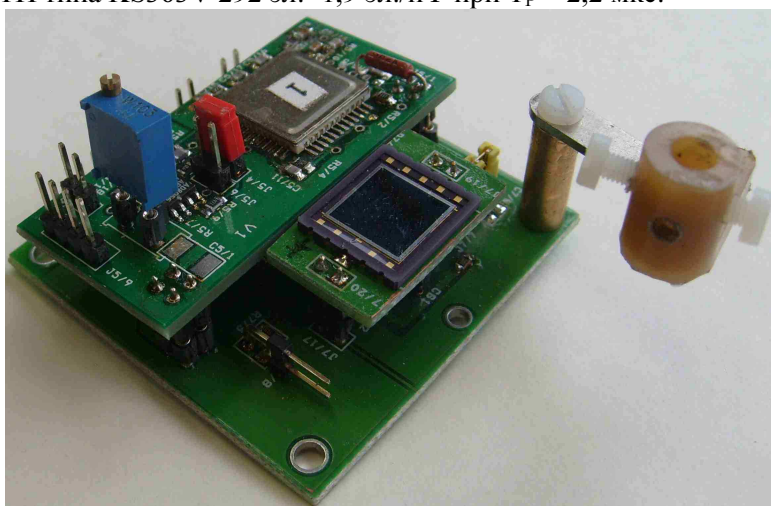
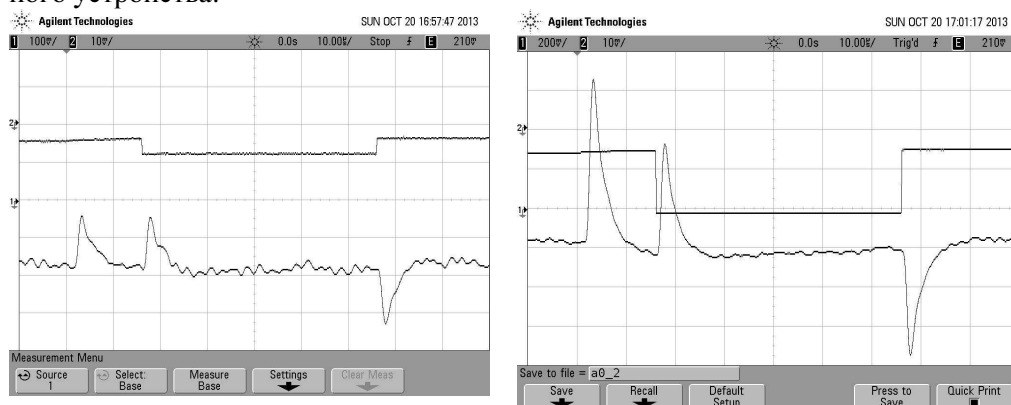


Рис. 20. Фотография опто-электронного устройства с кронштейном крепления волоконно-оптического световода

7. Оптико-электронное устройство, содержащее ЛФД [11]

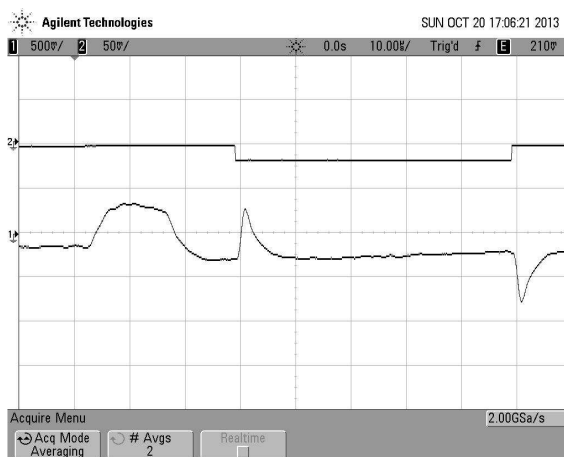
Оптико-электронное устройство (Рис. 20) было разработано в виде изменяемой и наращиваемой конструкции, так называемой «этажерки», позволяющей использовать печатные платы с разными каналами обработки сигналов датчиков, разными дискретными п-ППП, а также подключать термоэлектрический охладитель на элементах Пельтье и различные типы фотоприемников: ЛФД, и пр.

Выполненные измерения (Рис. 21) подтвердили работоспособность созданного устройства.



а) $Q_{CLB} = \pm 4$ фКл, $t_{LED} = 100$ нс

б) $Q_{CLB} = \pm 16$ фКл, $t_{LED} = 100$ нс



в) $Q_{CLB} = \pm 16$ фКл, $t_{LED} \approx 10$ мкс

Рис. 21. Выходной сигнал оптико-электронного устройства при воздействии оптического импульса (белый светодиод) с длительностью t_{LED} на фотодиод и калибровочного сигнала в виде дельта-импульса заряда Q_{CLB} . Верхний луч сигнал на тестовом входе, из которого через разделительный конденсатор формируется дельта-импульс заряда. Нижний луч выходной сигнал оптико-электронного устройства. На нижнем луче слева направо отклик на оптический импульс, отклик на отрицательный и положительный калибровочный заряд соответственно

8. Выводы

Для применения в оптико-электронных приборах с различным типом фотоприемников (ЛФД, SiФЭУ) создана серия специализированных аналоговых ИС и электронных модулей с отличающимся сочетанием потребляемая мощность, уровень шумов, быстродействие, габаритные размеры.

Кроме устройств, рассмотренных в статье, серия включает: универсальный компаратор [12] и двухканальную аналоговую ИС с программируемыми параметрами [13].

Созданные устройства вызвали определенный интерес на нескольких предприятиях РФ: «Научно-производственное предприятие «Измерительные технологии», Научное конструкторско-технологическое бюро «Пьезоприбор» ЮФУ, Объединенный институт ядерных исследований.

Литература

1. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л. // Приборы и методы измерений. 2012. № 2(5). С. 5–13
2. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л. // Современная электроника. 2011. № 3. С. 56–65
3. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л., Прокопенко Н. Н. // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 1. С. 66–71
4. Прокопенко Н. Н., Дворников О. В., Крутинский С. Г. // ФГБОУ ВПО «Южно-Рос. гос. ун-т. экономики и сервиса». ФГБОУ ВПО «ЮРГУЭС», 2011. 208 с.
5. Dvornikov O.V., Chekhovskii V. A., Dyatlov V. L., Prokopenko N. N. // Russian Microelectronics. 2015. Vol. 44, No. 3. P. 197–203
6. M.A. Baturitsky, O.V. Dvornikov, V.A. Tchekhovskiy // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2003. Vol. A498. P. 443–452
7. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л., Прокопенко Н. Н., Манжула В. Г. // Инженерный вестник Дона, 2012, № 4 (часть 2): <http://www.ivdon.ru/magazine/archive/p4p2y2012/1338>
8. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л., Прокопенко Н. Н. // Приборы и методы измерений. 2013. № 2 (7). С. 42–46
9. Дворников О. В., Чеховский В. А. // Chip News. 1999. No 5. С. 17–20
10. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л., Прокопенко Н. Н. // Современная электроника. 2014. № 8. С. 82–87
11. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л. // Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии ИСМАРТ 2014: тезисы четвертой междунар. конф., 12–16 окт. 2014 г., Минск, Беларусь. Минск: Изд. центр БГУ, 2014. С. 65–66
12. Dvornikov O.V., Chekhovskii V. A., Dyatlov V. L., Prokopenko N. N. // Instruments and Experimental Techniques. 2015. Vol. 58, No. 3. P. 483–487
13. Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л., Прокопенко Н. Н. // Современная электроника. 2015. № 7. С. 34–37

ANALOG IC DESIGN FOR LIGHT SENSOR APPLICATIONS

O. V. Dvornikov, V. L. Diatlov, V. A. Tchekhovski

Special-purpose analog integrated circuits and readout design based on structured chips for sensor equipment with ADPs and SiPMs are considered. Some schematic decisions and examples of application, as well as results of critical parameters measurements are presented.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ РЕСУРСЫ ЦЕНТРА ФЧВЭ НИИ ЯП БГУ

Д. В. Ермак, В. Л. Ермольчик, В. А. Мосолов, Н. М. Шумейко

Сотрудники ЦФЧВЭ НИИ ЯП БГУ участвуют в расчётах наблюдаемых величин для нужд международных экспериментов, в том числе на Большом Адроне Коллайдере (БАК), и принимают непосредственное участие в обработке получаемых экспериментальных данных. Эта работа сопряжена с потребностью в мощных вычислительных ресурсах. Для обеспечения экспериментов на БАК разработана эффективная система организации вычислений и хранения большого объёма данных, которая может применяться в других экспериментах. Используются распределённые вычислительные центры со строгой иерархической системой, контролируемые как организациями национальных грид-инициатив, так и группами, отвечающими за конкретные эксперименты. Центры объединены между собой посредством грид-технологий и используют наиболее совершенные и утончённые методы обработки и анализа данных, разработанные для науки. Сырые данные поступают в два центра «уровня 0» в Женеве и Будапеште, откуда после предварительной реконструкции событий передаются на хранение в 13 центров «уровня 1» (Рис. 1).

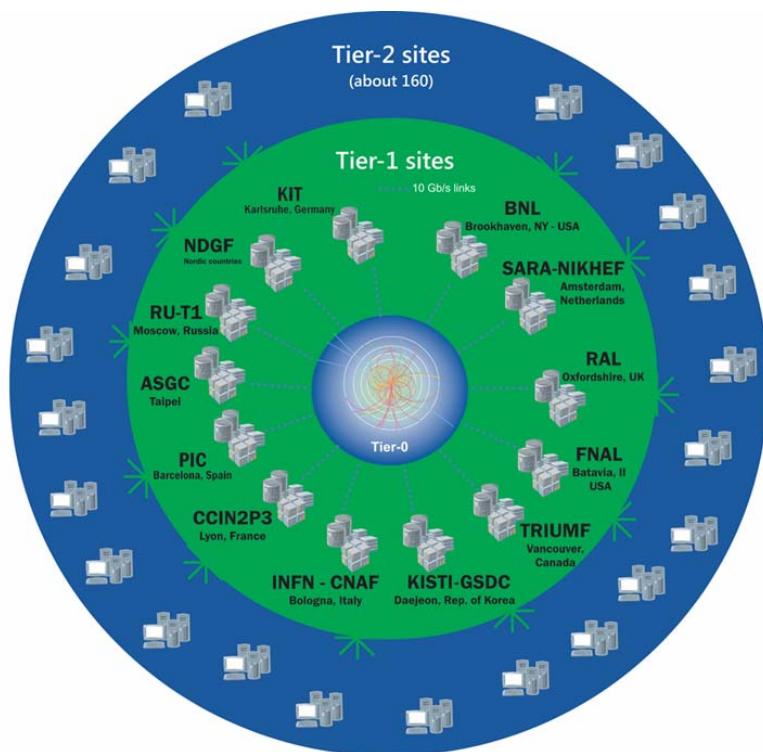


Рис.1. Устройство вычислительных ресурсов БАК.
<http://wlcg-public.web.cern.ch/tier-centres>

Непосредственный анализ данных проводится в центрах «уровня 2». Обычно они принадлежат крупным университетам, способным предоставить необходимые вычислительные мощности и объем для хранения данных. Центры «уровня 3» обеспечивают потребности крупных лабораторий и упрощают работу с грид-ресурсами.

В связи с отсутствием в Беларуси вычислительных центров, сертифицированных для работы в экспериментах на БАК, и необходимостью налаживать реальную работу и расширять участие в обработке данных в бывшем НЦ ФЧВЭ БГУ был создан собственный вычислительный центр «уровня 3» (в рамках совместного проекта с ОИЯИ). Вычислительный кластер ЦФЧВЭ НИИ ЯП БГУ зарегистрирован как ВУ-NCPNER [1] в организации Европейской Грид-инициативы и успешно сертифицирован как CMS-сайт «уровня 3» Т3_VU_NCPNER [2], имеющий право работать с данными, доступными для членов коллаборации CMS.

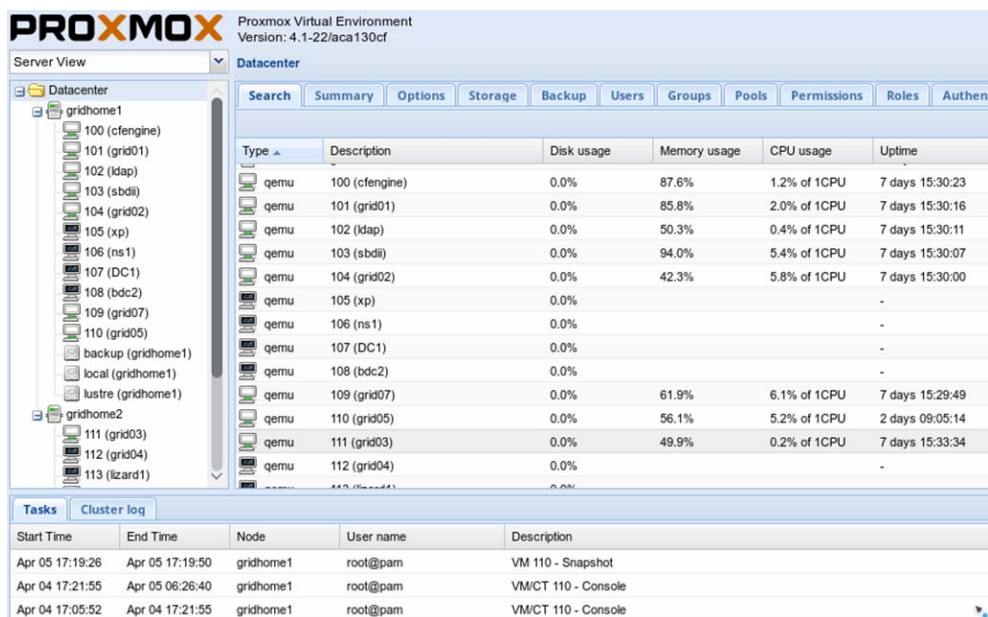


Рис. 2. Веб-интерфейс платформы Proxmox

Структура кластера ВУ-NCPNER

Изначально вычислительный центр строился на базе пользовательских 6-ядерных компьютеров. На данный момент для повышения надёжности осуществляется переход на стоечные сервера Supermicro. Грид-сайт модернизируется для повышения надёжности, управляемости и масштабируемости при непереносимом условии сокращения затрат на администрирование, а также трудозатрат и времени восстановления при сбоях. Главным средством была выбрана максимальная виртуализация сервисов и использование облачных платформ. Все сервисы изолированы в виртуальных

машинах, которые в случае перезагрузки реальной машины, сбоя или поломки в минимальные сроки могут быть перезапущены на любой другой исправной и наименее загруженной реальной машине. Появилась возможность более рационально использовать компьютерные ресурсы и обеспечивать режим повышенной доступности для наиболее критических сервисов грида.

По результатам анализа возможностей существующих IaaS платформ *Proxmox*, *OpenNebula*, *CloudStack*, *OpenStack* и тестирования различных вариантов конфигураций сайта на их основе по критериям доступности, простоты автоматизации управления виртуальными серверами с использованием веб-интерфейса и скриптов на основе предоставляемого API выбрана конфигурация с использованием платформы *Proxmox* (Рис. 2). На случай возникновения необходимости предоставления пользователям облачного интерфейса настроен также тестовый стенд с *OpenNebula*.

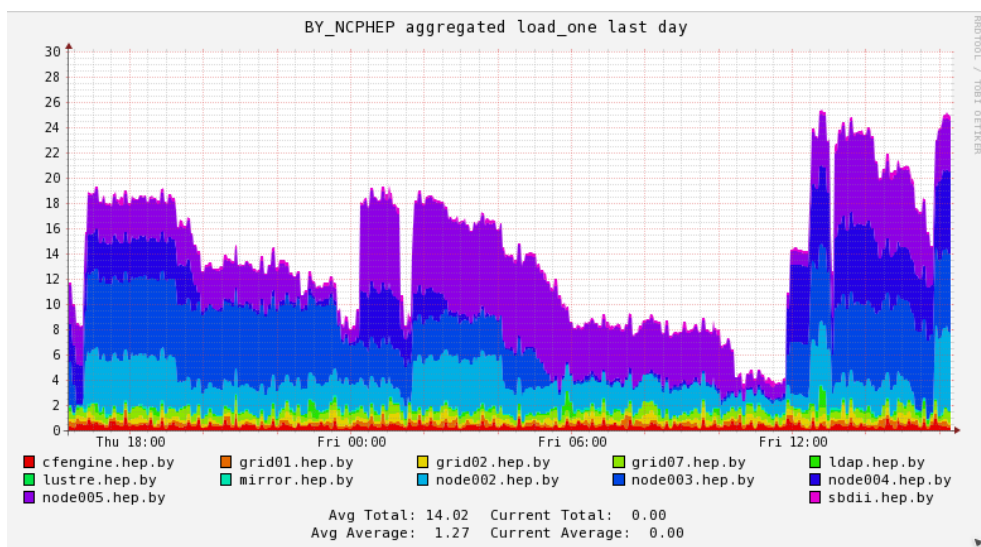


Рис 3. Загрузка вычислительного кластера BY-NCPHEP

В качестве системы хранения данных используется распределенная файловая система массового параллелизма Lustre, развёрнутая поверх RAID 60 массива на двух дисковых серверах. Файловая система Lustre хорошо зарекомендовала себя при использовании как в малых, так и в крупных компьютерных центрах. Она обеспечивает высокую производительность и при этом включает надёжный механизм отказоустойчивости и восстановления. Ядро Linux платформы Proxmox поставляется с клиентским модулем Lustre, что позволяет использовать её для горячей миграции виртуальных машин. Грид-сервисы же запускаются в стандартизированном окружении Scientific Linux, для которого, начиная с выпуска 2.8, Lustre легко может быть установлена в виде dkms (служба динамической поддержки модулей ядра Linux) модуля.

В качестве промежуточного программного обеспечения используется набор программ, предоставленных European Middleware Initiative. Эта прослойка обеспечивает пользователям доступ к распределённым вычислительным ресурсам и данным, даёт проводить сложные, времязатратные расчёты.

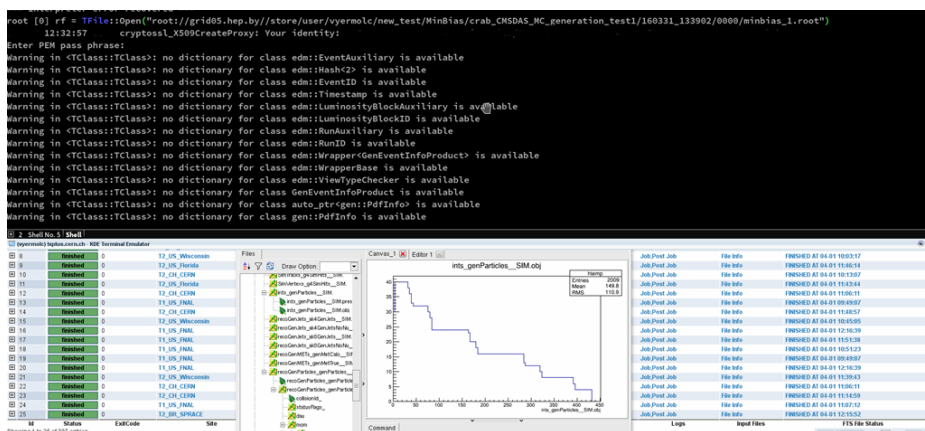


Рис. 4. Использование BY-NCPHER для хранения данных при расчёте на объединённых ресурсах БАК

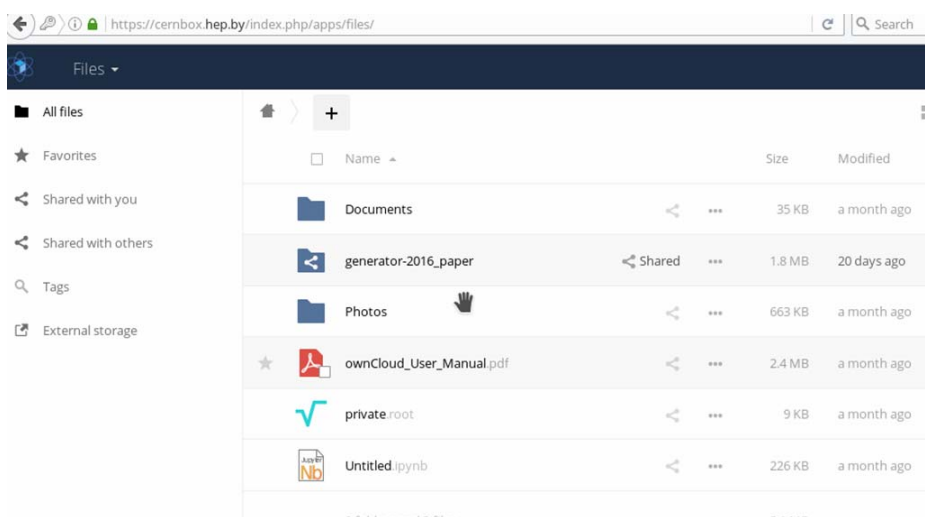


Рис.5. Веб-интерфейс CERNBox

Для упрощения администрирования систем первоначально использовалась программа автоматизации управления настройками *CFEngine 2*. На данный момент для упрощения рутинных задач по администрированию также используются программа *SaltStack*.

Использование вычислительного центра

Существует несколько основных сценариев использования кластера BY-NCPHER. Во-первых, теоретики при расчётах сталкиваются с задачами, требующими продолжительных компьютерных расчётов и использующих специализированное программное обеспечение. В некоторых случаях такие задачи неудобно решать, используя грид-интерфейс. Так, аналитические расчёты радиационных поправок к наблюдаемым величинам включают в себя трудоёмкое

вычисление фейнмановских интегралов. Эта задача может быть решена при помощи специализированных программ, таких как FIRE, которые пользователь запускает напрямую на рабочей ноде, минуя грид-интерфейс. Во-вторых, локальный кластер идеально подходит для тестирования задач перед запуском на основных вычислительных ресурсах БАК. В-третьих, очередь на выполнение задач на грид-сайтах «уровня 2» в среднем составляет 8 часов. За это время многие задачи, например, Монте-Карло моделирования, успешно выполняются на локальном вычислительном кластере (Рис. 3). И, наконец, основное использование кластера BY-NCPHEP – предоставление рабочего места для хранения вычислений. Дело в том, что по решению коллаборации CMS члены коллаборации могут использовать вычислительные мощности БАК, но им не предоставляется хранилище, без которого запуск задач в грид становится невозможным (Рис. 4). Для хранения данных все должны использовать национальные ресурсы, и BY-NCPHEP – единственный работающий вычислительный центр БАК в Беларуси. Именно поэтому столь важно было обеспечить все необходимые интерфейсы обмена данных (сайт BY-NCPHEP организует доступ к хранящимся данным по протоколам srm, gridftp, root) и предоставить приемлемую скорость обмена данными с другими центрами БАК. Так, для сертификации агента Phedex, через который пользователи получают доступ к сырым экспериментальным данным, необходима средняя скорость обмена данными с центрами «уровня 1–2» более 40Мбит в секунду.

Также вычислительный кластер BY-NCPHEP даёт пользователям удобную возможность обмениваться своими результатами с коллегами и синхронизировать свои документы между разными компьютерами с помощью сервиса CERNBox, который разрабатывается ЦЕРН на базе OwnCloud (Рис. 5).

Доступ ко всем ресурсам можно получить, используя единую систему аутентификации пользователей на базе ldap сервера.

Таким образом ЦФЧВЭ НИИ ЯП БГУ успешно создал рабочую среду, позволяющую как непосредственно принимать активное участие в обработке данных экспериментов БАК, так и проводить не связанные с БАК ресурсоёмкие научные вычисления. Дальнейшее необходимое развитие грид-сайта и повышение его возможностей до «уровня 2» требует, конечно, более широкого канала связи (не менее 160 Мбит/с), увеличения вычислительных мощностей и объема хранилища данных.

Литература

1. https://goc.egi.eu/portal/index.php?Page_Type=Site&id=1225
2. https://cmsweb.cern.ch/sitedb/prod/sites/T3_BY_NCPHEP

COMPUTATIONAL RESOURCES OF THE CENTRE PHEP INP BSU

V. Mossolov, N. Shumeiko, D. Yermak, V. Yermolchyk

BY-NCPHEP site is the only one WLCG Tier-3 center in Belarus. It serves for high energy physics experiments such as CMS at LHC. The current status of computing capacities is presented. The basic use case scenarios are described. The direction of future site development is proposed.

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР И НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ – НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

С. А. Максименко

Представлена новая исследовательская дисциплина – *наноэлектромагнетизм*, охватывающая широкий класс явлений взаимодействия электромагнитных волн с наноразмерными объектами и системами и синтезирующая в себе хорошо развитые методы классической электродинамики и современные подходы физики конденсированного состояния. Сформулированы концепция наноэлектромагнетизма, базовые подходы и основные направления исследований. Кратко изложены основные научные результаты, полученные за два истекших десятилетия. Дана характеристика формирующейся новой научной школы – *школа наноэлектромагнетизма*.

1. Исторический экскурс

Для начала давайте вернемся в середину девяностых годов. В этот период в области научной деятельности в Беларуси, да и во всех других государствах бывшего Советского Союза происходили коренные изменения как приоритетов научных исследований, так и механизмов их финансирования. Десятилетиями отлаженная схема взаимоотношений между ученым и теми организациями, которые определяли финансирование и ставили задачи исследований, неожиданно прекратила свое существование, а новая система формировалась медленно и мучительно. Формирование продолжается и в настоящее время, однако в задачи моей статьи не входит обсуждение этого процесса и его результатов. Важно только указать на то, что новые условия потребовали кардинальной перестройки психологии ученого.

Неожиданно выяснилось, что «спасение утопающих – дело рук самих утопающих», а вопросы определения тематики и получения финансирования с уровня администрации института переместились на уровень заведующего лабораторией и отдельных ученых. С одной стороны, в ряде случаев люди оказывались неготовыми к решению нового класса задач и «выбывали из игры», а с другой – возникла редкая в науке ситуация свободного поиска не только источников финансирования, но и научной тематики, способной в перспективе обеспечить достаточное и достойное финансирование исследований. Я далек от утверждения, что это была общая ситуация во всех институтах, я лишь утверждаю, что с

этой ситуацией столкнулись многие ученые и, в частности, руководители исследовательских групп и лабораторий. И, в частности, коллектив лаборатории электродинамики неоднородных сред (лаборатории наноэлектромагнетизма с 2015 года) НИИ ядерных проблем БГУ. В то время лаборатория носила другое название (лаборатория гамма-оптики) в соответствии с задачами, которая она должна была решать в структуре создаваемого НИИ ядерных проблем БГУ. Я не скажу что сразу, но постепенно, как результат многочисленных дискуссий с сотрудником НИИ ЯП доктором физ.-мат. наук Г.Я. Слепяном (ныне – профессор Тельавивского университета, Израиль) были сформулированы базовые направления работы коллектива, которые, как мы надеялись, могли в будущем обеспечить устойчивое существование и развитие, научное и финансовое, лаборатории. Подчеркну, что в тот момент у нас не было другой мотивации к работе кроме как интерес к науке. Те, у кого такая мотивация отсутствовала, уходили из науки.

Итак, вернемся к базовым задачам развития лаборатории, сформулированным почти двадцать лет назад, на переломном этапе становления коллектива:

- ***Определить привлекательную и научно значимую область исследований и найти в ней незанятую нишу;***
- ***Добиться признания в научном сообществе, как на национальном, так и международном уровне;***
- ***Войти в качестве исполнителей в национальные научно-исследовательские программы;***
- ***Добиться привлекательности выбранного направления для студентов и аспирантов;***
- ***Развить международное сотрудничество и добиться финансирования через различные международные фонды и программы.***

Эти формулировки не являются открытием в теории организации науки. Более того, я уверен, что многие научные коллективы в той или иной степени и независимо от того, существует ли подобный перечень в письменном виде или нет, придерживаются в своей работе указанных принципов. Другое дело, что достичь прогресса по всем пяти направлениям – непростая задача, требующая кропотливой и напряженной работы, и, тем не менее, не всегда решаемая. Например, бросающимся в глаза слабым звеном многих сильных академических лабораторий является отсутствие в них молодежи. Или другое – иногда даже на полуофициальном уровне звучит пренебрежение к уровню научных журналов и цитируемости научных публикаций. Только-только начинает входить в практику отсылки к международным реферативным изданиям, таким как ISI Web of Knowledge - Web of Science или Scopus. А между тем импакт-фактор журнала и индекс цитируемости публикации, как и h-фактор ученого – международно-признанные критерии оценки интегральной деятельности ученого (или коллектива) за достаточно большой промежуток времени. Поэтому, как мне кажется, приведенные выше формулировки могут быть интересны и полезны читателю именно как пример амбициозности и даже наглости при постановке задач – именно того, чего часто

недостает молодым командам, и что со временем обеспечило видимый положительный результат. В англоязычной социологии и экономической науке такой результат определяется термином “success story”. В приложении к конкретной рассматриваемой ситуации я бы перевел этот термин как «история выживания» или же «опыт выживания».

2. Наномир и электромагнитные волны

Выбор тематики исследований диктовался, с одной стороны, областью нашей предшествующей работы – взаимодействие электромагнитного излучения с веществом, а с другой стороны – мощным давлением научной моды¹, которая как раз в тот период активно взялась за приставку нано.

Действительно, последние два десятилетия развития науки и технологии ознаменовались быстрым прогрессом в синтезе различных типов искусственных сред и материалов, обладающих наноразмерной структурированностью и свойствами, существенно отличающимися от свойств природных сред. По сути дела, происходит фундаментальный перелом в физике и химии конденсированного состояния, значительно расширяющий наши представления о природе твердых тел и наши возможности управления их свойствами, сделан решительный шаг к созданию материалов, приборов и устройств с новыми уникальными свойствами. Словосочетания с приставкой нано – наноэлектроника и нанооптика, наномеханика, наносенсорика, наноматериалы – определяют целые направления в современной физике, химии, материаловедении, приборостроении.

Развитие наноэлектроники – электроники на глубоком суб-микронном уровне, то есть, с линейными размерами элементов цепей меньше 0.1 мкм – создает предпосылки существенного прогресса в решении задачи миниатюризации устройств передачи, приема и обработки информации. Термин охватывает как традиционные микроэлектронные устройства и технологии с более высокой степенью миниатюризации, так и последние достижения молекулярной электроники, которая манипулирует одиночными атомами и молекулами. Основу для этого создают новые нанотехнологические материалы, такие как графен [1] и графеноподобные двумерные структуры (силицен, гермацен, дихалкогениды металлов MoS₂, WS₂ и т.п.; см. например, [2]) фуллерены и углеродные нанотрубки (УНТ) [3, 4] – квазиодномерные макромолекулы углерода, органические полимеры [5], структуры на основе квантовых ям, квантовых проводов и квантовых точек (КТ) – локализованных наноразмерных включений в полупроводник [6–8], обеспечивающих пространственное квантование движения носителей заряда в одном или нескольких направлениях и тем самым возможность использования таких структур в качестве активных сред полупроводниковых лазеров. Оптические и электронные свойства КТ привлекают внимание также многообещающими возможностями для хранения, передачи и обработки квантовой информации [9–13]. В частности, достигнут значительный прогресс в создании однофотонных источников света [13, 14].

¹ Мода – такой же важный фактор науки, как и повседневной жизни.

Недавние исследования продемонстрировали перспективность использования наночастиц в медицине в качестве носителей для внутриклеточной доставки лекарств и избирательного термоллиза больных клеток [15]. В работах [16–17] было показано, что углеродные нанотрубки являются весьма перспективным термоагентом. В связи с этим особую актуальность приобретают исследования гибридных наноразмерных форм, таких как углеродная нанотрубка и квантовая точка, металлическая наночастица и ДНК, и т.п. В последнее время гибридные наноструктуры привлекли к себе внимание как основа для создания более эффективных фотоэлементов [18].

Развитие современных средств приема, передачи и хранения информации характеризуется существенным сдвигом в высокочастотную область рабочих частот: интенсивно осваиваются миллиметровый и терагерцовый диапазоны. Недавно в области беспроводной связи анонсирован переход к стандарту 5G – новому поколению технологии мобильной связи, который позволяет передачу информации со скоростью мультигигабит/сек и с большей на порядки плотностью при существенно меньших временах ожидания по сравнению с существующими стандартами мобильной связи [19, 20]. Стандарт 5G базируется на миллиметровом и терагерцовом диапазонах и использовании наноразмерной элементной базы. Таким образом, разработка элементной базы для указанных диапазонов и исследование операционных свойств таких элементов и устройств, позволяющих распространение и обработку высокочастотных электрических сигналов, выходит на передний план среди ключевых задач нанотехнологии.

Одной из важнейших проблем является проблема осуществления электрического контакта наноразмерного устройства с макроскопическим миром без деградации производительности и потери информации. Возникает задача интеграции нано- и коммуникационных технологий, что непосредственно приводит к возникновению нового научного направления – **нанoeлектромагнетизма** – решающего задачи взаимодействия электромагнитного излучения с наноразмерными объектами и системами, и синтезирующего в себе хорошо развитые методы классической электродинамики и современные подходы физики конденсированного состояния.

В макроскопическом мире процессы взаимодействия электромагнитного поля с веществом являются предметом классического раздела физики – электромагнетизма, а инструментом исследования этих процессов является электродинамика, базирующаяся на уравнениях Максвелла для электромагнитного поля и обладающая мощным набором методов и средств решения чрезвычайно сложных задач [21, 22]. Многие разделы электродинамики, например теория цепей или теория электромагнитной совместимости, давно уже стали инженерными дисциплинами, без которых невозможна качественная подготовка специалистов радиотехнического профиля. В свете развития нанотехнологий **моделирование наноструктур и наноразмерных элементов цепей и систем является одним из магистральных направлений развития современной электродинамики**. В связи с этим возникают новые постановки задач, а хорошо известные приемы и методы наполняются новым содержанием. Важно подчеркнуть, что в силу эффекта

пространственного ограничения движения носителей заряда, присущего наноразмерным объектам, решение задач взаимодействия электромагнитных волн с такими объектами выходит за рамки классической электродинамики и требует привлечения современных методов физики твердого тела. Другими словами, в наном мире возникает неразрывная связь уравнений Максвелла и уравнения Шредингера, и наноэлектромагнетизм является методологической базой для решения задач электродинамики наноструктур как это схематически представлено на Рис. 1. Насколько нам известно, термин «наноэлектромагнетизм» (nanoelectromagnetics) был впервые введен в научный оборот в нашей работе [23] и в настоящее время стал общепотребимым.



Рис. 1. Схематическое представление наноэлектромагнетизма как комплексной научной дисциплины

3. Исследования в области наноэлектромагнетизма в НИИ ядерных проблем

Осознание своеобразия и практической значимости эффектов взаимодействия электромагнитных волн с наноразмерными объектами и наноструктурированными системами послужило мотивацией для цикла исследований по электродинамике наноструктур, выполненных в НИИ ЯП в лаборатории электродинамики неоднородных сред а затем лаборатории наноэлектромагнетизма. Библиография включает серию работ обзорного характера как на английском [22–28], так и русском [29–34] и даже болгарском языках [35], в которых обосновывается единый подход к построению электродинамики наноструктур, аккумулирующий и использующий хорошо известные методы и приемы макроскопической электродинамики [22]. В силу этого, в данной статье я остановлюсь только на небольшой группе результатов, которые, по моему мнению, представляют наибольший интерес. Более детальная информация может быть найдена в указанных обзорах и

оригинальных статьях, ссылки на которые даны в списке литературы. Исследования охватывают широкий класс эффектов переноса и линейной электродинамики углеродных нанотрубок и композитов на их основе [36–51], нелинейного переноса и нелинейной оптики УНТ и графена [52–59], теории генерации электромагнитных волн в УНТ и графене [60–64], электродинамики квантовых точек и их массивов с учетом влияния локальных полей [65–71], квантовой электродинамики низкоразмерных структур [72–83]. Проводятся теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия микроволнового и терагерцового излучения с композиционными материалами на основе различных форм наноуглерода [84–106], проанализированы перспективы использования УНТ для термолиза раковых клеток в радиочастотном поле [107–111]. Недавно мы приступили к исследованиям пористых углеродных микро- и наноструктур, – пен, мезо- и аэрогелей [112–114].

Наглядным примером применения идеологии наноэлектромагнетизма является решение задачи об использовании углеродной нанотрубки в качестве мономолекулярной антенны [39]. На первый взгляд эта задача выглядит весьма простой. Известно, что углеродная нанотрубка может обладать металлической проводимостью, а ее длина (около одного микрона) более чем в тысячу раз превосходит ее диаметр. При таких условиях представляется, что, в соответствии с теорией антенн, металлическая углеродная нанотрубка является антенным вибратором оптического диапазона. Однако такой вывод является неверным, так как высокочастотная проводимость нанотрубки существенным образом отличается от проводимости металлического провода и характеризуется чрезвычайно высоким, в 50–100 раз, замедлением распространения поверхностной электромагнитной волны [38]. Этот эффект позволяет предложить углеродную нанотрубку в качестве наноразмерной антенны для беспроводной коммутации в наносхемах и, в более общем плане, в качестве базового блока для разработки элементной базы терагерцового диапазона частот. Интересно, что эффект замедления электромагнитной волны в нанотрубках позволил также объяснить [43] появление терагерцового пика в поглощении композитными материалами с углеродными нанотрубками. Этот пик, чрезвычайно привлекательный для создания терагерцовых фильтров и других функциональных материалов терагерцового диапазона, наблюдался в экспериментальных работах многих групп, но его происхождение, а значит и способы управления его характеристиками, в большинстве случаев понимались неверно или же не до конца. Построенная нами теория и выполненные недавно эксперименты с калиброванными по длине нанотрубками [48, 49] позволили доказать антенное происхождение указанного пика и тем самым поставить точку в этой дискуссии. Позднее независимые эксперименты [115, 116] подтвердили сделанный в работе [49] вывод.

Отметим также, что названный выше эффект замедления электромагнитной волны в нанотрубке позволил нам предложить [58] этот объект в качестве основы для создания лампы бегущей волны терагерцового диапазона – мономолекулярного аналога хорошо известного с 50-х годов радиоэлектронного устройства. Действительно, наличие у нанотрубок трех ключевых физических свойств: (а)

достигающей десятков микрон длины свободного пробега электронов, (б) крайне высокой, $\sim 10^{10}$ А/см², достижимой плотности тока, и (в) 50–100-кратного замедления поверхностной волны (плазмона-поляритона) позволяют реализовать условие синхронизма электронного пучка и электромагнитной волны и достичь условий генерации при современном уровне технологии синтеза УНТ. Показано, что подобного результата можно добиться в графене [64]. Мы полагаем, что такая лампа бегущей волны будет востребована при создании активных элементов цепей терагерцового диапазона.

Как уже указывалось выше, сильное поглощение электромагнитного излучения наночастицами позволяет реализовать селективное уничтожение больных клеток (термолиз клеток) путем введения в них наночастиц и последующим их нагревом внешним излучением. В настоящее время такая технология борьбы с раком с использованием золотых наночастиц и инфракрасного излучения широко исследуется во всем мире. При этом описание поглощения излучения наночастицами классическими методами не дает требуемого согласия с экспериментом и, таким образом, затрудняет оптимизацию разрабатываемых систем. Как уже указывалось, углеродные нанотрубки являются весьма перспективным термоагентом, особенно при переходе от инфракрасного диапазона к радиочастотному. Однако и в этом случае отсутствие приемлемой модели взаимодействия нанотрубки с радиочастотным полем по сути делали невыполнимой задачу оптимизации параметров. Проведенное нами моделирование [111] с учетом особенностей проводимости нанотрубок, влияния внешних покрытий, без которых невозможно растворение нанотрубок и их селективное введение в большие клетки, и влияния проводимости внутриклеточной жидкости, привело, в частности, к неожиданному выводу о преимуществах использования металлических нанотрубок вместо полупроводниковых, как полагалось ранее во всех исследованиях. Конечно, использование углеродных нанотрубок и других наночастиц в медицинских целях и для целей дезинфекции растворов путем нетеплового воздействия внешним электромагнитным излучением является комплексной научно-практической проблемой, требующей совместных усилий специалистов-физиков, биологов и медиков.

В условиях существенного повышения уровня интеграции электронных средств и роста рабочих частот, остро встает проблема электромагнитной совместимости (ЭМС) элементов в субмикронных и наноразмерных интегральных схемах. Вероятно, сейчас еще преждевременно говорить о широком производстве многокомпонентных и многофункциональных наноэлектронных систем – в настоящее время идет процесс становления базы наноэлектроники. Однако уже сейчас можно утверждать, что содержание основных принципов ЭМС применительно к наноэлектронике будет существенно отличаться от ее классической формулировки, применяемой в макроскопической радиотехнике и являющейся обязательным элементом образования радиоинженера любого профиля. Кардинальное отличие проблемы ЭМС на наноуровне состоит в том, функционирование наноразмерных элементов цепей базируется на законах квантовой физики и, соответственно, эти законы будут оказывать существенное влияние на интерференционное взаимодействие элементов [82]. Возникают механизмы взаимодейст-

вия, которые не имеют аналогов в классической электродинамике. Поскольку современная теория ЭМС целиком основана на классической макроскопической электродинамике, в ближайшем будущем следует ожидать интенсивного пересмотра основ теории ЭМС применительно к наноструктурированным многоэлементным системам. Эта теория будет опираться на уравнения Максвелла одновременно с многочастичными квантовыми уравнениями движения. Результатом этого пересмотра будет набор рекомендаций по оптимальному с точки зрения ЭМС синтезу многоэлементных наноэлектронных систем и устройств.

Важнейшим направлением применения концепции наноэлектромагнетизма является моделирование и исследование электромагнитного отклика макроскопических материалов с наноразмерными включениями, так называемых нанокомпозитов, а также разработка на их основе различных функциональных материалов, обеспечивающих улучшенные потребительские свойства. В частности, использование углеродных нанотрубок в качестве наполнителя при получении полимерных композиционных материалов позволяет существенно влиять на их электромагнитный отклик [48, 87–88, 100]. При этом используются достаточно малые массовые концентрации нанотрубок (от долей до 2%), что позволяет сохранить в композите практически невозмущенными свойства чистых полимеров и изолированных трубок. Это открывает целый спектр возможностей при получении легких эластичных конструкционных материалов, эффективно экранирующих электромагнитное излучение, которые могут быть использованы для решения задач электромагнитной совместимости в условиях дефицита веса, сложной формы экранируемых объектов, в условиях воздействия агрессивных сред, то есть в случаях, не допускающих простых решений с помощью металлических экранов. Логически оправданным следующим шагом в этом направлении являются последние разработки проводящих полимерных красок и чернил для создания радиотехнических устройств на гибких полимерных носителях с использованием, в том числе, современных технических методов печати. Естественно, что углеродные нанотрубки являются только одним из возможных типов наноразмерных наполнителей. Во многих случаях металлические наночастицы, особенно вытянутые, магнитные наночастицы, а также другие формы наноуглерода, такие как углерод луковичной структуры [84–86, 89–90], пиролизный углерод [95–97] графеновые слои и сэндвич-структуры [99, 104–106], и т. п., являются предпочтительными при решении тех или иных практических задач. В частности, трехслойная сэндвич-структура, состоящая из графеновых монослоев, разделенных прослойками полимера ПММА толщиной 100–400 нм обеспечивает поглощение до 50% падающего гига- и терагерцового излучения.

В качестве матрицы совершенно не обязательно выступают полимеры. В нашей недавней работе [91–94], выполненной в сотрудничестве с российскими учеными из Института неорганической химии СО РАН и учеными НИИ физико-химических проблем БГУ представлен новый керамический материал, полученный добавлением углеродных нанотрубок в термостойкую фосфатную керамику. Установлено, что введение 2 массовых процентов многослойных нанотрубок приводит к росту проводимости на 13 порядков по сравнению с исходным мате-

риалом. Очевидно, что такие проводящие керамики являются весьма перспективным материалом для различных технических применений.

Интересной альтернативой полимерным композитам являются пористые углеродные микро- и наноструктуры, – пены, мезо- и аэрогели. Разнообразие пористых структур углерода (случайные, упорядоченные, 3d-регулярные решётки и др.) обуславливает широкие возможности для изготовления материалов с уникальными электрическими и электромагнитными свойствами [112–114]. Углеродные пористые структуры, существенно более проводящие, чем полимер/углерод композиты, и при этом ультра-легкие (в среднем, в 5–25 раз легче, чем традиционные полимеры, такие как эпоксидная смола, ПММА и др.) обладают превосходными защитными электромагнитными свойствами. Дополнительные преимущества углеродных пен – их чрезвычайно низкая стоимость и исключительные теплоизоляционные/огнеупорные характеристики.

Более подробный анализ современных тенденций развития наноэлектромагнетизма может быть найден в подготовленном нами аналитическом обзоре [33], недавно опубликованном Издательским центром БГУ.

4. Организация работ

За годы работы в выбранном направлении в НИИ ЯП сформировался яркий, высокомотивированный коллектив ученых и это, пожалуй, является главным результатом всей деятельности. В первую очередь я хотел бы отметить важнейшую роль в становлении работ доктора физ.-мат. наук Г. Я. Слепьяна, а на последующих этапах развития коллектива – кандидатов ф.-м. наук П. П. Кужир (нынешнего заведующего лабораторией наноэлектромагнетизма), К. Г. Батракова, М. В. Шубы, а так же сотрудников лаборатории, ранее покинувших ее по разным причинам – А. В. Гусакова, А. В. Мадьярова, А. М. Немиленцева. В настоящее время подрастает большая группа молодых исследователей – Д. Быченко, А. Поддубская, А. Плющ, А. Мельников, Г. Горохов, В. Сороко, Н. Волюнец, С. Воронович, М. Алексеева, и др. – творческая работа которых и энтузиазм являются залогом успешного развития коллектива в будущем. Существование коллектива было бы неполноценным без энергии, усердия и оптимизма М. И. Демиденко.

Обширная программа работ, выполненная в НИИ ЯП в области наноэлектромагнетизма за истекшие два десятилетия, была бы неосуществима без широкой международной кооперации. География кооперационных связей охватывает многие страны Европы, США, Индию, а в последнее время – Китай. Отмечу многолетнее плодотворное сотрудничество и дружбу с нашими российскими и белорусскими коллегами В. Кузнецовым (Институт катализа СО РАН, Новосибирск), А. Окотрубом и Л. Булушевой (Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск), О. Кибисом (Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск) В. Сусяевым (Томский государственный исследовательский университет, Томск), С. Батуркиным (Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань), П. Дьячковым (Институт общей и неорганической

химии РАН, Москва), Л. Чернозатонским (Институт Биохимической физики РАН, Москва), К. Лапко (Институт физико-химических проблем БГУ, Минск), А. Гусинским (БГУИР, Минск), А. Поклонским (физический факультет БГУ, Минск).



Рис. 2. Терагцевый спектрометр фирмы EKSPLA (Литва)

Неоценимое значение для развития направления имеет многолетнее сотрудничество с нашими зарубежными коллегами, среди которых профессора A. Lakhtakia (The Pennsylvania State University, University Park, USA), A. Hoffmann (Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany), A. Maffucci (University of Cassino and Southern Lazio, Cassino, Italy), P. Lambin (University of Namur, Namur, Belgium), Y. Svirko (University of Eastern Finland, Joensuu, Finland), M.E. Portnoi (University of Exeter, Exeter, UK), A. Celzard (Université de Lorraine Epinal, France), G. W. Hanson (University of Wisconsin-Milwaukee, Milwaukee, Wisconsin, USA), S. Bellucci (Laboratori Nazionali Frascati – Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Frascati, Roma, Italy) R. Kotsilkova (Institute of Mechanics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria), G. Valusis (Center for Physical Sciences and Technology, Vilnius, Lithuania), J. Banis (Vilnius University, Vilnius, Lithuania), J. Zicans (Institute of Polymer Materials, Riga Technical University, Latvia), P. Lamberti (University of Salerno, Fisciano, Italy). Безусловно, этот перечень не является полным. Мы благодарны всем нашим соавторам за плодотворное сотрудничество.

Отмечу, что вклад группы НИИ ЯП в развитие нанoeлектромагнетизма признан во всем мире. В качестве примера можно упомянуть работу [118], в которой разрабатываемый нами подход назван белорусским методом. Об уровне исследований свидетельствуют высокий индекс цитируемости работ наших сотрудников

– индекс Хирша h . Например, $h = 38$ – у П. П. Кужир, $h = 25$ – у автора этой статьи и $h = 23$ – у Г. Я. Слепяна. В свою очередь, высокий уровень работ мотивирует интерес к нашим исследованиям. Ведущие научные сотрудники лаборатории неоднократно выступали с пленарными и приглашенными докладами на престижных международных конференциях, см. например доклады [119–121]. За работы в области наноэлектромагнетизма автор статьи первым из белорусских ученых избран почетным членом Международного общества оптики и фотоники (SPIE Fellow), является заместителем главного редактора журнала *Journal of Nanophotonics*. В 2011 году группе сотрудников лаборатории (К.Г. Батраков, П.П. Кужир, С.А. Максименко и Г.Я. Слепян) присвоена Премия БГУ им. академика А.Н. Севченко за цикл работ «Электродинамика наноструктур».

Очевидно, что столь масштабная программа научных исследований, реализуемая в НИИ ЯП в области наноэлектромагнетизма, требует существенных финансовых затрат. В первую очередь следует подчеркнуть, что работы выполняются в рамках целого ряда проектов Государственных программ научных исследований Республики Беларусь и проектов Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований. Несмотря на различную тематику проектов, концепция наноэлектромагнетизма является для них объединяющей. Помимо этого, высокий уровень научных исследований, широкая международная кооперация, а так же значимые целенаправленные усилия позволили привлечь значительные средства международных программ, таких как 6-ая и 7-ая рамочные программы и программа «Горизонт-2020» Европейского Союза, МНПЦ, программа НАТО «Наука ради мира» и др. В частности, НИИ ЯП стал первым в Беларуси НИИ – головной организацией по проекту 7-ой рамочной программы ЕС, а автор статьи – координатором этого проекта: «Институциональное развитие прикладного наноэлектромагнетизма: Беларусь в расширении Европейского исследовательского пространства» (FP7-266529 BY-NanoERA). Как видите, само название проекта подчеркивает международное признание развиваемого направления. С удовольствием отмечу так же тот факт, что НИИ ЯП БГУ стал единственной научно-исследовательской организацией за пределами ЕС, вошедшей в качестве исполнителя в европейский мегагрант Graphene Flagship, объединяющий усилия 149 научно-исследовательских и научно-инновационных организаций Европы с целью достижения европейского лидерства в исследовании и применении графена. В целом в области наноэлектромагнетизма в настоящий момент в НИИ ЯП идут работы по 6 проектам ЕС. В последние годы весьма успешно развивается сотрудничество с Рязанским радиотехническим университетом в рамках выполнения заданий федеральных целевых программ РФ. В рамках выполнения поручений председателя СМ РБ недавно в НИИ ЯП совместно с Харбинским университетом науки и технологии создана Белорусско-Китайская лаборатория по углеродным материалам, предусматривающая проведение совместных фундаментальных и прикладных исследований в области графена и других углеродных наноструктур. Мы рассчитываем на установление прочных взаимовыгодных связей с коллегами из Харбина.



Рис. 3. Старший научный сотрудник Дмитрий Быченко возле установки по CVD синтезу многостенных углеродных нанотрубок

Приток достаточно значительных внебюджетных средств в финансирование работ по нанoeлектромагнетизму позволил приобрести так необходимое для работ экспериментальное оборудование. В том числе терагерцовый спектрометр (см. Рис. 2) и установку CVD синтеза многостенных углеродных нанотрубок (Рис. 3), изготовленную по нашему заказу в Институте неорганической химии СО РАН (Новосибирск). Дальнейшие планы предусматривают существенное расширение экспериментальной базы. Мы рассчитываем в этом вопросе и на поддержку со стороны БГУ.

Развитая кооперация и международное сотрудничество вынуждает нас не только широко участвовать в различных конференциях и семинарах на территории СНГ и в странах ЕС, но и самим выступать в качестве организаторов таких встреч, чрезвычайно обогащающих всех их участников и способствующих установлению тесных неформальных связей с коллегами. В частности, в мае 2012 г. в НИИ ЯП нами проведена международная конференция “Fundamental and Applied NanoElectroMagnetics”(FANEM 2012), привлечшая более 120 ученых из 19 стран мира (см. Рис 4). Избранные труды конференции опубликованы в специальном выпуске Journal of Nanophotonics [122]. Безусловный успех конференции побудил нас организовать 2-е «издание» конференции, которая прошла в НИИ ЯП как NATO Advanced Research Workshop FANEM 2015. Труды конференции опубликованы в издательстве Springer [123]. Надеюсь на проведение в 2018 году третьей конференции: FANEM 2018. Помимо этих конференций нами организован ряд специальных сессий по фундаментальному и прикладному нанoeлектромагнетизму на различных конференциях. В частности, в 2011, 2013 и 2015 годах такие

сессии состоялись на хорошо известной конференции Nanomeeting, проводимой БГУИР. Проведение таких сессий планируется и в дальнейшем.



Рис. 4. Участники конференции FANEM 2012 на площади Независимости в Минске.
Слева направо: А. Lakhtakia (PenState, USA), Г. Я. Слепнян (НИИ ЯП, Беларусь), А. Hoffmann (TU Berlin, Germany), М.Е. Portnoi (University of Exeter, UK), G. W. Hanson (Univ. of Wisconsin-Milwaukee, USA), М. Шуба (НИИ ЯП, Беларусь)

5. Заключение

Двадцать лет назад, в сентябре 1996 года, наш коллега из Харькова доктор О. Евтушенко, будучи проездом в Минске, рассказал нам, мне и Г.Я. Слепяну, о неких недавно открытых и весьма необычных объектах – углеродных нанотрубках. Сегодня я с удовлетворением могу констатировать, что из того разговора выросло новое научное направление, наноэлектромагнетизм, сочетающее в себе строгий фундаментально-научный подход к решению задач взаимодействия электромагнитных волн с наноструктурами и четкую нацеленность на достижение практически-значимых результатов, сегодняшних или в не слишком далекой перспективе. Получен целый ряд пионерских результатов, обеспечивающих узнаваемость и признание наших работ на международном и национальном уровне. Создан эффективно работающий и очень комфортный для работы доброжелательный молодой коллектив. В рамках возможного обеспечена финансовая стабильность коллектива. Установлена широкая международная кооперация. Регулярно проходят защиты кандидатских диссертаций, в ближайшем будущем ожидается защита сразу нескольких докторских, что, безусловно, свидетельствует о переходе команды на качественно новый уровень. Фактически на стыке физической и квантовой электроники, современной физики твердого тела и электромагнетизма **формируется новая научная школа – школа наноэлектромагнетизма.**

Другими словами, во многом удалось реализовать базовые задачи развития команды, сформулированные в конце девяностых и изложенные в первом разделе статьи. Надо только помнить, что научная работа есть динамический процесс и ни в коем случае нельзя останавливаться. Впереди дорога. О чем еще можно мечтать?

Литература

1. *Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., Firsov A. A.* // Science. 2004. Vol. 306. P. 666–669
2. *Zhao J., Liu H., Yu Z., Quhe R., Zhou S., Wang Y., Liu C. C., Zhong H., Han N., Lu J., Yao Y., Wu K.* // Progress in Materials Sci. 2016. Vol. 83. P. 24–151
3. *Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Eklund P. C.* Science of fullerenes and carbon nanotubes. Academic Press, 1996
4. *Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Avouris Ph.* Carbon nanotubes. Springer, 2001
5. *Gamota D. R., Brazis P., Kalyanasundaram K., Zhang J.* (Eds.) Printed organic and molecular electronics. Springer, 2004
6. *Kelly M. J.* Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices. Oxford University Press, 1995
7. *Gaponenko S. V.* Optical Properties of semiconductor nanocrystals. Cambridge Univ. Press, 1998
8. *Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N.* Quantum dot heterostructures. John Wiley & Sons, 1999
9. *Hirahara K., Suenaga K., Bandow S., Kato H., Okazaki T., Shinohara H., Iijima S.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, N 25. P. 5384–5387
10. *Кулин С. Я.* // УФН. 1999. Т. 169, № 5. С. 507–527
11. *Yamamoto Y., Tassone F., Cao H.* Semiconductor cavity quantum electrodynamics. Springer, 2000
12. *Michler P.* (Ed.) Single quantum dots. Topics of applied physics. Springer, 2003
13. *Zwiller V., Aichele T., Benson O.* // New J. Phys. 2004. Vol. 6. P. 96 (1–23)
14. *Lounis B., Orrit M.* // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. N 5. P. 1129–1180
15. *De Villiers M. M., Aramwit P., Kwon G. S.* (Eds) Nanotechnology in drug delivery. Springer, 2009
16. *Kam N. W. S., O'Connell M. J., Wisdom J. A., Dai H.* // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S. A. 2005. Vol. 102, N 33. P. 11600–11605
17. *Gannon C.J., Cherukuri P., Yakobson B.I., Cognet L., Kanzius J.S., Kittrell C., Weisman R. B., Pasquali M., Schmidt H. K., Smalley R.E., Curley S. A.* // Cancer. 2007. Vol. 110. N 12. P. 2654–2665
18. European Commission. EUR 24887. Photovoltaics and nanotechnology: from innovation to industry. The European Photovoltaics Clusters, S. Fantechi (Ed.) , Luxembourg: Publications Office of the European Union, 2011.
19. Ericsson 5G research news: <http://www.ericsson.com/news/1873727>
20. Samsung demo: <http://www.samsung.com/global/business/networks/insights/news/samsung-electronics-sets-5g-speed-record-at-7-5gbps-over-30-times-faster-than-4g-lte>
21. *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. Радио и связь, 1988
22. *Ilyinsky A. S., Slepyan G. Ya., Slepyan A. Ya.* Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. Peregrinus, 1993

23. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* Nanoelectromagnetics of low-dimensional structures. In: A. Lakhtakia (Ed.) *The Handbook of Nanotechnology: Nanometer Structure Theory, Modeling, and Simulation*. Bellingham, SPIE Press, 2004. P. 145–206
24. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* Electrodynamic properties of carbon nanotubes, In: Singh O. N., Lakhtakia A. (Eds.) *Electromagnetic fields in unconventional structures and materials*. John Wiley & Sons, 2000. P. 217–255
25. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* Electromagnetics of Carbon Nanotubes. in: Weiglhofer W, Lakhtakia A. (Eds.), *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, Bellingham, SPIE Press Vol. PM 123, 2003. P. 507–546
26. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Batrakov K. G., Khrushchinsky A. A., Kuzhir P. P., Nemilentsau A. M., Shuba M. V.* Electromagnetic waves in carbon nanostructures. In: Blank V, Kulnitskiy B. (Eds.) *Carbon nanotubes and related structures*. Kerala, Research Signpost Publ. 2008. P. 147–187
27. *Maffucci A., Maksimenko S. A., Miano G., Slepyan G. Y.* Carbon Nanotubes: from electrodynamics to signal propagation models. In: Morris J. E, Iniewski K. (Eds), *Graphene, Carbon Nanotubes, and Nanostructures: Techniques and Applications*, Boca Raton, CRC Press, 2013. P. 1–24
28. *Maffucci A., Maksimenko S. A., Miano G., Slepyan G. Y.* Electrical Conductivity of Carbon Nanotubes: Modeling and Characterization. In: Todri-Sanial A., Dijon J., Maffucci, A. (Eds.), *Carbon Nanotubes for Interconnects: Process, Design and Applications*. Springer International Publishing, 2017. P. 101–128
29. *Максименко С. А., Слепян Г. Я.* // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 3. С. 261–280
30. *Максименко С. А., Слепян Г. Я.* // Вестн. ФФИ. 2006. № 4. С. 92–113
31. *Максименко С. А.* // Наука и инновации. 2012. Вып. 11. С. 12–14
32. *Максименко С. А.* // Вестн. ФФИ. 2012. № 4. С. 71–80.
33. *Слепян Г.Я., Максименко С.А., Кузир П.П.* Современные тенденции развития нано-электромагнетизма. Аналитический обзор. Издательский центр БГУ, 2012. 71 С.
34. *Максименко С.* // Нанотехнологии. 2014. № 6. С. 21–31
35. *Максименко С.* // Списание на БАН 2013. №5. С. 3–17 (на болгарском языке)
36. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O. M., Gusakov A. V.* // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 57. N 16. P. 9485–9497
37. *Lakhtakia A., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Gusakov A. V., Yevtushenko O. M.* // *Carbon*. 1998. Vol. 36. N 12. P. 1833–1838
38. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O. M., Gusakov A. V.* // *Phys. Rev. B*. 1999. Vol. 60. N 24. P. 17136–17149
39. *Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Lakhtakia A.* // *Phys. Rev. B*. 2006. Vol. 73. N 19. P. 195416 (1–11)
40. *Maksimenko S. A., Khrushchinsky A. A., Slepyan G. Ya., Kibis O. V.* // *J. Nanophotonics*. 2007. Vol. 1. P. 013505(1–14)
41. *Shuba M. V., Maksimenko S. A., Lakhtakia A.* // *Phys. Rev. B*. 2007. Vol. 76. N 15. P. 155407 (1–9)
42. *Shuba M. V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Thomsen C., Lakhtakia A.* // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 79, N 15. P. 155403 (1–17)
43. *Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Thomsen C., Lakhtakia A.* // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 81. N 20. P. 205423 (1–6)
44. *Nemilentsau A. M., Shuba M. V., Slepyan G. Ya., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., D'yachkov P. N., Lakhtakia A.* // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 82. N 23. P. 235424 (1–10)

45. Miano G., Forestiere C., Maffucci A., Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. // IEEE Trans. Nanotechnology. 2011. Vol. 10. N 1. P. 135–149
46. Shuba M. V., Seliuta D., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Ksenevich V. K., Kašalynas I., Macutkevič J., Valušis G. // Diamond & Rel. Mater. 2012. Vol. 27–28, P. 36–39
47. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Slepyan G. Ya., Seliuta D., Kasalynas I., Valusis G., Lakhtakia A. // J. Nanophoton. 2012. Vol. 6, N 1. PP 061707 (1–8)
48. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Ksenevich V. K., Niaura G., Seliuta D., Kasalynas I., Valusis G. // Nanotechnology. 2012. Vol. 23. N. 11. P. 495714 (1–9)
49. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Ksenevich V. K., Buka P., Seliuta D., Kasalynas I., Macutkevic J., Valusis G., Thomsen C., Lakhtakia A. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. N 16. P. 165435 (1–6)
50. Shuba M. V., Melnikov A. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Thomsen C. // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88. N 4. P. 045436 (1–8)
51. Shuba M. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Poklonski N. A., Bellucci S., Kenanakis G., Kafesaki M. // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 119. N 10. P.104303(1–8)
52. Yevtushenko O. M., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Romanov D. A. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79, N 6. P. 1102–1105
53. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, N 2. P. 362–365
54. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P., Herrmann J., Campbell E. E. B., Hertel I. V. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 61, N 2. P. R777–R780
55. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P., Gusakov A. V., Herrmann J. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63, N 5. P. 053808(10)
56. Stanciu C., Ehlich R., Petrov V., Steinkellner O., Herrmann J., Hertel I. V., Slepyan G. Ya., Khrutchinski A. A., Maksimenko S. A., Rotermund F., Campbell E. E. B., Rohmund F. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81, N 21. P. 4064–4066
57. Nemilentsau A. M., Slepyan G. Ya., Khrutchinski A. A., Maksimenko S. A. // Carbon. 2006. Vol. 44. N 9. P. 2246–2253
58. Avetissian H. K., Mkrtchian G. F., Batrakov K. G., Maksimenko S. A., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88. N 16. P.165411 (1–9)
59. Avetissian H. K., Mkrtchian G. F., Batrakov K. G., Maksimenko S. A., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2013. Vol.88. N 24. P.245411 (1–7)
60. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S. // Physica E. 2008. Vol. 40. N 7. P. 2370–2374
61. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S. // Physica E. 2008. Vol.40, N 5. P. 1065–1068
62. Batrakov K. G., Maksimenko S. A., Kuzhir P. P., Thomsen C. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. N 12. P. 125408 (1–12)
63. Batrakov K., Kibis O., Kuzhir P., Rosenau C., Portnoi M. // J. Nanophotonics. 2010. Vol. 4. N 1. P. 041665 (1–10)
64. Batrakov K., Saroka V., Maksimenko S., Thomsen C. // J. Nanophotonics. 2012. Vol. 6. N 1. P. 061719 (1–11)
65. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P., Herrmann J., Ledentsov N. N., Krestnikov I. L., Alferov Zh. I., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 19. P. 1275–1278
66. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Kalosha V. P., Maly S. V., Ledentsov N. N., Herrmann J., Hoffmann A., Bimberg D., Alferov Zh. I. // J. Electronic Materials. 2000. Vol. 29, N 5. P. 494–503
67. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Ledentsov N. N., Kalosha V. P., Hoffmann A., Bimberg D. // Semiconductor Sci, Techn. 2000. Vol. 15, N 4. P. 491–496
68. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Kalosha V. P., Hoffmann A., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64, N 12. P. 125326 (8)

69. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Hoffmann A., Bimberg D. Excitonic composites, In: Zouhdi S., Sihvola A., Arsalane M. (eds.) Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials, NATO Sci. Ser.: II: Mathematics, Physics and Chemistry: Vol. 89. Kluwer Academic Publishers, 2003. P. 385–402*
70. *Bondarev I. V., Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Krestnikov I. L., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68, N 7. P. 073310 (1–4)*
71. *Slepyan G. Ya., Magyarov A., Maksimenko S. A., Hoffmann A., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70, N 4. P. 045320 (1–5)*
72. *Bondarev I. V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 11, P. 115504 (1–4)*
73. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Hoffmann A., Bimberg D. // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 66. N 6. P. 063804(1–17)*
74. *Nemilentsau A. M., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 147403 (1–4)*
75. *Slepyan G. Ya., Magyarov A., Maksimenko S. A., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76, P. 195328 (1–14).*
76. *Kibis O.V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Hoffmann A. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. N2. P. 023601 (1–4).*
77. *Nemilentsau A. M., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Rotkin. S. V. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. N 23. P.235411 (1–9)*
78. *Slepyan G.Y., Yerchak Y., Hoffmann A., Bass F. G. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. N 8. P. 085115 (1–9)*
79. *Slepyan G. Ya., Yerchak Y.D., Maksimenko S. A., Hoffmann A., Bass F. G. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, N 24. P. 245134 (1–10)*
80. *Mokhlespour S., Haverkort J.E.M., Slepyan G., Maksimenko S., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 245322 (1–11)*
81. *Slepyan G. Ya., Yerchak Y. D., Maksimenko S. A., Hoffmann A., Bass F. G. // J. Nanophotonics. 2013. Vol. 7. P.073085 (1–11)*
82. *Slepyan G., Boag A., Mordachev V., Sinkevic E., Maksimenko S., Kuzhir P., Miano G., Portnoi M. E., Maffucci A. // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. 2015. Vol. 57, N 6, P.1645–1654*
83. *Mokhlespour S., Haverkort J.E.M., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Hoffmann A. Quantum dot lattice as nano-antenna for collective spontaneous emission. In: Maffucci A., Maksimenko S. A. (Eds), Fundamental and Applied Nano-Electromagnetics, NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Bophysics. Springer, 2016. P. 69–88*
84. *Maksimenko S. A., Rodionova V. N., Slepyan G. Ya., Karpovich V. A., Shenderova O.A., Walsh J., Kuznetsov V.L., Mazov I. N., Moseenkov S. I., Okotrub A. V., Lambin Ph. // Diamond & Rel. Materials. 2007. Vol.16. N 4–7. P.1231–1235*
85. *Langlet R., Lambin Ph., Mayer A., Maksimenko S. A., Kuzhir P. P. // Nanotechnology. 2008. Vol.19. N 11. P.115706 (1–8)*
86. *Kuzhir P., Maksimenko S., Bychanok D., Kuznetsov V., Moseenkov S., Mazov I., Shenderova O.A., Lambin Ph. // Metamaterials. 2009. Vol. 3. N. 3–4. P.148–156*
87. *Kuzhir P., Paddubskaya A., Bychanok D., Nemilentsau A., Shuba M., Plusch A., Maksimenko S., Bellucci S., Coderoni L., Micciulla F., Sacco I., Rinaldi G., Macutkevich J., Seluta D., Valusis G., Banyas J. // Thin Solid Films. 2011. Vol. 519. N 12. P. 4114–4118*
88. *Быченко Д. С., Каньгин М. А., Око́труб А. В., Шу́ба М. В., Поддубская О. Г., Плющ А. О., Ку́жир П. П., Макси́менко С. А. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. № 10. С. 669–673*
89. *Kuzhir P. P., Paddubskaya A. G., Maksimenko S. A., Kuznetsov V. L., Moseenkov S. I., Romanenko A. I., Shenderova O. A., Macutkevich J., Valusis G., Lambin Ph. // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. 2012. Vol. 54. N 1. P. 6–16*

90. *Macutkevicius J., Seliuta D., Valusis G., Adomavicius R., Krotkus A., Kuzhir P., Paddubskaya A., Maksimenko S., Kuznetsov V., Mazov I., Simonova I.* // *Diamond & Rel. Materials*. 2012. Vol. 25. P. 13–18
91. *Кузир П. П., Лапко К. Н., Максименко С. А., Ломоносов В. А., Ивашикевич О. А., Лесникович А. И., Окотруб А. Н., Курилин А. С., Седышев П. В., Швецов В. Н.* // Доклады Национальной академии наук Беларуси. 2012. Т. 56. № 3. С. 68–72
92. *Kanygin M. A., Sedelnikova O. V., Asanova I. P., Bulusheva L. G., Okotrub A. V., Kuzhir P. P., Plyushch A. O., Maksimenko S. A., Lapko K. N., Sokol A. A., Ivashkevich O. A., Lambin Ph.* // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. P. 144315 (1–8)
93. *Plyushch A., Bychanok D., Kuzhir P., Maksimenko S., Lapko K., Sokol A., Macutkevicius J., Banys J., Micciulla F., Cataldo A., Bellucci S.* // *Phys. Stat. Sol. A*. 2014. Vol. 211. N. 7. P. 1623–1633
94. *Apanasevich N., Sokal A., Lapko K., Kudlash A., Lomonosov V., Plyushch A., Kuzhir P. P., Macutkevicius J., Banys J., Okotrub A.* // *Ceramics Internat.* 2015. Vol. 41. N 9, Part B. P. 12147–12152
95. *Kuzhir P., Paddubskaya A., Maksimenko S., Kaplas T., Svirko Yu.* // *Nanoscale Research Lett.* 2013. Vol. 8. P. 60 (1–6)
96. *Batratov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Paddubskaya A., Voronovich S., Kaplas T., Svirko Yu.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103. N 7. P. 073117 (1–3)
97. *Kaplas T., Kuzhir P.* // *Nanoscale Research Letters*. 2016. Vol. 11. P. 54 (1–6)
98. *Bychanok D. S., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Brosseau C., Macutkevicius J., Bellucci S.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103, N 24. P. 243104 (1–3)
99. *Batratov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Paddubskaya A., Voronovich S., Lambin Ph., Kaplas T., Svirko Yu.* // *Scientific Reports*. 2014. Vol. 4. P. 7191. 2014 (1–5)
100. *Kotsilkova R., Ivanov E., Bychanok D., Paddubskaya A., Demidenko M., Macutkevicius J., Maksimenko S., Kuzhir P.* // *Composite Sci. & Technol.* 2015. Vol. 106. P. 85–92
101. *Baryshevsky V., Belous N., Gurinovich A., Gurnevich E., Kuzhir P., Maksimenko S., Molchanov P., Shuba M., Roddatis V., Kaplas T., Svirko Y.* // *Thin Solid Films*. 2015. Vol. 581. P. 107–111
102. *Ksenevich V. K., Gorbachuk N. I., Viet Ho., Shuba M. V., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Paddubskaya A. G., Valusis G., Wieck A. D., Zak A., Tenne R.* // *Наносистемы: физика, химия, математика*. 2016. Т. 7. № 1. С. 37–43
103. *Плющ А. О., Поддубская О. Г., Кузир П. П., Максименко С. А., Иванова Т., Мерий Мери Р., Битениекс Ю., Зицанс Я., Суляев В. И., Плетнев М. А.* // *Изв. ВУЗов. Физика*. 2016. Т. 59. № 2. С. 99–104
104. *Batratov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Volynets N., Voronovich S., Paddubskaya A., Valusis G., Kaplas T., Svirko Yu., Lambin Ph.* // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108. P. 123101 (1–4)
105. *Батраков К. Г., Поддубская О. Г., Вольнец Н. И., Воронович-Солоневич С. П., Кузир П. П., Максименко С. А., Kaplas T., Svirko Yu.* // *Ж. Прикл. Спектроскопии*. 2016. Т. 83. № 4. С. 640–646
106. *Paddubskaya A., Volynets N., Kuzhir P., Batratov K., Maksimenko S., Kostilkova R., Velichkova H., Petrova I., Biro I., Kertesz K., Mark G., Horvath Z., Biro L.* // *J. Appl. Phys.* 2016. Vol. 119, P. 135102 (1–9)
107. *Shuba M. V., Slepian G. Y., Maksimenko S. A., Hanson G. W.* // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 108. N 11. P. 114302 (1–10)
108. *Burlaka A., Lukin S., Prylutska S., Remeniak O., Prylutsky Yu., Shuba M., Maksimenko S., Ritter U., Scharff P.* // *Experimental Oncology*. 2010. Vol. 32. N 1. P. 48–50
109. *Shuba M. V., Slepian G. Y., Maksimenko S. A., Hanson G. W.* // *Nanosci. Nanotechnol. Lett.* 2011. Vol. 3. N 6, P. 885 (1–4)

110. *Li D., Jung Y. S., Kim H.K., Chen J., Geller D. A., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Patch S., Forati E., Hanson G. W.* // IEEE Trans. Biomed. Engineering. 2012. Vol.59 N 12. P. 3468–3474
111. *Shuba M. V., Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Hanson G. W.* Potential of carbon nanotubes for cancer cells thermolysis in a RF exposing field. In: Shunin Y.N. & Kiv A.E. (Eds.) Nanodevices and nanomaterials for ecological security, part 1. NATO science for peace and security series B: Physics and Biophysics. Springer science + business media, Dordrecht, 2012. P. 37–48
112. *Kuzhir P., Paddubskaya A., Shuba M., Maksimenko S., Celzard A., Fierro V., Amaral-Labat G., Pizzi A., Macutkevic J., Valusis G., Banys J., Bistarelli S., Mastrucci M., Micciulla F., Sacco I., Bellucci S.* // J. Nanophotonics. 2012. Vol. 6. P. 061715(1–18)
113. *Letellier M., Macutkevic J., Paddubskaya A., Plyushch A., Kuzhir P., Ivanov M., Banys J., Pizzi A., Fierro V., Celzard A.* // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. 2015. Vol. 57. N 5. P.989–995
114. *Bychanok D., Li S., Sanchez-Sanchez A., Gorokhov G., Kuzhir P., Ogrin F.Y., Pasc A., Ballweg T., Mandel K., Szczurek A., Fierro V., Celzard A.* // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 013701 (1–5)
115. *Zhang Q., Hároz E.H., Jin Z., Ren L., Wang X., Arvidson R.S., Lüttge A., Kono J.* // Nano Lett. 2013. Vol. 13. N 12. P. 5991–5996
116. *Morimoto T., Joung S.-K., Saito T., Futaba D.N., Hata K., Okazaki T.* // ACS Nano. 2014. Vol. 8. N 10. P. 9897–9904
117. *Mashal A., Sitharaman B., Li X., Avti P. K., Sahakian A.V., Booske J.H., Hagness S. C.* // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2010. Vol. 57. N 8. P.1831–1834
118. *Rutherglen C., Burke P.* // Small. 2009. Vol. 5. N 8. P. 884–906
119. *Slepyan G. Ya.* Electromagnetic properties of composite materials containing carbon nanotubes. 2010 Intern. Symposium on Electromagnetic Theory, EMTS 2010 Berlin, August 16–19, 2010
120. *Maksimenko S.* Challenges and perspectives of nanoelectromagnetics. European Microwave Week, Workshop “Nanoelectromagnetics of advanced materials for microwave-to-THz applications”, Fiera di Rome, 5–10 October 2014, Rome, Italy
121. *Kuzhir P.* Graphene heterostructures: peculiarities of microwave and THz response. The Fifth International Workshop on Nanocarbon Photonics and Optoelectronics, 1-6 August 2016, the Holiday Club Saimaa, Imatra, Finland
122. *Maksimenko S. A.* (Guest Ed.) Special Section “Fundamental and Applied Nanoelectromagnetics”. J. Nanophotonics. 2012. Vol. 6
123. *Maffucci A., Maksimenko S. A.* (Eds) Fundamental and Applied Nano-Electromagnetics. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Springer, 2016

NANOELECTROMAGNETICS – A NEW RESEARCH DIRECTION

S. A. Maksimenko

A new research discipline – nanoelectromagnetics – is introduced, which encompasses a wide class of phenomena arising at the electromagnetic radiation interaction with nano-sized objects and nanostructured systems. The discipline synthesises well-developed methods of classical electrodynamics and present-day approaches of the condensed matter physics. The concept, basic approaches and main research directions are formulated. Main results obtained in the team during last two decades are presented in brief. The school of nanoelectromagnetics is characterised as a new scientific school which is currently under construction.

ПОГЛОТИТЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМАРНОЙ ТОЛЩИНЫ

**К. Г. Батраков, О. Г. Поддубская, Н. И. Волынец, С. П. Воронович,
П. П. Кужир, С. А. Максименко**

Введение

Интуитивное представление о прохождении излучения через плоскопараллельную металлическую пластинку с толщиной много меньше толщины скин-слоя заключается в том, что почти все излучение проходит сквозь такую пластинку без потерь. При этом самым удивительным в этой ситуации является то, что такое утверждение неверно. Оказывается, что тонкие металлические пластинки могут поглощать до 50% и отражать до 25% мощности падающей волны. Толчком к новому пониманию распространения электромагнитного излучения через такие плоскопараллельные пластинки стали работы [1–3], в которых было замечено, что дорогие выводящие излучение окна мощных микроволновых устройств неожиданно разрушаются при интенсивностях, которые по расчетам должны быть оптимальными для работы. При этом исходное и наиболее рациональное предположение о влиянии примесей в алмазе, являющихся центрами повышенного выделения тепла, не подтвердилось: алмазные окна, используемые в работах, оказались достаточно чистыми. После полного анализа было выдвинуто предположение о влиянии тонких металлических слоев, которые оседают в процессе работы подобных устройств. В [4], [5] было подробно изучено прохождение электромагнитной волны через сверхтонкие металлические пленки. Оказалось, что такие сверхтонкие металлические пленки на поверхности окон являются эффективными поглотителями электромагнитного излучения, и выделенное за счет поглощенной энергии тепло приводит к разрушению алмазных окон. Новый толчок в исследовании эффектов поглощения в сверхтонких пленках придало бурное развитие графеноподобных материалов. Так в работах [6], [7] впервые на примере тонких пленок пирокарбона экспериментально и теоретически было продемонстрировано большое поглощение электромагнитного излучения. Еще более поразительным оказалось большое поглощение падающей электромагнитной волны атомарно тонкими слоями графена [8], [9]. В частности, в работах [6], [8], [10] было показано, что, когда графеновые пленки нанесены на подложку, поглощение в пленке может увеличиться по сравнению со случаем «свободного» графена.

В данной работе предлагаются способы дополнительного увеличения поглощения падающего электромагнитного излучения в графене за счет подбора оптимальной толщины подложки и оптимального угла падения волны.

1. Основные выражения, описывающие прохождение излучения через сверхтонкие металлические пленки, и следующие из них свойства

1.1. Особенности прохождения и поглощения в тонких металлических пленках

Рассмотрим задачу прохождения плоской электромагнитной волны через плоскопараллельную пластинку. Коэффициенты отражения R (отношение интенсивности отраженной от пластинки волны к интенсивности падающей) и прохождения T (отношение интенсивности прошедшей через пластинку волны к интенсивности падающей) получаются при решении граничной задачи путем приравнивания тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на двух границах пластинки [11].

$$R = \left| \left[1 - \alpha^2 \right] \frac{\exp(-ik_z l_1) - \exp(ik_z l_1)}{(1 + \alpha)^2 \exp(-ik_z l_1) - (1 - \alpha)^2 \exp(ik_z l_1)} \right|^2, \quad (1)$$

$$T = \left| \frac{4\alpha}{(1 + \alpha)^2 \exp(-ik_z l_1) - (1 - \alpha)^2 \exp(ik_z l_1)} \right|^2, \quad (2)$$

где для случая TM – волны $\alpha = k_z / (\varepsilon k_{0z})$ и $\alpha = k_z / k_{0z}$ в случае TE – волны, $k_z = k \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$, $k_{0z} = k \sqrt{1 - \sin^2 \theta}$, $k = \omega / c$, ω – частота электромагнитного излучения, θ – угол падения, ε , l_1 – диэлектрическая проницаемость и толщина пластинки, соответственно. Для рассматриваемых нами сверхтонких пластинок с толщиной много меньше толщины скин-слоя набег фазы на толщине пластинки очень мал. В этом случае выражения (1) и (2) можно существенно упростить, раскладывая их по малому параметру $k_z l_1 \ll 1$. В результате такого разложения для случая, когда $\varepsilon' \ll \varepsilon'' = 4\pi\sigma / \omega$, получаются очень простые выражения, описывающие отражение, прохождение и поглощение в тонких пленках:

$$T = \left| \frac{1}{1 + \frac{l_1}{l_\sigma}} \right|^2, \quad R = \left| \frac{1}{1 + \frac{l_\sigma}{l_1}} \right|^2, \quad A = 1 - T - R = \frac{2 \frac{l_1}{l_\sigma}}{\left(1 + \frac{l_1}{l_\sigma} \right)^2}, \quad (3)$$

где для случая TM волны $l_\sigma = \frac{2c\varepsilon_0}{\sigma \cos \theta}$ и $l_\sigma = \frac{2c\varepsilon_0 \cos \theta}{\sigma}$ для случая TE волны.

Выражения (3) в таком виде для случая нормального падения ($\theta = 0$) приведены в [5].

Из анализа выражений (3) следует, что с ростом толщины пластинки l_1 коэффициент прохождения T уменьшается, а отражения R увеличивается. Такое поведение является вполне ожидаемым, однако «неожиданным» является то, что коэффициент прохождения заметно меньше единицы, а отражение становится

существенным уже при толщинах $l_1 \sim l_\sigma$. Величина параметра l_σ для металлов на несколько порядков меньше толщины скин-слоя. Еще более «неожиданным» является большая величина поглощения в тонкой металлической пластинке. Из (3) следует, что поглощение максимально как раз при толщине $l_1 = l_\sigma$ и достигает 50 % (на прохождение и отражение при этом приходится по 25%). Следует отметить еще одну интересную особенность, – а именно, разную зависимость l_σ (а значит и всех коэффициентов T , R , A (Рис. 1)) от угла падения для разных поляризации. Так, в случае TM поляризации $l_{\sigma TM} = \frac{2c\varepsilon_0}{\sigma \cos \theta}$ увеличивается с увеличе-

нием угла падения, при этом для TE поляризации $l_{\sigma TE} = \frac{2c\varepsilon_0 \cos \theta}{\sigma}$ эта величина

наоборот уменьшается. Такое поведение объясняется тем, что в случае TE волны электрическое поле все время остается в плоскости пластинки, индуцируя тангенциальные токи, а «эффективная толщина» пластинки увеличивается обратно пропорционально $\cos \theta$. Соответственно, для TE волны рассматриваемые эффекты начинают играть роль при меньшей толщине пластинки по сравнению со случаем нормального падения. В случае TM волны важным становится такой фактор, как угол между нормалью и вектором напряженности E электромагнитного поля: при $\theta \neq 0$ тангенциальная составляющая вектора E меньше, чем при $\theta = 0$, что приводит к меньшей величине индуцированного тангенциального тока. В случае TE поляризованной волны при величине параметра $l_1 \sigma / (2\varepsilon_0 c) < 1$, существует оптимальный угол падения, для которого поглощение максимально. Этот угол соответствует равенству $l_1 \sigma / (2\varepsilon_0 c \cos \theta_*) = 1$. Аналогично при $l_1 \sigma / (2\varepsilon_0 c) > 1$, есть оптимальный угол с максимальным поглощением TM поляризованной волны.

Полученные выражения для T , R и A при соответствующей замене легко обобщаются на случай, когда процессы протекают не в свободном пространстве, а в волноводе. Так например, легко показать, что для прямоугольного волновода соответствующие выражения для коэффициентов T , R и A получаются при заме-

не $\cos \theta \rightarrow \sqrt{1 - \left(\frac{\pi m}{ka}\right)^2 - \left(\frac{\pi n}{kb}\right)^2}$ [6], где a и b – линейные размеры волновода, n и

m – целые числа, соответствующие модам волновода (в случае TM волны оба индекса должны быть ненулевыми, в случае TE поляризации хотя бы один индекс должен быть ненулевым). Правомерность такой замены очевидна, так как моды прямоугольного волновода являются комбинацией плоских волн с углом наклона по отношению к оси волновода. Аналогично ситуации в свободном пространстве уменьшение требуемой для максимального поглощения толщины за счет наклонного падения TE волны в волноводе происходит при приближении к частоте отсечки.

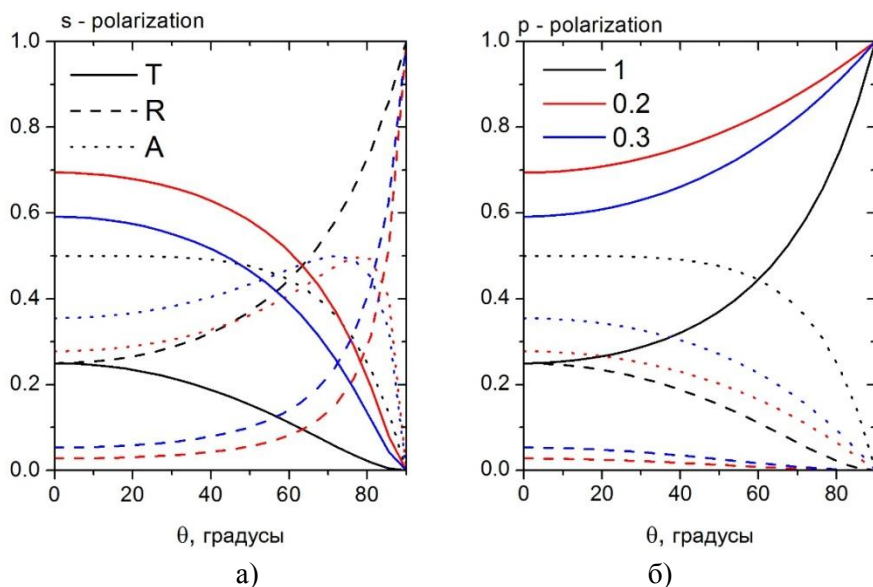


Рис. 1. Зависимость коэффициентов прохождения, отражения и поглощения от угла падения электромагнитного излучения: а) для случая ТЕ – поляризованной волны, б) для случая ТМ – поляризованной волны. В расчетах величина $l_1\sigma / (2\epsilon_0 c)$ полагалась равной 1, 0.2 и 0.3

Таким образом, можно сделать вывод, что тонкие пленки могут быть использованы с одной стороны, как концентраторы энергии в предельно малом объеме (поглощение половины падающего излучения при нанометровых толщинах), а с другой стороны в качестве эффективного поляризатора. В частности, при толщине и угле падения, удовлетворяющим неравенству

$$l_{\sigma TE} \ll l_1 \ll l_{\sigma TM}, \quad (4)$$

такая пленка будет отражать ТЕ поляризованную волну и пропускать ТМ волну.

При выводе выражений (3) использовались условия на обеих границах пленки. Сама пленка характеризовалась параметром объемной удельной проводимости σ . Т.к. толщины рассматриваемых нами пленок значительно меньше толщины скин-слоя, то во все окончательные результаты (3) и дальше объемная проводимость вошла вместе с толщиной пластинки в виде произведений σl_1 . Эта величина по своей сути является поверхностной проводимостью. В рассматриваемом пределе ($k_z l_1 \ll 1$) проще считать такую пленку бесконечно тонкой и вместо точных условий на двух границах использовать эффективные граничные условия, заключающиеся в равенстве тангенциальных компонент электрического поля с разных сторон пластинки и скачке тангенциальной магнитной компоненты, пропорциональной индуцированному в пластинке поверхностному току (а значит, поверхностной проводимости σl_1). Данный подход приводит к точно такому же результату (3). Более того, описание с помощью поверхностных токов

и поверхностной проводимости справедливо даже в случае, когда толщина пластинки меньше длины свободного пробега электрона и понятие удельной объемной проводимости вообще теряет смысл [12].

1.2. Особенности прохождения и поглощения металлических пленок на подложках

Как уже было отмечено выше, максимальное поглощение в отдельно расположенной тонкой металлической пленке составляет 50%. Поглощение можно увеличить, используя в связке с тонкой пленкой дополнительные элементы. Одним из способов увеличения поглощения в пленке является выбор оптимальной толщины подложки. Так, в [8] было показано, что для системы тонкой пленки на диэлектрической подложке выражения для коэффициента отражения и прохождения в случае TE волны имеют следующий вид:

$$R_{TE} = \left| \frac{(1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+}{(1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+} \right|^2$$

$$T_{TE} = \left| \frac{4\alpha_{TE}}{(1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+} \right|^2 \quad (5)$$

где $\alpha_{TE} = \frac{k_z}{k_{0z}}$, $B_{TE} = \frac{\eta}{\varepsilon_0 c \cos \theta}$, $e_{\pm} = \exp(\pm i k_z l)$, l – толщина подложки, η – поверхностная проводимость, а в случае тонкой пленки с толщиной, превышающей электронный пробег $\eta = \sigma l_1$, где σ – проводимость, l_1 – толщина пленки.

Для случая ТМ поляризованной волны выражения для коэффициентов отражения и прохождения могут быть получены в следующем виде:

$$R_{TM} = \left| \frac{(1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+}{(1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+} \right|^2$$

$$T_{TM} = \left| \frac{4\alpha_{TM}}{(1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+} \right|^2, \quad (6)$$

где $\alpha_{TM} = \frac{k_{0z} \varepsilon}{k_z}$, $B_{TM} = \frac{\eta \cos \theta}{\varepsilon_0 c}$.

Важно отметить, что выражения (5), (6) получены для геометрии системы, в которой подложка обращена к падающему излучению. Как было теоретически и экспериментально показано в работе [6], именно в такой геометрии поглощение в системе может превышать 50%. Аналогично рассмотренной выше задаче влияние тонкой пленки при наклонном падении увеличивается для TE волны ($B_{TE} \sim \frac{1}{\cos \theta}$) и уменьшается для TM поляризованной волны ($B_{TM} \sim \cos \theta$).

Анализируя соотношения (5) и (6) можно сделать вывод, что существует набор толщин, при которых поглощение в пленке принимает экстремальные значения. Эти значения соответствуют обращению в ноль производной от поглощения по толщине. Легко показать, что это условие приводит к простому равенству: $\sin(2k_z l) = 0$, что для наименьшей ненулевой толщины соответствует четверть-волновой пластинке. Причем, для того, чтобы экстремум отвечал максимуму, должно выполняться следующее условие на проводимость:

$$B_i > \alpha_i - 1. \quad (7)$$

Здесь индекс i принимает значения TM или TE . В этих условиях поглощение равно:

$$A_i = \frac{4\alpha_i^2 B_i}{(1 + \alpha_i^2 + B_i)^2}. \quad (8)$$

Таким образом, из (8) следует существование оптимального α_i , а именно

$$\alpha_i^2 = 1 + B_i. \quad (9)$$

Тогда поглощение в пленке максимально и достигает величины

$$A_{\max} = \frac{B_i}{1 + B_i}. \quad (10)$$

В условия (7), (9) и в значение максимального поглощения (10) в качестве параметров входят диэлектрическая проницаемость, угол падения и т. д. Эти параметры можно подобрать для TE поляризованной волны такими, чтобы сделать поглощение более 50% (максимальное поглощение без подложки), в том числе, – можно приближаться к ситуации с полным поглощением (почти черная электромагнитная дыра при $B_i \gg 1$). Для графена, который рассматривается далее используется стандартный вид проводимости, приведенный в [12]. Экспериментальные измерения выполнялись нами в волноводе поддерживающем волну TE_{10} в K_a диапазоне спектра. Как следует из общего вида поверхностной проводимости графена, в этом диапазоне проводимость практически действительна (мнимая часть на много порядков меньше).

2. Результаты измерений и их обсуждение

Для подтверждения теоретических результатов в работе экспериментально исследовались электромагнитные свойства многослойных (сэндвич) структур графен/полимер (полиметилметакрилат, ПММА) на кварцевой подложке в микроволновом частотном диапазоне. Детали методики синтеза таких структур рассмотрены в работе [8]. Вкратце остановимся только на основных этапах. На первом этапе графен, полученный методом химического осаждения из газовой фазы (CVD), синтезированный при температуре 1000°C в атмосфере метана на медной подложке (толщина 25 мкм, частота 99.8%), при помощи метода спин-коутинга покрывался слоем ПММА толщиной ~ 600 нм. Контроль толщины полимерного слоя осуществлялся профилометром VeecoDektak6M. В дальнейшем медная подложка растворялась в хлориде железа FeCl_3 . Полученная «свободно стоящая»

пленка графена, покрытая полимером, многократно промывалась дистиллированной водой и переносилась на кварцевую подложку заданной толщины (в работе использовались подложки $7.2 \times 3.4 \times 0.53$ мм). Так, повторяя слой за слоем описанную выше процедуру, получались сэндвич структуры слоев графена, разделенных полимером (Рис. 2). В данной работе исследовались образцы, количество слоев графен/ПММА в которых составляло от 1 до 6.

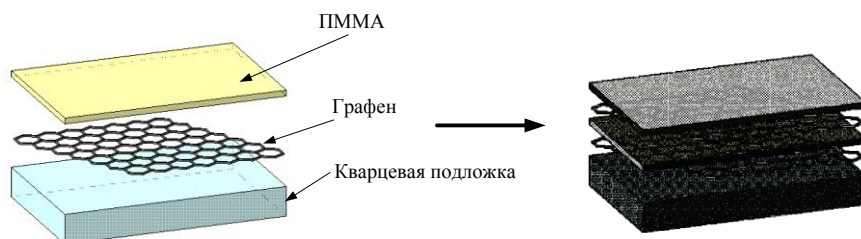
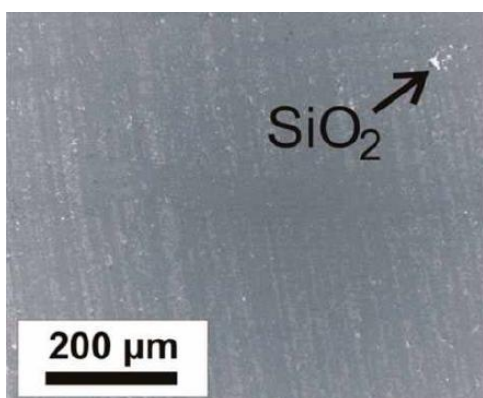
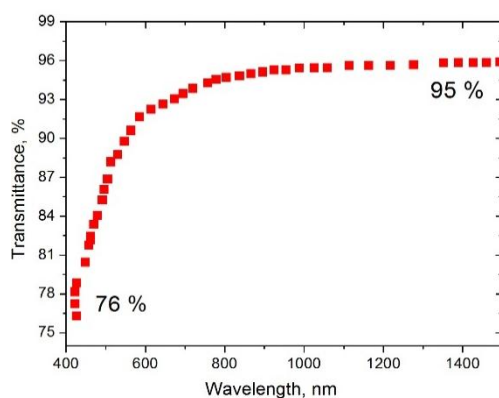


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальных образцов типа сэндвич графен/ПММА

Дополнительно, с целью контроля свойств используемого графена, свободно стоящая пленка размером 10×10 мм переносилась на отдельную кварцевую подложку (радиус 55 мм, толщина 0.53 мм), после чего поверхностный слой ПММА растворялся в ацетоне. Контроль качества графена осуществлялся методами сканирующей микроскопии (SEMLEO 1455 Vанд) (Рис. 3а), спектроскопии комбинационного рассеяния, а также проводились исследования спектров поглощения в оптическом частотном диапазоне (Рис.3б). Коэффициент пропускания в видимом диапазоне частот графена на кварцевой подложке, скорректированный на пустую подложку (см. Рис. 3б) соответствует коэффициенту пропускания монослоя графена.



а)



б)

Рис.3. а) СЭМ изображение слоя графена, перенесенного с медной фольги на кварцевую подложку; б) Коэффициент пропускания в видимом диапазоне частот графена на кварцевой подложке, скорректированный на пустую подложку.

Изучение электромагнитного отклика исследуемых образцов в диапазоне 26–37.5 ГГц проводилось с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны (КСВ) и ослабления P2–408 P (VSWR and Transmission Loss Meter R2-408R, Elmika, Вильнюс, Литва), предназначенного для измерения модуля коэффициентов отражения и передачи (отношения амплитуды падающей волны к амплитуде отраженной волны (S_{11}), отношение амплитуды падающей волны к амплитуде прошедшей волны (S_{21}), соответственно), КСВ и ослабления волноводных СВЧ устройств. Согласно методике измерения, детально рассмотренной в работах [13] образец в виде тонкой пленки на кварцевой подложке помещался в сечение (7.2×3.4 мм) волновода (Рис. 4).

С целью проверки теоретически полученных зависимостей о влиянии толщины подложки на электромагнитный отклик исследуемых образцов для изменения результирующей толщины подложки использовалась дополнительная плоскопараллельная пластинка, изготовленная из эпоксидной смолы (EPIKOTETM Resin 828), которая помещалась в волновод со стороны кварцевой пластинки (см. схему Рис. 4). В работе использовались пластинки следующих толщин: 0.7, 0.9, 1, 1.2, 1.5 мм. Выбор такого способа имитации разной толщины подложки обусловлен несколькими причинами:

- использование дополнительных полимерных пластинок разной толщины позволяет легко изменить результирующую толщину подложки (толщина эпоксидки + 0.53 мм кварц), что в свою очередь, существенно упрощает проведение эксперимента, снижая необходимое количество образцов многослойных структур заданных геометрических размеров;
- эпоксидная смола в микроволновом частотном диапазоне, как и кварц, является диэлектриком с малым поглощением. Однако, являясь полимерным материалом, такие пластинки намного проще в изготовлении, чем кварцевые.

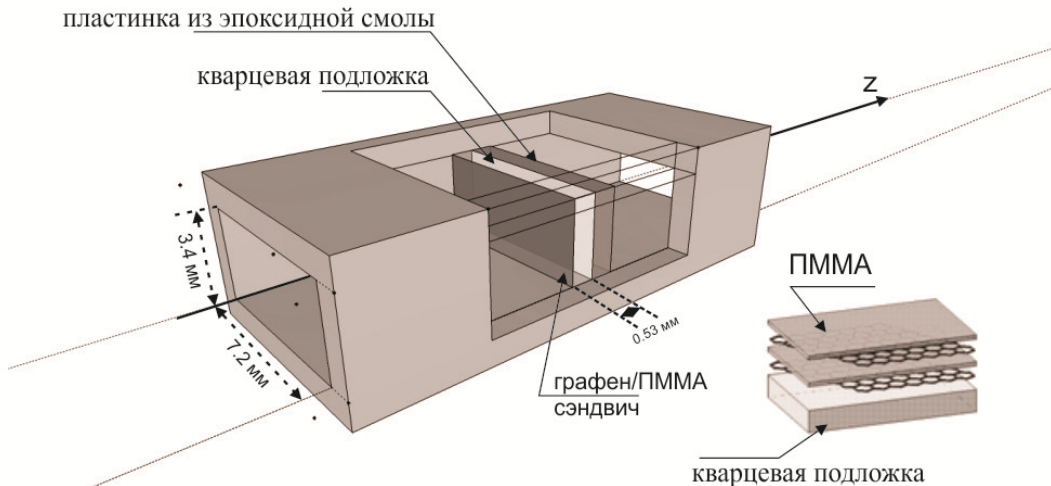


Рис. 4. Схематическое изображение методики проведения измерений в микроволновом частотном диапазоне, а также изображение экспериментальных образцов типа сэндвич графен/ПММА. Электромагнитное излучение распространяется вдоль оси z

На Рис. 5 представлены экспериментально полученные значения коэффициентов прохождения ($T = S_{21}^2$), отражения ($R = S_{11}^2$) и поглощения ($A = 1 - T - R$) для образцов, содержащих до 6 графен/ПММА слоев, рассчитанные на частоте 31 ГГц в зависимости от толщины подложки.

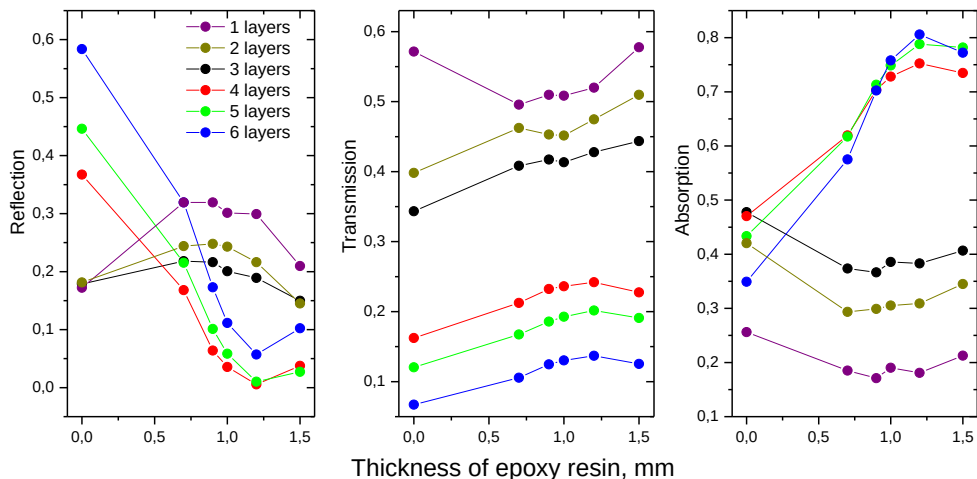


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения R (Reflection), прохождения T (Transmission) и поглощения A (Absorption) от толщины подложки

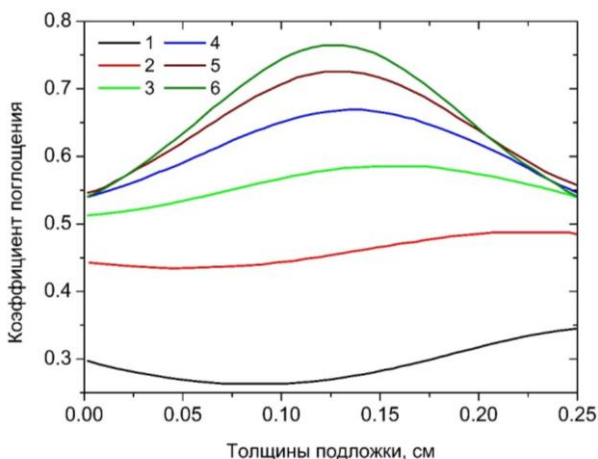


Рис. 6. Теоретический расчет зависимости поглощения от толщины подложки, выраженной в сантиметрах (см), для разного количества слоев графена (от 1 до 6)

Анализируя полученные зависимости, можно сделать вывод, что максимум поглощения (около 80%), который в свою очередь соответствует минимуму отражения (1–2%) в данном частотном диапазоне, наблюдается при толщине подложки, равной 1.25 мм. Полученные экспериментальные данные хорошо согла-

суются с рассмотренными выше теоретическими предсказаниями, на основе которых построены зависимости (см. Рис. 6).

Следует отметить чрезвычайно высокое поглощение графеном микроволнового излучения. Даже один графеновый слой поглощает порядка 30 % падающей волны. В оптическом диапазоне спектра, где поглощение определяется межзонными переходами, поглощение значительно меньше и составляет $\sim \pi\alpha \sim 2.3\%$ [14].

Поглощение в сэндвич структуре происходит исключительно за счет графена. Мнимая часть диэлектрической проницаемости кварца и эпоксидной смолы в рассматриваемом частотном диапазоне удовлетворяет соотношению $k\varepsilon_i''l_i \ll 1$, что, в свою очередь, определяет низкий уровень поглощения в таких материалах. Слои ПММА с шириной ~ 600 нм в рассматриваемом диапазоне являются оптически тонкими и не вносят вклад в общий уровень поглощения.

Заключение

В работе экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность перестройки в широких пределах электромагнитного отклика тонких пленок графена, нанесенных на диэлектрическую подложку. Так, было показано, что уровень прохождения, отражения и поглощения можно регулировать толщиной подложки, углом падения и поляризацией падающей волны.

Описанные в работе эффекты можно использовать при создании детекторов, чувствительных датчиков, эффективных поляризаторов в широком диапазоне спектра. В виду возможности поглощения макроскопически большого количества энергии в микроскопических объемах эффект может найти широкое применение в различных приложениях, связанных с энергетикой.

Литература

1. Priestand D. H., Alcott R. C. // IRETrans. Electron Devices. 1961. Vol. 8. P.243–251.
2. Ang L. K., Lau Y. Y., Kishek R. A., Gilgenbach R. M.// IEEE Trans.Plasma Sci. 1998. Vol. 26, № 3. P.290–295
3. Valfells A., Ang L. K., Lau Y. Y., Gilgenbach R. M. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7, № 2. P. 750–757
4. Bosman H., Lau Y. Y., Gilgenbach R.M.// Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. P. 1353–1355
5. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Воронов П. С. // Письма ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 68–73
6. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Paddubskaya A., Voronovich S., Kaplas T., Svirko Yu. // Applied Physics Letters/ 2013. Vol. 103. P. 0731171–0731174
7. Kuzhir P., Paddubskaya A., Maksimenko S., Kaplas T., Svirko Yu.//Nanoscale Research Letters. 2013. Vol. 8, № 1. P. 60–66
8. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., Paddubskaya A., Voronovich S., Lambin Ph., Kaplas T., Svirko Yu.// Scientific reports. 2014. Vol. 4. P. 071911–071914
9. Kuzhir P., Volynets N., Maksimenko S., Kaplas T., Svirko Yu. // J. Nanosci. and nanotechn. 2013. Vol. 13, № 8. P. 58464–5867
10. Voronovich S., Paddubskaya A., Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., T Kaplas T., Svirko Yu. // Appl. Sci. 2014. Vol. 4. P. 255–264

11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. (Т. VIII). Наука, 1982
12. Mikhailov S. A. // Carbon nanotubes and graphene for photonic applications, edited by S. Yamashita, Y. Saito and J. H. Choi Woodhead Publishing. 2013. Ch. 7. P. 171–219
13. Chung B. // Progress in Electromagnetic Research. 2007. Vol. 75. P. 239–252
14. Nair R., Blake P., Grigorenko A., Novoselov K. et al. // Science. 2008. Vol. 320. P. 1308

ATOM-THICKNESS ABSORBERS OF ELECTROMAGNETIC WAVES

**K. G. Batrakov, A. G. Paddubskaya, N. I. Volynets, S. P. Voronovich,
P. P. Kuzhir, S. A. Maksimenko**

The work discusses the interaction of electromagnetic waves with ultrathin metal films. It is shown that such films, having considerably less than skin depth thickness, can stop significant part of incident wave. The methods of transmittance, reflectance and absorbance tuning are proposed and discussed. Particularly, > 50% absorbance can be reached by choosing of proper substrate parameters. Choosing of incidence angle can lead to transmission of TM wave and reflection of TE wave. Considered effects can be used for ultrathin (up to atom-size) absorbers and polarizers development.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОГЛОТИТЕЛИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ АНТИОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

Д. С. Быченко, А. О. Плющ, Г. В. Горохов, П. П. Кужир

Проведен комплексный анализ зависимости коэффициента поглощения полимерных композитов с немагнитными углеродными включениями от вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости, а также от толщины материала в диапазоне частот 26–37 ГГц. Получены композиты, содержащие 0.2 масс. % углеродных волокон. Экспериментально установлено, что гофрирование поверхности композита приводит к существенному увеличению коэффициента поглощения (с 63 до 92% на частоте 30 ГГц при толщине 4.50 мм) при уменьшении массы образца (на 28 %). Предложена методика расчета коэффициента поглощения гофрированных композитов в СВЧ диапазоне.

Исследованиям электромагнитных свойств композиционных материалов на основе различных форм углерода посвящено большое количество работ [1–7]. Установленные в [1, 6] особенности взаимодействия электромагнитного излучения с наноглеродными композитами показывают перспективность использования данных материалов для широкого круга научно-практических применений. Особенно привлекательны композиты с углеродными и наноглеродными включениями в качестве поглотителей электромагнитного излучения при разработке технологии снижения заметности для радара. Для решения ряда практических задач, например, при расчетах компонентов фюзеляжа летательных аппаратов, важно знать, как параметры конструкционного материала влияют на его поглощательные свойства в СВЧ диапазоне.

Поглощение СВЧ излучения может осуществляться за счет омических потерь [8, 9, 10], ферромагнитного резонанса [11] в магнитных материалах, дипольной релаксации [12], а также за счет структуры в метаматериалах [13]. В данной работе мы остановимся на исследовании поглощательных свойств немагнитных композиционных материалов с электропроводящими углеродными включениями в диапазоне частот 26–37 ГГц (Ka-зона). Данный частотный диапазон используется для связи со спутниками, в бортовой электронике, а также для определения скорости движущихся объектов. Как известно, малые концентрации углеродных включений в композитах позволяют изменять значения ε полимерной матрицы и получать материалы с контролируемым поглощением [7, 5]. Увеличить коэффициент поглощения в композитах можно за счет использования антиотражающих свойств гофрированных поверхностей. Данный прием заимствован из природы и напрямую связан с эффектом глаза ночной бабочки (moth-eye effect) [14, 15, 16]. Ниже мы подробно рассмотрим поглощательные свойства гофрированных поверхностей в СВЧ. Для начала проанализируем особенности взаимодействия электромагнитного излучения с плоскопараллельным композитом, помещенным в прямоугольный волновод.

Для описания электромагнитных свойств воспользуемся длинноволновым приближением, подробно описанным в нашей недавней работе [8]. Для расчета коэффициентов отражения R и пропускания T плоскопараллельного однородного слоя толщиной τ можно использовать формулы Френеля либо непосредственно уравнения Максвелла. Из них могут быть получены значения электрического и магнитного поля в на границах слоя. В матричной записи при нормальном падении электромагнитной волны на образец в волноводе эти поля принимают вид (здесь и далее уравнения записаны с использованием единиц СИ для плоских волн $\exp[i\omega t - ikz]$) [17,18]:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_i \tau_0) i \sin(k_i \tau_0) k_0 / k_i \\ i \sin(k_i \tau_0) k_i / k_0 \cos(k_i \tau_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix},$$

где E_1, H_1 и E_2, H_2 – значения электрического и магнитного поля на левой и правой границах образца толщиной τ_0 , $k_i = \frac{2\pi}{\lambda a} \sqrt{n^2 a^2 - \lambda^2 / 4}$ и $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda a} \sqrt{n_0^2 a^2 - \lambda^2 / 4}$ – волновые числа внутри слоя с коэффициентом преломления n и в воздухе (коэффициент преломления $n_0 = 1$) внутри волновода шириной $a = 7.2$ мм, соответственно; $\lambda = c / \nu$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, ν – частота. Первый множитель с правой стороны выражения (1) известен как характеристическая матрица слоя.

В случае многослойной системы (например, пленка на подложке) характеристическая матрица всей структуры может быть рассчитана как произведение матриц всех, входящих в ее состав слоев. В этом случае коэффициенты R, T N -слойной структуры внутри волновода имеют вид:

$$R = (n_0 - C / B)^2 / (n_0 + C / B)^2, \\ T = 4n_0^2 / (n_0 B + C)^2,$$

где

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{i=1}^N \begin{bmatrix} \cos(k_i \tau) i \sin(k_i \tau) k_0 / k_i \\ i \sin(k_i \tau) k_i / k_0 \cos(k_i \tau) \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \end{bmatrix}.$$

Поскольку для немагнитных материалов $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''}$, то использование предложенной выше модели позволяет рассчитывать электромагнитный отклик материалов с заданными значениями комплексной диэлектрической проницаемости ε . Зависимость коэффициента поглощения $A = 1 - R - T$ от компонент ε композита толщиной 4.50 мм на частоте 30 ГГц представлена на Рис.1.

Анализ Рис.1 показывает, что для любого значения ε' всегда существует значение ε'' , при котором коэффициент поглощения принимает максимальные для данной толщины значения. Аналогичный максимум поглощения наблюдался в нашей недавней работе [19], посвященной ультратонким графеновым пленкам. Из Рис.1 также видно, что для получения максимальных значений поглощения

(84 % для композитов толщиной 4.50 мм на частоте 30 ГГц) необходимо использовать материалы с минимальной ε' . Именно поэтому при разработке промышленных поглотителей используются пористые материалы[20].

При увеличении толщины положение максимумов смещается вследствие интерференции, однако в целом поглощение возрастает, причем максимум становится более острым и смещается в область меньших значений ε'' . При уменьшении толщины период осцилляций на Рис.1 увеличивается, а поглощение в целом уменьшается. Например, для композита, толщиной 1 мм максимальный возможный коэффициент поглощения на частоте 30 ГГц составляет 53 %. Лимит поглощения на частоте 30 ГГц в ультратонких пленках при $\tau \rightarrow 0$ достигает 50% [19].

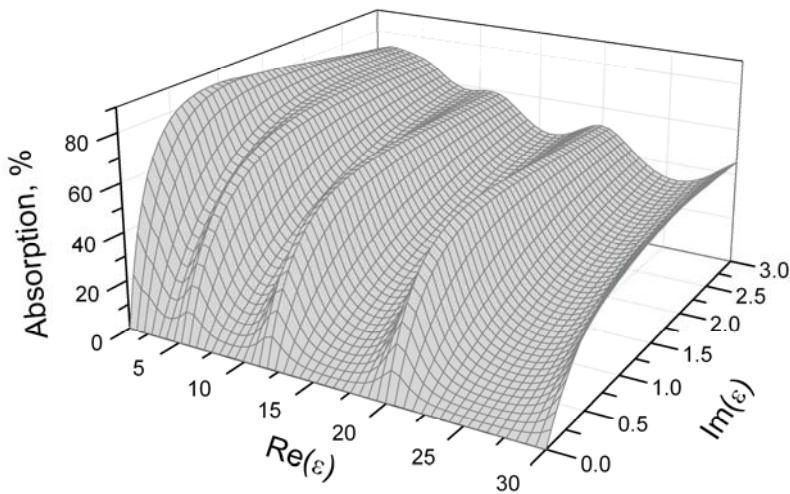


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения от компонент диэлектрической проницаемости композита толщиной 4.50 мм на частоте 30 ГГц

Эффективность экранировки композитов на основе углеродных волокон неоднократно обсуждалась в литературе [23, 9]. Поэтому в качестве наполнителя для композитов был выбран углеродный флок (УФ) [21], приготовленный из углеродной нити УРАЛ-Н-100 [22]. Средний диаметр используемых углеродных волокон (УВ) составлял 5 мкм, длина волокон – 1 мм (СЭМ-изображение представлены на Рис.2(а)).

Отметим несколько аргументов в пользу использования УВ для получения поглощающих покрытий. Из-за сильной экранировки, вызванной влиянием деполяризации, в композитах на основе нанougлеродных включений необходимо достигать порог перколяции для достижения существенного поглощения [1–7]. В свою очередь, при использовании углеродных волокон, обладающих правильной цилиндрической формой и высоким соотношением поперечных размеров (aspect ratio), влиянием деполяризации можно пренебречь. Проводимость УВ достаточно велика, но при этом толщина скин-слоя в Ка-зоне превышает диаметр

волокон, поэтому они взаимодействуют с излучением всем своим объемом. Это позволяет создавать на основе УФ композиты с высоким коэффициентом поглощения при концентрации включений ниже порога перколяции.

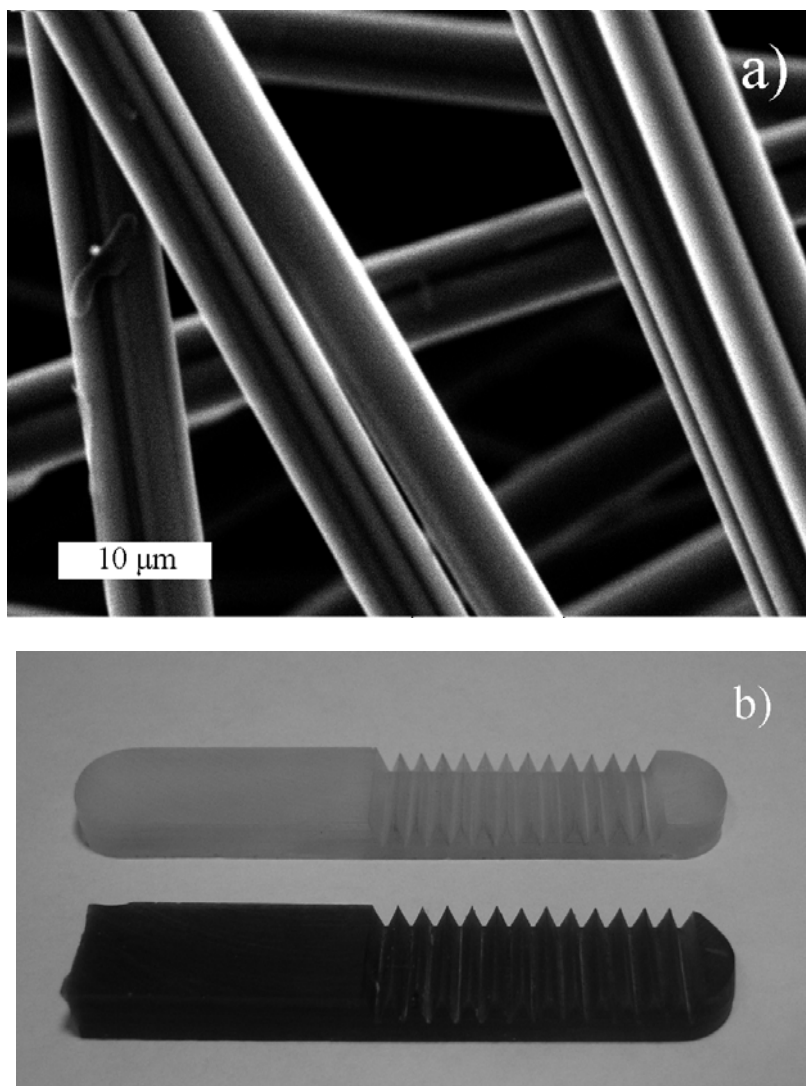


Рис.2. (а) СЭМ-изображение углеродных волокон, входящих в состав углеродной нити УРАЛ-Н-100, (б) общий вид гофрированных композитов

Композиты на основе эпоксидной смолы марки ЭД-20, содержащие 0.2 % (по массе) УФ приготавливались по методике, подробно описанной в [7]. 11.8 мг УФ диспергировались в 10 мл этанола в ультразвуковой ванне в течение 8 минут. Затем в полученную суспензию добавлялось 5 г эпоксидной смолы ЭД-20. Полученная смесь подвергалась обработке ультразвуком в течение 8 минут, после чего помещалась в печь при температуре 80°C на 3 часа для удаления

спирта. После испарения этанола смесь снова подвергалась обработке ультразвуком в течение 8 минут. Затем к смеси смолы и УФ добавлялось 0.55 г отвердителя ПЭПА. После ручного перемешивания в течение 5 минут композит заливался в формочки. Затвердевание образцов происходило в течение 16 часов при комнатной температуре, после чего композиты помещались на 3 часа в печь при 80°C для окончательной полимеризации.

В отличие от нанокуглеродных композитов, даже кратковременная обработка УФ ультразвуком позволяла получать суспензии из отдельных волокон, без образования агломератов. Это позволило существенно ускорить процесс приготовления композитов.

После окончательной полимеризации образцы композитов извлекались из формочек, шлифовались до толщины $h = 4.50$ мм и подвергались фрезерованию конической фрезой на станке с ЧПУ [24]. Угол раствора конической фрезы составлял 45° , глубина фрезерования $dh = 2.5$ мм. Масса фрезерованной части композита уменьшалась на 28%. Общий вид полученных композитов представлен на Рис.2(b).

В длинноволновом приближении гофрированный композит может рассматриваться как плоскопараллельный слой с пространственной зависимостью коэффициента преломления n [8]. Зависимость от координаты x усредненного коэффициента преломления гофрированного композита может быть записана как:

$$n(x) = n_c(1 - S(x)) + n_0 S(x),$$

$$S(x) = \begin{cases} 1, & x \leq -h \\ \frac{-x - (h - dh)}{dh}, & -h < x < -(h - dh) \\ 0, & -(h - dh) \leq x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

где $n_0 = 1$ – коэффициент преломления воздуха, n_c – коэффициент преломления сплошного композита, $S(x)$ определяет удельный вес воздуха и композита в гофрированной части образца. Общий вид зависимости $n(x)$ представлен на Рис.3. Для расчета $n_c = \sqrt{\varepsilon}$ воспользуемся формулой для композита с малыми концентрациями цилиндрических включений [25,6]:

$$\varepsilon = \varepsilon_h - \frac{1}{3} n_{wt} \frac{\rho_h}{\rho_{cf}} \frac{i\sigma}{2\pi\nu\varepsilon_0},$$

где $\varepsilon_h = 3 - 0.1i$ – диэлектрическая проницаемость эпоксидной смолы, n_{wt} – массовая концентрация УВ в композите, ρ_h и ρ_{cf} – плотность смолы и УВ, соответственно, i – мнимая единица, $\sigma = 20000$ См/м – статическая

проводимость УВ, ν – частота, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м электрическая постоянная. Так как в композите УВ расположены случайным образом, а поляризуемость вдоль оси тонкого проводящего цилиндра намного больше поперечной поляризуемости, то в (6) возникает коэффициент 1/3 [5, 6, 25].

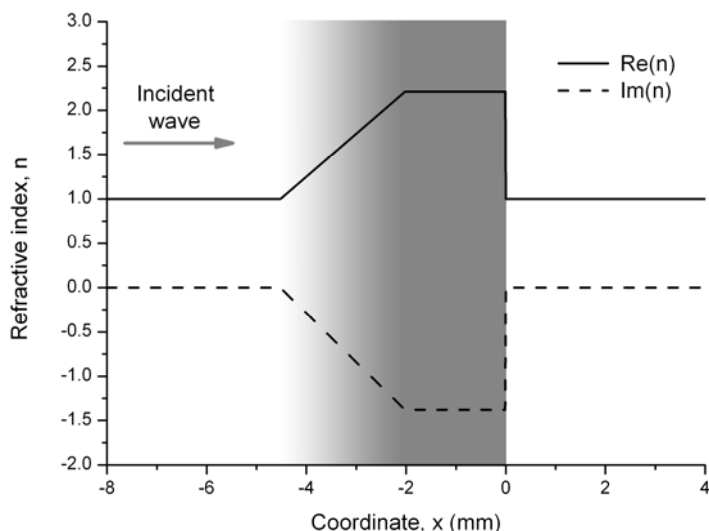


Рис.3. Пространственная зависимость коэффициента преломления в гофрированном композите на частоте 30 ГГц

Электромагнитный отклик полученных материалов измерялся с помощью скалярного анализатора цепей ELMICA R2-408R. Образцы композитов вырезались точно под размеры $7.2 \times 3.4 \times 4.5$ мм и помещались в волновод для измерений модулей S-параметров (S_{21} , S_{11} – отношения амплитуд прошедшей и отраженной волн к амплитуде падающей волны, соответственно). Гофрированные композиты вырезались так, чтобы направление фрезерования было параллельно большей стороне волновода. Образцы помещались в волновод гофрированной стороной к падающему излучению. На Рис.4(а) представлен электромагнитный отклик плоскопараллельных и гофрированных композитов одинаковой толщиной 4.50 мм, содержащих 0.2% (по массе) УФ. В случае, когда излучение падало на плоскую поверхность фрезерованного композита, электромагнитный отклик был практически таким же, как у плоскопараллельного образца.

Из Рис.4(а) хорошо видно, что гофрирование поверхности позволяет существенно увеличить коэффициент поглощения композита (с 63 до 92 % на частоте 30 ГГц) при той же общей толщине 4.50 мм. Зависимости на Рис.4(а) могут быть удовлетворительно описаны с помощью длинноволнового приближения. Рассмотрим гофрированный композит как плоскопараллельный слой с пространственной зависимостью коэффициента преломления (5), а затем разделим его на N одинаковых частей. При большом N можно считать n внутри каждой части постоянным. В этом случае характеристическая матрица (4)

гофрированного композита равна произведению N матриц слоев, входящих в его состав. Результаты расчетов (рис.4(b)) хорошо согласуются с экспериментом. Отметим, что добиться лучшего совпадения с экспериментом можно, если уменьшить проводимость σ в (6). Это может объясняться тем, что при фрезеровании часть из волокон повреждается и в композите появляется распределение волокон по длине. Короткие волокна вносят меньший вклад в электромагнитный отклик композита вследствие влияния деполяризации. Похожая ситуация часто наблюдается в нанотрубочечных композитах [6, 26].

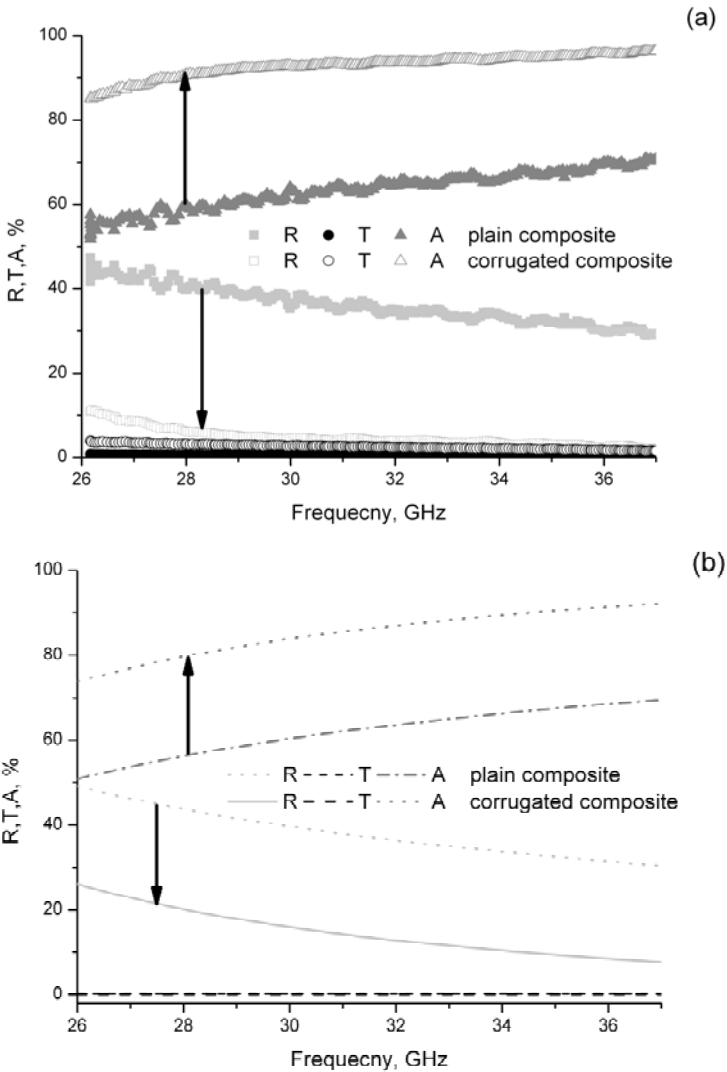


Рис.4. Электромагнитный отклик плоскопараллельных и гофрированных композитов толщиной 4.50 мм, содержащих 0.2% (по массе) УФ: (а) эксперимент, (б) моделирование

Зависимость коэффициента поглощения гофрированных композитов с коэффициентом преломления (5) от компонент ε сплошного композита на частоте 30 ГГц представлена на Рис.5. Из-за меньшего отражения, значения коэффициента поглощения гофрированных композитов превышают на 10–25% поглощение в плоскопараллельных образцах аналогичной толщины. Также ослабление интерференции между падающей и отраженной волнами приводит к сглаживанию осцилляций и существенному уширению пика поглощения на рис.5 по сравнению с Рис.1. Расчеты показывают, что максимально возможные значения поглощения в гофрированных композитах толщиной 4.50 мм на частоте 30 ГГц могут достигать 94%, в то время как максимум поглощения в плоскопараллельном образце не может превышать 84%.

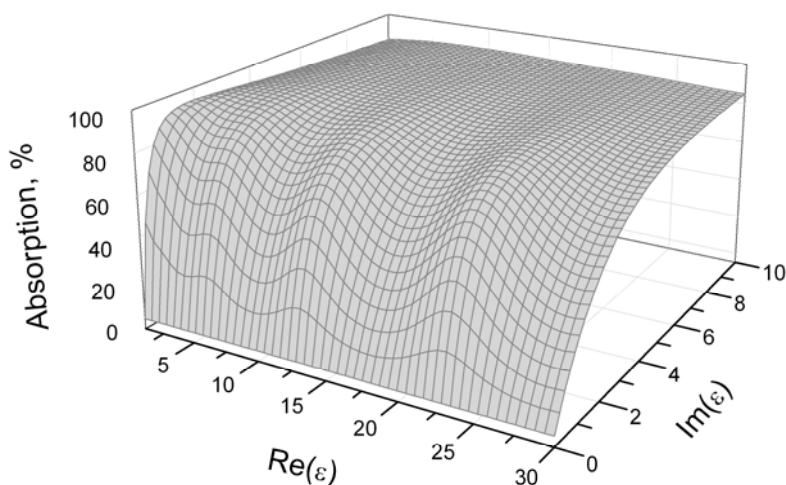


Рис.5. Зависимость коэффициента поглощения гофрированного композита толщиной 4.50 мм от компонент ε на частоте 30 ГГц

Приведенный анализ поглощения в волноводе в целом справедлив и для свободного пространства (для расчетов необходимо просто убрать член $\lambda^2/4$ под корнем в выражении для волнового числа (1)). В свободном пространстве зависимости коэффициента поглощения гофрированных композитов в целом аналогичны Рис.5. Отметим, что для случая поглощения в свободном пространстве полученные результаты масштабируются и справедливы для других диапазонов частот. Например, при уменьшении частоты в 2 раза и при пропорциональном увеличении размеров образца в 2 раза зависимость поглощения от ε практически не изменяется. Это накладывает существенные ограничения на минимальную толщину композита, при которой могут быть получены заданные значения коэффициента поглощения в низких частотах. Оценки показывают, что за счет омических потерь удастся добиться существенного поглощения при толщине образца большей, чем половина длины волны падающего излучения.

В заключение еще раз отметим, что использование гофрированных

композитов позволяет увеличить коэффициент поглощения, а также снизить массу композита (на 28% в рассматриваемом композите), что, например, особенно важно в авиастроении. В свою очередь теоретический анализ показывает ограничения, которые накладываются на композиты на основе классических материалов (углеродная сажа, стеклоуглерод, УВ итд.) В этой связи весьма перспективными является исследования свойств композитов на основе углеродных нанотрубок, графена, пиролитического углерода и других наноуглеродных материалов, в которых может наблюдаться недрудевская проводимость и, соответственно, отклонение от классических законов дисперсии.

Литература

1. *Qin F., Brosseau C.* // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111 (6). P. 061301–24
2. *Kuzhir P., Paddubskaya A., Bychanok D. et al.* // Thin Solid Films. 2011. Vol. 519. P. 4114–4118
3. *Sarto M.S., D'Aloia A.G., Tamburrano A. et al.* // Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on. 2012. Vol. 54 (1). P. 17–27
4. *Bychanok D., Plyushch A., Piasotski K. et al.* // Physica Scripta. 2015. Vol. 90 (9). P. 094019
5. *Быченко Д., Каныгин М., Окотруб А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93, №. 10, С. 669–673
6. *Bychanok D. S., Shuba M. V., Kuzhir P. P. et al.* // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114 (11). P. 114304–7
7. *Bychanok D., Kuzhir P., Maksimenko S.* // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113(12). P. 124103–6,
8. *Bychanok D., Li S., Sanchez-Sanchez A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 013701
9. *Cao M., Song W., Hou Z. et al.* // Carbon. 2010. Vol. 48(3). P. 788–796
10. *Сонгсонг Ц., Банный В., Самофалов А. и др.* // Проблемы физики, математики и техники. 2014. Т. 4 (21)
11. *Ipatov M., Zhukova V., Panina L. et al.* // PIERS Proc. 2009. Vol. 5. P. 1657–1661
12. *Buchner R., Barthel J., Stauber J.* // Chemical Physics Letters. 1999. Vol. 306. P. 57–63
13. *Withayachumnankul W., Abbott D.* // Photonics Journal. IEEE. 2009. Vol. 1. P. 99–118
14. *Stavenga D.G., Foletti S., Palasantzas G. et al.* // Proc. Royal Society of London B: Biological Sciences. 2006. Vol. 273(1587). P. 661–667
15. *Sun C.-H., Jiang P., Jiang B.* // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92(6). P. 061112
16. *Клочко Н., Хрипунов Г., Мягченко Ю. и др.* // ФТП/ 2014. Т. 48(4). С.549–555
17. *Born M., Wolf E.* Principles of optics (4th Edition). Pergamon Press, 1970
18. *Angus MacLeod H.* Thin-Film Optical Filters. Third edition. CRC Press, 2001
19. *Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S. et al.* // Scientific Reports. 2014. Vol. 4. P. 7191
20. Поглотитель электромагнитных волн «ТОРА» <http://niifp.bsu.by/index.php/oborud/tora>
21. Углеродный флок <http://nano.bsu.by/products/carbon-flock>.
22. Углеродная нить «Урал» (Угленить) <http://www.sohim.by/rus/production/carbon/yarn/>.
23. *Chung D.D.L.* // Carbon. 2001. Vol. 39(2). P. 279–285
24. Фрезерный станок с ЧПУ <http://cnc.aircraft.by/>.
25. *Lakhtakia A., Slepryan G., Maksimenko S. et al.* // Carbon. 1998. Vol. 36 (12). P.1833–1839
26. *Shuba M. V., Melnikov A. V., Paddubskaya A. G. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88 (4)/ P. 045436

EFFECTIVE MICROWAVE ABSORBERS BASED ON ANTIREFLECTIVE COATINGS

D. Bychanok, A. Plyushch, G. Gorokhov, P. Kuzhir

We present the comprehensive analysis of the dependence of the absorption coefficient of polymer-based composites with nonmagnetic carbon inclusions from the real and imaginary parts of the complex dielectric permittivity and thickness of the material in the frequency range 26-37 GHz. Composites containing 0.2 wt.% of carbon fibers were prepared and experimentally investigated in Ka-band. It was experimentally found out that the surface of the composite corrugation leads to a substantial increase of the absorption coefficient (from 63 to 92 % at a frequency of 30 GHz, at a thickness of 4.50 mm) with a decrease in mass of the sample (28 %). The method of calculation of the absorption coefficient of corrugated composites in the microwave range is proposed.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, СОДЕРЖАЩИХ ДЕФЕКТНЫЕ УЧАСТКИ ВЫСОКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

А. В. Мельников, М. В. Шуба, С. А. Максименко

1. Введение

Электромагнитные свойства углеродных нанотрубок (УНТ) [1] интенсивно исследовались в течение двух последних десятилетий. Уникальные электронные свойства и квазиодномерная геометрия, присущая УНТ, обуславливают их эффективное взаимодействие с электромагнитным полем микроволнового и субтерагерцового диапазонов. К настоящему времени УНТ было предложено использовать в качестве элементов различных интегральных схем: линии передачи [2–5], элементов связи [6] и наномантенн [7–10]. Для биомедицинских приложений УНТ рассматривались в качестве частиц, эффективно преобразующих электромагнитную энергию в тепловую в радиочастотном [11], микроволновом [12] и инфракрасном [13] диапазонах. Композитные материалы с однопроцентным содержанием УНТ демонстрируют хорошие экранирующие свойства в гигагерцовом диапазоне частот [14, 15].

Благодаря высокой кинетической индуктивности одностенных УНТ (ОУНТ), сильно замедленные поверхностные волны могут возбуждаться и распространяться по ОУНТ. Возбуждение стоячей поверхностной волны в ОУНТ конечной длины плоскими волнами приводит к возникновению антенных (локализованных плазмонных) резонансов в спектрах поляризуемости одиночных ОУНТ [13]. Экспериментально показано, что терагерцовый пик проводимости пленки, состоящей из ОУНТ, обусловлен локализованным плазмонным резонансом в одностенных УНТ [16, 17]. Эффект конечной длины значительно влияет на электромагнитные свойства ОУНТ в частотном диапазоне, лежащем ниже частоты локализованного плазмонного резонанса (< 1 ТГц), что приводит к значительному ослаблению осевой компоненты поля [18] и значительному усилению радиального поля вблизи поверхности ОУНТ [13].

Ослабление осевой компоненты поля происходит из-за сильного деполяризующего поля, которое направлено против падающего поля и приводит к подавлению токов на поверхности трубки. Благодаря значительному эффекту поляризации ОУНТ, плотность разнесенных электрических зарядов нанотрубки велика. Эти заряды создают радиальное электрическое поле, которое в 10–30 раз сильнее осевой компоненты падающего поля.

Несмотря на то, что электромагнитные свойства отдельных ОУНТ были хорошо изучены теоретически [9, 13], теория, описывающая электромагнитные свойства сеток из нанотрубок, не разработана до сих пор. Для понимания физических механизмов, определяющих электромагнитный отклик сетки из УНТ, в первую очередь нужно решить электромагнитную задачу рассеяния поля системой, состоящей из двух произвольно ориентированных, электрически связанных ОУНТ конечной длины.

Для такой системы усиленное радиальное поле влияет на туннельный ток, текущий через контакт между трубками. Контактный ток приводит к переносу заряда между соседними трубками и значительно изменяет поляризуемость трубки по сравнению с таковой для одиночных трубок. Расчет и анализ поляризуемости системы из двух электрически связанных ОУНТ ранее никем не проводились. В настоящей статье мы представляем решение и анализ более простой задачи: рассеяние электромагнитного поля ОУНТ с участком высокого сопротивления (УВС) (см. Рис. 1). Далее мы будем применять аббревиатуры с-ОУНТ и б-ОУНТ для ОУНТ с УВС и без него, соответственно. С-ОУНТ эквивалентна системе из двух параллельных последовательно соединенных ОУНТ с высоким контактным сопротивлением, и является частным случаем системы из двух электрически связанных ОУНТ конечной длины.

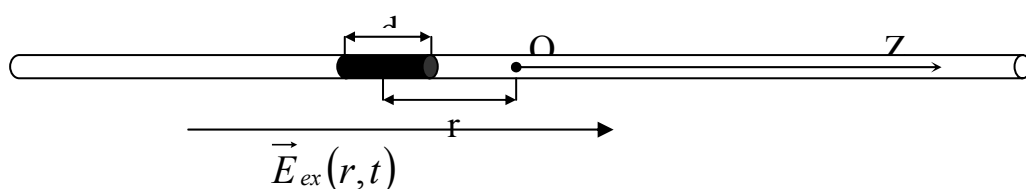


Рис. 1. Схематическое изображение с-ОУНТ во внешнем поле; УВС представлен темным участком трубки

Благодаря цилиндрической симметрии, задача рассеяния излучения на с-ОУНТ решается строго, и она может рассматриваться как первый шаг к решению задачи рассеяния на двух произвольно ориентированных ОУНТ, электрически связанных друг с другом. Кроме того, с-ОУНТ обладает качественно отличным по сравнению с б-ОУНТ электромагнитным откликом, что позволяет продемонстрировать новые физические явления имеющие место в ОУНТ.

С-ОУНТ является моделью не только для системы из двух электрически связанных ОУНТ конечной длины, но и для других реально существующих физических систем. Например, это могут быть (i) ОУНТ с дефектом излома [19,20], (ii) ОУНТ, разрезанная в одном месте кислородной плазмой, и сшитая в этом месте проводящей молекулой [21], (iii) поломанная трубка, которая затем была соединена концами в месте разлома [22].

Физическая реалистичность модели ОУНТ с участком высокого сопротивления вытекает из экспериментальных измерений сопротивления контактов между УНТ и различных внутримолекулярных переходов в УНТ [19–23]. В этих экспериментах сопротивление контактов между трубками и внутримолекулярных переходов в них сравнимо и даже может превышать сопротивление бездефектных участков УНТ.

2. Теоретический анализ

Рассмотрим изолированную ОУНТ длиной L , радиусом R и индексами хиральности (m, n) , содержащую один участок, обладающий высоким сопротив-

лением, и находящуюся в свободном пространстве. УНТ связана с цилиндрической системой координат (φ, ρ, z) таким образом, что геометрический центр УНТ совпадает с началом системы координат, а ось z системы координат параллельна оси углеродной нанотрубки. На ОУНТ действует внешнее поле плоской волны: $E_{ex}(r, t) = E^{(0)}(r) \cdot \exp(-i\omega t)$, где ω – круговая частота. Схематически рассматриваемая задача представлена на Рис. 1.

Электродинамическая задача рассеяния электромагнитного излучения частицей, находящейся во внешнем поле, сводится к нахождению распределения токов $j(r, t)$, возбуждаемых в частице под действием внешнего поля. Для решения этой задачи можно применять различные подходы: 1) подход, основанный на применении первых принципов квантовой механики; 2) подход, основанный на классической электродинамике; 3) подход, объединяющий электродинамическую и квантово-механическую задачи.

2.1 Подход, основанный на применении первых принципов квантовой механики

Для численного решения поставленной задачи широко применяется метод функционала плотности, зависящий от времени (TDDFT – Time-dependent density functional theory). Квантово-механический подход из первых принципов позволяет получить результаты, корректные с точки зрения квантовой механики. Однако из-за ограниченных возможностей современных суперкомпьютеров TDDFT пригоден для моделирования малых конечных непериодических систем, содержащих не более 200–300 электронов проводимости. Например, с помощью TDDFT был рассчитан электромагнитный отклик серебряных и золотых наностержней длиной до 7 нм [24]. Результаты расчетов показывают, что в таких частицах наблюдается резонанс поверхностных плазмонов в ближнем ИК диапазоне электромагнитного спектра.

2.2 Подход, основанный на классической электродинамике

В классической электродинамике для нахождения распределения токов, текущих в частице под действием внешнего поля систему уравнений Максвелла необходимо дополнить материальными уравнениями, которые связывают через эффективную проводимость плотность возбуждаемого тока и напряженность поля, действующего на трубку. Для б-ОУНТ краевая электродинамическая задача была сформулирована в [9]. В этом случае ОУНТ рассматривается как тонкостенный проводящий цилиндр, обладающей постоянной вдоль оси трубки аксиальной проводимостью σ_{zz} . Проводимость σ_{zz} для б-ОУНТ вычисляется на основе квантово-механического рассмотрения движения электронов. Для с-ОУНТ аксиальная проводимость полагается зависящей от координаты z .

Краевая электродинамическая задача сводится к интегральному уравнению Халлена, которое позволяет найти распределение токов, текущих по трубке под действием внешнего поля:

$$\int_0^L E_z^{(0)}(z') e^{ik|z-z'|} dz' + C \cdot e^{ikz} + D \cdot e^{-ikz} = \int_0^L \left[\frac{1}{\sigma_{zz}(z')} \cdot e^{ik|z-z'|} + \right. \\ \left. + \frac{2R}{c} \cdot \int_0^{2\pi} G(R, R, \phi, z-z') \right] \cdot j(z') dz' \quad (1)$$

где

$$G(R, \rho, \phi, z) = \frac{\text{Exp} \left[ik \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2\rho R \cdot \text{Cos} \phi + z^2} \right]}{\sqrt{R^2 + \rho^2 - 2\rho R \cdot \text{Cos} \phi + z^2}}, \quad (2)$$

есть функция Грина в свободном пространстве [9], $k = \omega / c$ – волновое число в свободном пространстве, c – скорость света в вакууме.

Проводимость ОУНТ вычислялась по следующей формуле [9]:

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{ie^2\omega}{\pi^2\hbar R} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} \cdot \sum_{s=1}^m \int_{1stBZ} \frac{\partial F_c}{\partial p_z} \frac{\partial \varepsilon_c}{\partial p_z} dp_z, \quad (3)$$

где e – заряд электрона, $\hbar$ – нормированная постоянная Планка, p_z – продольная проекция импульса электрона. Целые числа $s = 1, 2, 3, \dots, m$ – это номера энергетических зон π -электронов. τ – электронное время релаксации, обусловленное рассеянием электронов на дефектах и фононах кристаллической решетки. F_c – равновесная функция распределения Ферми электронов проводимости по энергии, ε_c – энергия электронов проводимости.

Выражение (3) описывает только вклад внутризонных переходов в проводимость ОУНТ. Это является уместным при вычислении проводимости ОУНТ малого диаметра, для которых межзонные переходы имеют место на частотах, превышающих рассматриваемый частотный диапазон (1 ГГц – 10 ТГц). Чтобы решить интегральное уравнение (1), его нужно дополнить граничными условиями для токов на концах трубки:

$$I(-L/2) = I(L/2) = 0, \quad (4)$$

Условие, записанное в выражении (4) вытекает из отсутствия сконцентрированных носителей заряда на концах ОУНТ [25]. Отличие с-ОУНТ и б-ОУНТ заключается в том, что электроны по-разному движутся по различным участкам с-ОУНТ: через участок с высоким сопротивлением они туннелируют, а по бездефектным участкам трубки они движутся в качестве электронов проводимости. Такое различие в особенностях движения электронов по различным участкам с-ОУНТ приводит нас к необходимости использования подхода, который, с точки зрения квантовой механики, будет корректно описывать движение электронов как по бездефектным участкам трубки и в области УВС.

2.3 Подход, объединяющий электродинамическую и квантово-механическую задачи

Этот подход базируется на совместном решении электродинамической задачи для одного участка системы (например, для бездефектных участков с-

ОУНТ) и решении квантово-механической задачи для другого участка системы (например, для УВС). Эти две задачи объединяются между собой, и в результате получается самосогласованная электродинамическая задача для всей системы, корректная с точки зрения квантовой механики. С помощью этой модели в работе [26] были вычислены токи, текущие через участок ОУНТ, помещенный между металлическими контактами, и находящийся в диэлектрической среде, при подаче на этот участок внешней разности потенциалов. Квантово-механическая и электродинамическая задачи в этом случае объединяются через электродинамические потенциалы.

Применим описанный выше метод к моделированию электромагнитного отклика с-ОУНТ. Квантово-механическая задача в этом случае решается для электронов, туннелирующих через УВС. На УВС действует разность потенциалов V , которая задается полем, действующим на этот участок трубки. Проводимость УВС вычисляется по формуле Ландауэра-Буттикера [27]:

$$G(0) = \frac{I}{V} = 2 \cdot \left(\frac{e^2}{\pi \hbar} \right) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dE (-\partial f / \partial E) \cdot T(E), \quad (5)$$

где $T(E)$ – коэффициент прохождения электронов через УВС в зависимости от энергии электронов, f – функция распределения электронов по энергии.

Формула (5) используется для описания проводящих свойств внутри-молекулярного и межтрубочного туннельных контактов в системах ОУНТ [28–30]. Формула (5) описывает проводимость участка трубки с высоким сопротивлением на нулевой частоте. Высокочастотная проводимость трубки определяется соотношением:

$$G(\omega) = I(\omega) / V(\omega), \quad (6)$$

Сдвиг фаз между током и напряжением определяется такой величиной, как время туннелирования электронов. В интерпретации времени туннелирования Ландауэра-Буттикера [31] существует квазистатический режим, когда ток, текущий через туннельный контакт изменяется практически синфазно с полем, действующим на этот участок. В этом случае можно считать, что проводимость участка ОУНТ с высоким сопротивлением является практически действительной величиной. Такой низкочастотный предел применим, когда время туннелирования значительно меньше периода изменения внешнего поля. В рассматриваемом нами частотном диапазоне работает квазистатическое приближение для проводимости туннельного барьера, и мы можем считать проводимость участка трубки с высоким сопротивлением чисто действительной.

Формула (5) позволяет найти ток, текущий через УВС через поле, действующее на УВС:

$$I = E_z \cdot d \cdot G(0), \quad (7)$$

где E_z – среднее значение поля, действующего на УВС. Это поле является суммой двух полей: внешнего поля E_{ex} и поля, рассеянного бездефектными

участками трубки E_{sc} , которое находится из решения электродинамической задачи для двух бездефектных участков ОУНТ. d – длина УВС.

Проводимость бездефектных участков с-ОУНТ вычисляется по формуле (7). Электродинамическая задача для бездефектных участков ОУНТ сводится к системе из двух интегральных уравнений Халлена вида (1). Эти уравнения дополняются граничными условиями (4) для токов, текущих на концах ОУНТ и условиями неразрывности для токов, текущих вблизи УВС:

$$I_{r+0} = I_{r-0} = I, \quad (8)$$

Введение выражения (8) в задачу приводит к тому, что на УВС не скапливается заряд, и этот участок не рассеивает электромагнитное поле.

Система из двух интегральных уравнений Халлена учитывает электромагнитное взаимодействие между двумя бездефектными участками с-ОУНТ. Решение этой системы позволяет найти токи $j(z)$, текущие по бездефектным участкам с-ОУНТ. Знание токов, текущих по бездефектным участкам с-ОУНТ позволяет найти рассеянные этими участками поля, которые действуют на УВС:

$$E_{sc}(r) = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \cdot \Pi_e, \quad (9)$$

где Π_e – электрический вектор Герца, который для полей, рассеянных бездефектными участками ОУНТ вычисляется следующим образом [13]:

$$\Pi(\rho, z) = \frac{iR}{\omega} \cdot \left(\int_{-L/2}^{r-d/2} j(z') \cdot G(z - z', \rho, R) dz' + \int_{r+d/2}^{+L/2} j(z') \cdot G(z - z', \rho, R) dz' \right), \quad (10)$$

Объединение выражений (3)–(5), (7)–(10) и двух интегральных уравнений Халлена для бездефектных участков с-ОУНТ приводит нас к самосогласованной электродинамической задаче для с-ОУНТ, решение которой позволяет найти электромагнитный отклик с-ОУНТ. Подход, базирующийся на объединении квантово-механической и электродинамической задач, является несколько громоздким. Поэтому для упрощения рассмотрения воспользуемся другим подходом.

2.4 Электродинамическая модель трубки с переменным аксиальным сопротивлением

Эта модель базируется на классической электродинамике, при этом участок, через который туннелируют электроны, представляется в виде гипотетического материала, проводимость которого соответствует туннельной проводимости рассматриваемого участка. Эта модель применялась к расчету электромагнитного отклика системы из двух металлических сфер, которые находятся друг от друга на расстоянии, при котором туннелирование электронов между сферами является значительным [32].

Применение этой модели к расчету электромагнитного отклика с-ОУНТ означает, что все участки ОУНТ характеризуются своей проводимостью, и

электромагнитная задача сводится к уравнению Халлена (1), при этом трубка обладает переменной осевой проводимостью $\sigma_z(z)$. Проводимость бездефектных участков с-ОУНТ σ_{zz} вычисляется по формуле (3), а проводимость УВС вычисляется следующим образом:

$$\sigma_1 = d \cdot G(0), \quad (11)$$

где $G(0)$ – проводимость, вычисленная по формуле (5). Проводимость с-ОУНТ можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} \sigma_z(z) = \sigma_{zz}, z \in \{-L/2, r-d/2\} \cup \{r-d/2, L/2\} \\ \sigma_z(z) = \sigma_1, z \in \{r-d/2, r+d/2\} \end{cases}, \quad (12)$$

где r – координата расположения центра УВС по оси z (Рис. 1).

Отличие этого подхода от предыдущего заключается в том, что в случае использования электродинамической модели трубки с переменным аксиальным сопротивлением, на УВС может скапливаться заряд, который рассеивает электромагнитное поле.

Подход, рассмотренный выше можно обобщить на расчет с-ОУНТ с несколькими УВС, задав в системе (12) низкую проводимость для нескольких УВС в ОУНТ.

Находя токи, текущие по с-ОУНТ, мы можем определить поляризуемость с-ОУНТ в свободном пространстве в случае длинноволнового предела, когда длина волны намного больше геометрического размера УНТ [9]:

$$\alpha = \frac{2\pi i R}{\omega \cdot E_0} \cdot \int_{-L/2}^{+L/2} j(z) dz. \quad (13)$$

Поверхностную плотность заряда, распределенную по ОУНТ можно найти по формуле:

$$\rho(z) = -\frac{i}{\omega} \cdot \frac{\partial j(z)}{\partial z}. \quad (14)$$

При использовании для расчета поверхностной плотности заряда, тока $j(z)$, полученного при использовании электродинамической модели трубки с переменным аксиальным сопротивлением, может получиться так, что на участке с низкой проводимостью будет концентрироваться большое количество заряда. Так, как этот участок представляет собой туннельный барьер для электронов, то концентрация зарядов в этой области представляется нереалистичной. Поэтому заряд, скапливаемый в участках с низкой электрической проводимостью, не имеет смысла.

Мощность, выделяемая в ОУНТ за счет протекания тока через УВС, вычисляется следующим образом [13]:

$$P_d = \pi R \cdot \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sigma_d} \right) \cdot \int_{r-d/2}^{r+d/2} |j(z)|^2 dz. \quad (15)$$

Мощность, выделяемая благодаря протеканию тока по бездефектным участкам ОУНТ, вычисляется по следующей формуле [13]:

$$P_0 = \pi R \cdot \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sigma_0} \right) \cdot \left[\int_{-L/2}^{r-d/2} |j(z)|^2 dz + \int_{r+d/2}^{L/2} |j(z)|^2 dz \right]. \quad (16).$$

Физический смысл действительной проводимости УВС и мощности, вычисленной по формуле (15) заключается в том, что при переходе через УВС электроны получают дополнительную энергию, которая затем приходит в термодинамическое равновесие с атомами решетки с-ОУНТ. Таким образом, энергия, полученная электронами от поля в области УВС, в основном рассеивается на бездефектных участках с-ОУНТ вблизи УВС.

3. Численные результаты и их обсуждение

Применим теоретическую модель, описанную в предыдущей главе к расчету ОУНТ, содержащей один участок с высоким сопротивлением. Для определенности рассчитаем металлическую ОУНТ типа зигзаг с индексами хиральности (12,0) и длиной $L=1$ мкм, Радиус ОУНТ $R=0.5$ нм, длина участка трубки с высоким сопротивлением $d=1$ нм. Участок трубки с высоким сопротивлением располагается в центре трубки $r=0$. Трубка находится в свободном пространстве; время электронной релаксации $\tau=50$ фс. Сопротивление участка трубки с высоким сопротивлением характеризуется числом $N_R = R_d / R_{CNT}$, которое определяет отношение сопротивления участка трубки с высоким сопротивлением (УВС) к суммарному сопротивлению бездефектных участков трубки.

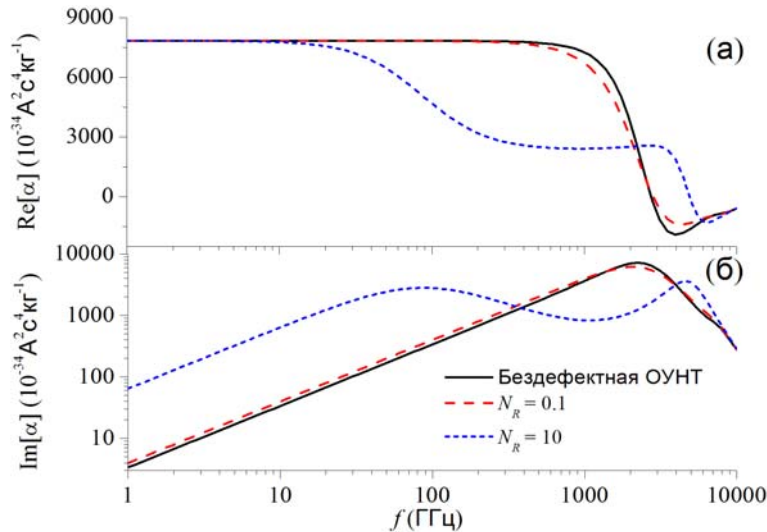


Рис. 2. Спектры поляризуемости б-ОУНТ (сплошная линия) и с-ОУНТ с одним УВС (пунктирные линии) разной проводимости

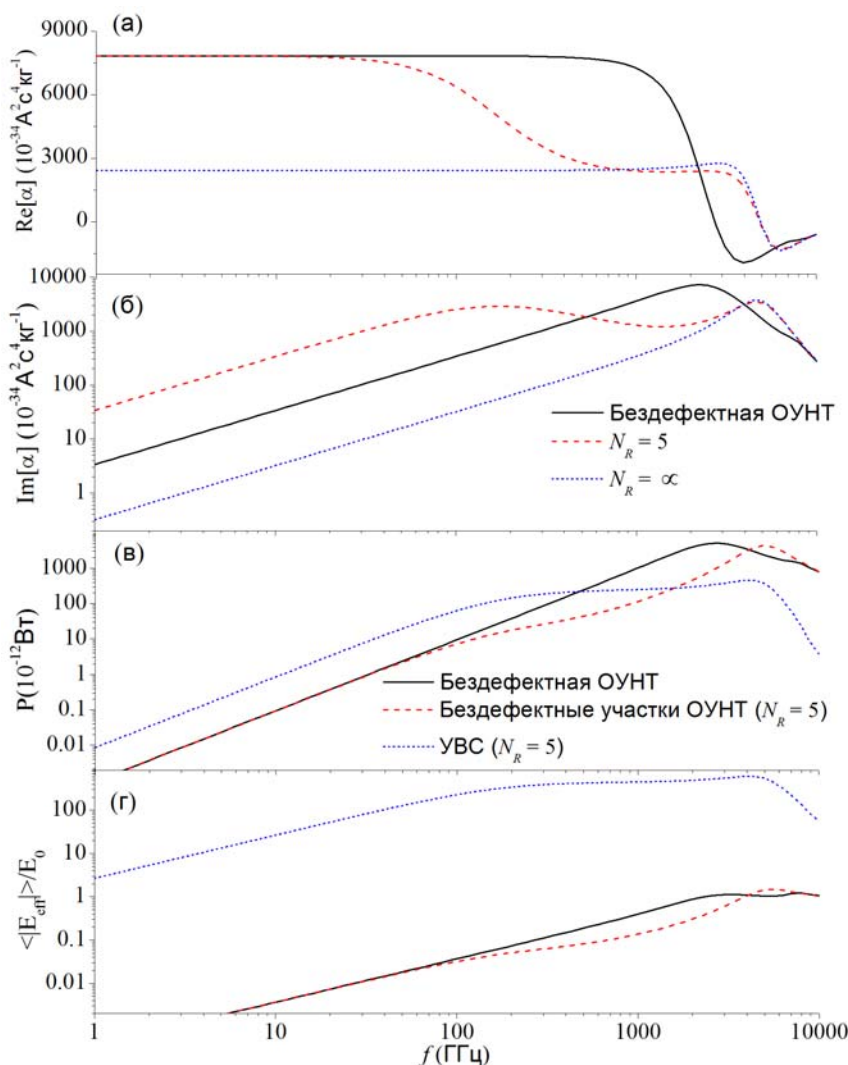


Рис. 3. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей поляризуемости с-ОУНТ ($N_R = 5$) и б-ОУНТ и двух параллельных электрически несвязанных ОУНТ ($N_R = \infty$). Спектры мощности, выделяемой в б-ОУНТ, а также в УВС и в бездефектных участках с-ОУНТ. (в). Отношение модуля эффективного поля на УВС и среднего поля на бездефектных участках ОУНТ к падающему полю (г)

На Рис. 2 представлены спектры поляризуемости с-ОУНТ при различных значениях N_R . Для б-ОУНТ в спектре $Im[\alpha]$ на частоте 2 ТГц наблюдается терагерцовый пик (ТП), который связан с эффектом конечной длины в трубке [33].

В случае если сопротивление УВС является значительно меньшим по сравнению с суммарным сопротивлением трубки, спектр поляризуемости с-ОУНТ слабо отличается от спектра поляризуемости б-ОУНТ. При значительном

превышении сопротивления УВС над сопротивлением трубки, спектр поляризуемости изменяется на качественном уровне. Частота ТП увеличивается, а на частоте 100 ГГц появляется дополнительный гигагерцовый пик (ГП).

Режим наблюдения двух независимых пиков в спектре $Im[\alpha]$ является наиболее интересным для исследования, поэтому для того чтобы понять, каким образом УВС влияет на спектр поляризуемости ОУНТ, мы приведем дополнительные результаты расчетов.

Частоты ГП и ТП делят спектр поляризуемости на три диапазона. Выделим три различных режима взаимодействия с-ОУНТ с электромагнитным излучением: (1) режим слабого влияния УВС на поляризуемость с-ОУНТ ($f < 100 \text{ ГГц}$), (2) промежуточный режим ($100 \text{ ГГц} < f < 5 \text{ ТГц}$), (3) режим значительного подавления тока, текущего через УВС ($f > 5 \text{ ТГц}$). Трубка в третьем режиме разделяется на два участка, которые практически независимо взаимодействуют с электромагнитным излучением. Рассмотрим эти режимы более детально.

3.1 Режим слабого влияния УВС на поляризуемость ОУНТ

Поляризуемость с-ОУНТ в этом случае слабо отличается от поляризуемости б-ОУНТ в диапазоне частот ($f < 100 \text{ ГГц}$). Это происходит из-за того, что токи, текущие по б-ОУНТ, приблизительно равны токам, текущим по с-ОУНТ (Рис. 4(а)).

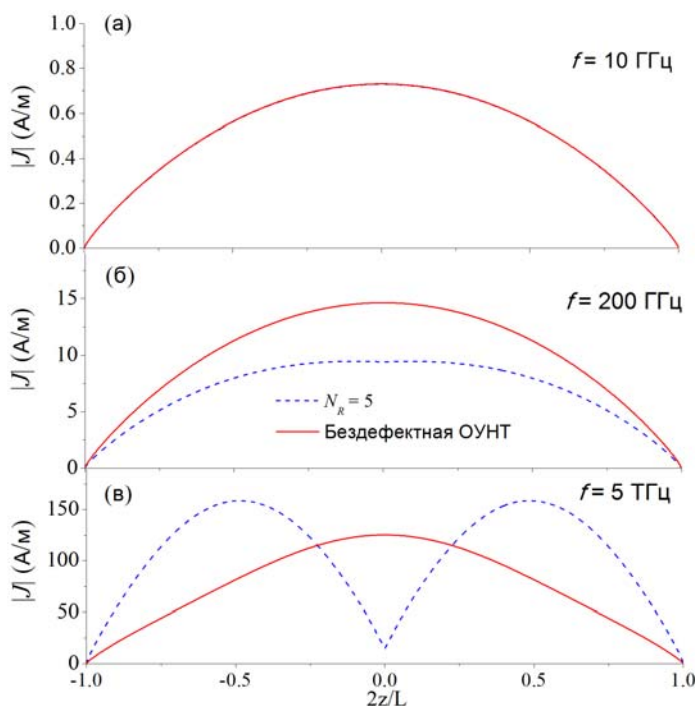


Рис. 4. Распределения токов по ОУНТ, возбужденных внешним полем, при различных частотах внешнего поля

Из Рис. 4(а) видно, что через УВС течет такой же ток, как и через этот же участок б-ОУНТ. Так, как сопротивление этого участка в 5 раз больше, чем сопротивление бездефектной трубки, используя формулы (15) и (16) можно получить, что суммарная мощность, выделяемая на ОУНТ с УВС больше, чем суммарная мощность, выделяемая на бездефектной ОУНТ. Это показано на рисунке 3(в). Мнимая часть поляризуемости ОУНТ пропорциональна мощности, выделяемой на ней. Поэтому $Im[\alpha]$ для с-ОУНТ на частотах $f < 100 \text{ ГГц}$ практически на порядок больше $Im[\alpha]$ для б-ОУНТ (Рис. 3(б)).

Равенство токов, возбуждаемых внешним полем на с- и б-ОУНТ, также означает одинаковое распределение зарядов по их поверхности (Рис. 5(а)), т.е. УВС не препятствует перетеканию заряда. Из рисунка 3(а) видно, что в рассматриваемом частотном диапазоне действительная часть поляризуемости с-ОУНТ является постоянной. То же самое наблюдалось для многостенных УНТ, которые взаимодействовали с электромагнитным излучением в квазистатическом режиме [18]. В этом режиме по с-ОУНТ переносится заряд, значение которого не зависит от частоты. При понижении частоты для переноса этого заряда необходим меньший ток, поэтому поле, действующее на участки с-ОУНТ, понижается с уменьшением частоты (Рис. 3(г)).

Так как проводимости УВС и бездефектных участков с-ОУНТ значительно различаются, то для того, чтобы по этим участкам протекал одинаковый ток, на УВС должно действовать гораздо большее поле (Рис. 3(г)). Поле, действующее на бездефектные участки ОУНТ значительно ниже, чем падающее поле, что наблюдалось и для МУНТ [18]. При этом поле, действующее на УВС, может значительно превышать величину внешнего поля.

3.2. Промежуточный режим

При повышении частоты поле E_d , действующее на УВС, достигает максимального значения и далее остается примерно постоянным (Рис. 3(г)). Прекращение роста поля E_d приводит к тому, что через УВС начинает перетекать заряд, значение которого меньше значения заряда, перетекающего через тот же участок б-ОУНТ. Уменьшение заряда, переносимого через УВС является причиной спада $Re[\alpha]$ при повышении частоты в частотном диапазоне $100 \text{ ГГц} < f < 5 \text{ ТГц}$.

Также это приводит к подавлению тока, текущего по с-ОУНТ по сравнению с токами, текущими по б-ОУНТ (Рис. 4(б)). В месте расположения УВС в функции распределения тока по трубке наблюдается точка излома. Математически это означает наличие в месте расположения УВС скачка распределения заряда (Рис. 5(б)). Именно этот скачок заряда приводит к значительному усилению поля E_d по сравнению с полем E_0 (Рис. 3(г)). Рассматриваемый эффект усиления поля, действующего на УВС аналогичен эффекту усиления поля вблизи концов ОУНТ, который был ранее теоретически описан [13].

Когда ток, текущий через УВС, становится в несколько раз меньше тока,

текущего через аналогичный участок б-ОУНТ, распределение заряда по с-ОУНТ становится практически постоянным и слабо меняется при изменении частоты. Это приводит к тому, что поле E_d (Рис. 3(г)), мощность, выделяемая при протекании тока через УВС (Рис. 3(в)) и $Re[\alpha]$ для с-ОУНТ (Рис. 3(а)) являются практически постоянными величинами в частотном диапазоне $500 \text{ ГГц} < f < 3 \text{ ТГц}$.

3.3. Режим сильного подавления тока, текущего через УВС

В этом режиме через УВС перетекает очень малое количество заряда по сравнению с зарядом, который течет через тот же участок б-ОУНТ. Это видно из рисунка 4(в), на котором демонстрируется распределение тока по с-ОУНТ и б-ОУНТ на частоте 5 ТГц. Значительное снижение тока, текущего через УВС, вызвано тем, что из-за низкой проводимости УВС, поля, действующего на УВС, не хватает для того, чтобы индуцировать значительный ток, сравнимый с током, текущим по бездефектным участкам трубки.

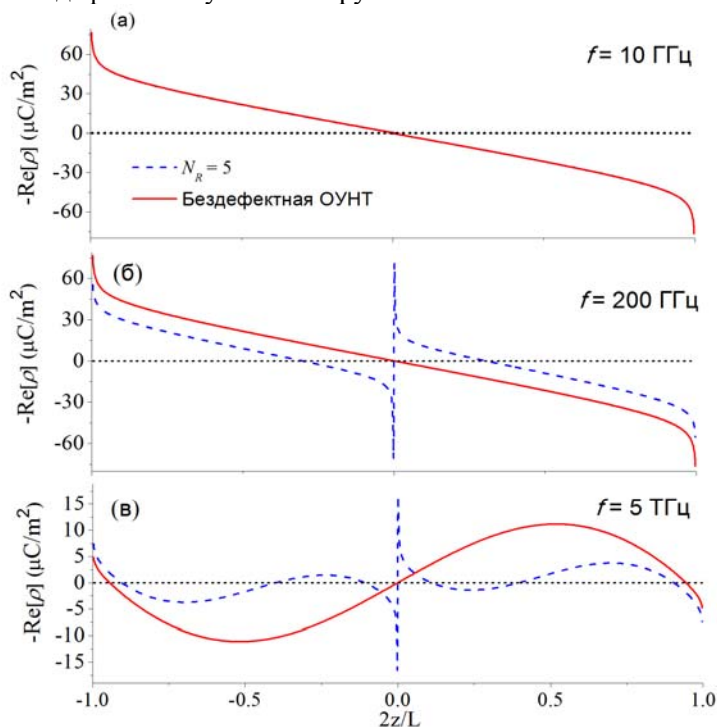


Рис. 5. Распределения зарядов по ОУНТ, перераспределенных под действием внешнего поля, при различных частотах внешнего поля

Терагерцовый пик в спектре величины $Im[\alpha]$ для с-ОУНТ смещается в сторону высоких частот по сравнению с ТП для б-ОУНТ. Такое поведение ТП наблюдается при уменьшении длины ОУНТ [13]. Если сравнить спектры $Im[\alpha]$

в области ТП для с-ОУНТ конечного сопротивления ($N_R = 5$) и двух электрически изолированных друг от друга ОУНТ ($N_R = \infty$), то можно заметить, что эти спектры совпадают (Рис. 3(б)). Учитывая этот факт и то, что ток, текущий через УВС значительно подавляется (Рис. 4(в)), можно сделать вывод, что УВС разделяет с-ОУНТ на два участка, которые взаимодействуют с электромагнитным излучением практически как две изолированные друг от друга ОУНТ, длины которых равны длинам бездефектных участков ОУНТ. На рисунке 5 представлены распределения по трубкам действительной части заряда, посчитанные по формуле (10) через токи, изображенные на Рис. 4.

3.4 Зависимость поляризуемости ОУНТ от размеров УВС

Рассмотрим, каким образом электромагнитные свойства ОУНТ зависят от размеров УВС. $L = 1 \text{ мкм}$, $\tau = 50 \text{ фс}$.

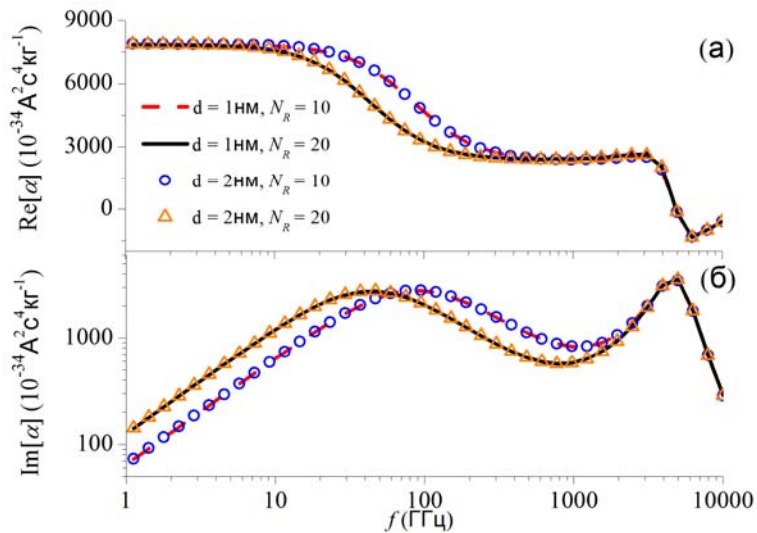


Рис. 6. Поляризуемость ОУНТ с УВС при различных длинах d УВС и при различных значениях N_R .

На Рис. 6 показаны спектры поляризуемости с-ОУНТ при различных длинах УВС: 1 и 2 нм. Из Рис. 6 видно, что спектры ОУНТ с УВС хорошо налагаются друг на друга при одинаковых значениях N_R . При этом различия в длине УВС не влияют на спектры поляризуемости трубок. Из этого можно сделать вывод, что важным параметром, описывающим поляризуемость с-ОУНТ, является сопротивление УВС, а его форма и размеры могут задаваться произвольно. Это удовлетворяет нашему приближению, в котором мы рассматриваем УВС в качестве цилиндра с постоянной проводимостью вдоль оси ОУНТ.

3.5. ОУНТ с несколькими УВС

Выше рассматривались с-ОУНТ, которые содержали только один УВС.

Далее мы рассмотрим, как наличие нескольких УВС повлияет на электромагнитный отклик с-ОУНТ. На Рис. 7 показан спектр поляризуемости с-ОУНТ при различном числе равномерно расположенных УВС, z -координаты которых задаются формулой: $r_n = L/(n+1) - L/2$. Из Рис. 7 можно увидеть, что ОУНТ с несколькими УВС имеет один ГП, частота которого зависит от количества УВС, располагающихся на трубке. Чем больше УВС содержит с-ОУНТ, тем меньше частота ГП. Благодаря значительному поглощению энергии, вызванному протеканием токов через УВС, $Im[\alpha]$ для с-ОУНТ значительно выше $Im[\alpha]$ для б-ОУНТ на частотах $1 \text{ ГГц} < f < 10 \text{ ГГц}$. Однако, на высоких частотах ($500 \text{ ГГц} < f < 5 \text{ ТГц}$), значительное подавление токов, вызванное УВС, приводит к уменьшению мощности, выделяемой в с-ОУНТ, по сравнению с б-ОУНТ. Также это приводит к уменьшению поляризации с-ОУНТ по сравнению с бездефектной трубкой в частотном диапазоне $100 \text{ ГГц} < f < 2 \text{ ТГц}$.

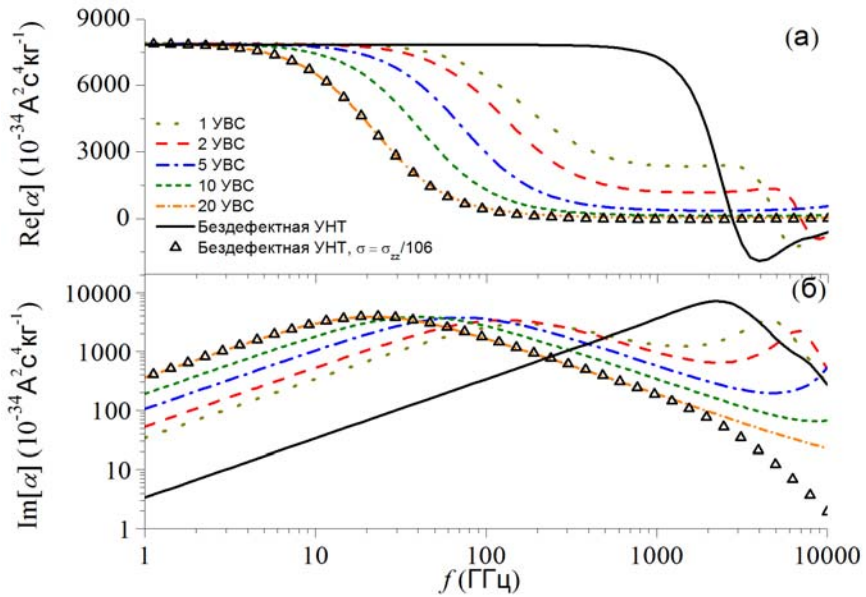


Рис. 7. Спектры (а) действительной и (б) мнимой части поляризуемости б-ОУНТ различной аксиальной проводимости и с-ОУНТ с несколькими идентичными УВС.

$$R_N = 5, \tau = 50 \text{ фс}, L = 1 \text{ мкм}, d_i = 2 \text{ нм}$$

С-ОУНТ с большим количеством УВС на частотах $f < 1 \text{ ТГц}$ может быть рассмотрена, как б-ОУНТ со значительно заниженной проводимостью. Обоснованность такого рассмотрения вытекает из сравнения спектров поляризуемости с-ОУНТ с 20 УВС и бездефектной трубки, проводимость которой равна $\sigma = \sigma_{zz}/106$. Такая проводимость была взята для достижения согласования между этими спектрами.

Совпадение этих спектров означает, что суммарное сопротивление с-ОУНТ

с 20 УВС приблизительно равно суммарному сопротивлению ОУНТ с заниженной проводимостью. Таким образом, для вычисления электромагнитного отклика с-ОУНТ с большим количеством УВС можно использовать простую модель б-ОУНТ с заниженной проводимостью, которая приблизительно равна усредненной по длине проводимости с-ОУНТ.

Из Рис. 7 видно, что ТП смещается в сторону высоких частот при увеличении количества УВС, располагающихся на трубке. Это происходит из-за изменения длины бездефектных участков с-ОУНТ, имеющих отклик, аналогичный изолированным коротким трубкам на высоких частотах. Чем больше бездефектных участков содержит трубка, тем меньше их длина, следовательно, ТП находится для них на более высоких частотах [13].

4. Заключение

Наличие дефектов структуры ОУНТ может значительно затруднять протекание аксиального тока через них, что приводит к скоплению зарядов вблизи дефектов. Такие дефекты имеют эффективное поверхностное сопротивление во много раз превышающее поверхностное сопротивление нанотрубки. В зависимости от частоты падающего поля величина скопившегося заряда может варьироваться в широких пределах и существенно влиять на аксиальный ток в ОУНТ, определяя тем самым электромагнитный отклик дефектной нанотрубки. В настоящей работе представлен способ расчета электромагнитного отклика ОУНТ методом интегрального уравнения Халлена, в котором полагается, что аксиальная проводимость ОУНТ зависит от координаты z вдоль оси трубки.

Показано, что спектр поляризуемости ОУНТ с УВС отличается от такового для бездефектной трубки. Когда сопротивление УВС превышает суммарное сопротивление бездефектных участков ОУНТ, в спектре мнимой части поляризуемости трубки характерно наблюдение двух отдельных пиков: терагерцового и гигагерцового. Терагерцовый пик связан с ранее наблюдаемым резонансом поверхностных волн в ОУНТ. Гигагерцовый пик разделяет два режима взаимодействия трубки с электромагнитным излучением: режим слабого влияния УВС на протекание тока в ОУНТ и режим практически полного непропускания тока через УВС.

Литература

1. *Iijima S.* // Nature (London). 1991. Vol. 354. P. 56
2. *Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A. V.* // Phys. Rev. 1999. Vol. B60. P. 17136
3. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* / Electromagnetic Fields in Unconventional Materials and Structures, ed. by O. N. Singh and A. Lakhtakia (Wiley, New York, 2000). P. 217–255.
4. *Hagmann J.* // IEEE Trans. Nanotechnol. 2005. Vol. 4. P. 289
5. *Miano G., Villone F.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 2006. Vol. 54. P. 2713
6. *Salahuddin S., Lundstrom M., Datta S.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2005. Vol. 52, P. 1734
7. *Wang Y., Kempa K., Kimball B. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 2607
8. *Hanson G. W.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 2005. Vol. 53. P. 3426

9. *Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Lakhtakia A.* // Phys. Rev. 2006. Vol. B73. P. 195416
10. *Burke P. J., Li S., Yu Z.* // IEEE Trans. Nanotechnol. 2006. Vol. 5. P. 314
11. *Shuba M. V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Hanson G. W.* // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. P. 114302
12. *Mashal A., Sitharaman B., Li X. et al.* // IEEE Trans. Biomed. Eng. 57, 1831 (2010).
13. *Shuba M. V., Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. 2009. Vol. 6. P. 2016–2023
14. *Bryning M. B., Islam M.F., Kikkawa J. M., Yodh A. G.* // Adv Mater. 2005. Vol. 17(9). P. 1186–91
15. *Park S.-H., Theilmann P. T., Asbeck P. M. et al.* // IEEE Trans. Nanotech. 2010. Vol. 9, No. 4
16. *Shuba M. V. et. al* // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. P. 165435
17. *Shuba M. V. et. al* // J. Nanophotonics. 2012. Vol. 6. P. 061707
18. *Shuba M. V., Melnikov A. V., Paddubskaya A. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A., Thomsen C.* // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88, № 4. P. 045436
19. *Yao Z. et. al* // Nature. 1999. Vol. 402. P. 273–276
20. *Postma H. W. Ch., de Jonge M., Yao, Z., Dekker C.* // Phys. Rev. B 2000. Vol. 62, P. R10653(R)
21. *Guo X. et al* // Science. 2006. Vol. 311, no. 5759. P. 356-359
22. *Wang M. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2005. Vol. 15. P. 1825–1831
23. *Fuhrer M. S. et al.* // Science 2000, Vol. 288, pp. 494 – 497.
24. *Lopez-Lozano X. et. al.* // Phys. Chem. Chem. Phys., 2014, 16, 1820 - 1823.
25. Weinstein L. A. The Theory of Diffraction and the Factorization Method. Golem, 1969
26. *Meng L. et al.* // The Journal of Chemical Physics. 2013. Vol. 139. P. 244111
27. *Buttiker M. et al.* // Phys. Rev. B/ 1985. Vol 31, No 10. P. 6207–6215
28. *Chico L. et. al* // Phys. Rev. B. 1996. Vol 54, No 4. P. 2600–2606
29. *Buldum A., Lu J. P.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol 63. P. 161403(R)
30. *Yoon Y.-G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, No 4. P. 688–691
31. *Buttiker M., Landauer R.* // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49, № 23, P. 1739–1742
32. *Esteban R., Borisov A., Nordlander P., Aizpurua J.* // Nature Communications 2012. Vol. 3. Article number: 825 doi:10.1038/ncomms1806
33. *Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Thomsen C., Lakhtakia A.* // Phys. Rev. 2010. Vol. B81. P. 205423

ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF CARBON NANOTUBES WITH NARROW HIGH RESISTIVE DEFECTIVE SECTION

A.V. Melnikov, M.V. Shuba, S.A. Maksimenko

The scattering task for single-walled carbon nanotube with high resistive defective section has been solved and analyzed in gigahertz, sub-terahertz and terahertz ranges. The high resistive section causes appearance of a broad peak in polarizability spectra of carbon nanotube. The peak locates in gigahertz range and divides the spectra in the parts of weak and strong current suppression in the defective section.

HETEROGENEOUS FILMS WITH PERPENDICULAR MAGNETIC ANISOTROPY: CORRELATION OF STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES

J. Fedotova¹, J. Kasiuk¹, A. Maximenko¹, V. Bayev¹
J.Przewoznik², Cz. Kapusta², M. Marszalek³

¹*Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University*

²*AGH University of Science and Technology, Krakow, Poland*

³*The H. Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics PAN, Krakow, Poland*

1. Introduction

Heterogeneous and patterned nanostructured films with non-planar, i. e. perpendicular, magnetic anisotropy (PMA) of oriented nanogranules or nanoarrays are considered as promising materials for designing high density recording media [1, 2], systems for visualization of magnetic fields distribution and magnetic tunneling junction sensors [3]. Among the most convenient methods to produce magnetically oriented planar structures are template-assisted synthesis of magnetic nanoarrays with shape anisotropy [4, 5, 6] and formation of Pt, Pd-3d metal compounds with L₁₀ structure that exhibits high magnetocrystalline anisotropy [7].

Nowadays the attempts to fabricate such media for data storage with density as high as 1 Tbit/in², and the bit size around 20 nm² face strong limitation because of superparamagnetic (SP) effect which is undesirable thermal fluctuations of magnetic moments when grain size falls down to a few nm [2]. The formation of percolated perpendicular magnetic media containing exchange-coupled magnetic films with densely distributed artificially engineered pinning centers (antidots) [5] enables to overcome this restriction.

In this context, fabrication of antidot arrays in [3d (Co, Fe) – 5d (Pt, Pd)]_n films by deposition onto porous substrates, can be an effective method to tailor the magnetization reversal mechanism with simultaneous stabilization of the orientation of magnetization at room temperature due to the strong domain-wall pinning. Magnetic anisotropy of such nanoporous films is very sensitive to topographic features of templates like anodized Al₂O₃ used as a substrate, especially at length scales close to domain-wall width and exchange length. It is known that complex morphology of nanoporous films results in the deterioration of intrinsic perpendicular anisotropy due to the local misalignment of easy magnetization axis at the proximity of nanopore rims. At the same time, anodized porous TiO₂ has the structure of open-end nanotube arrays with expanded flat interpore areas that could promote the conservation of PMA in films despite of their porous structure.

It should be added that recent results reveal perpendicular magnetic anisotropy also in granular composite films that contain metallic nanoparticles embedded into non-magnetic (insulating) matrices [8, 9]. Such an intrinsic growth-induced magnetic anisotropy is quite unusual phenomenon for granular films and was reported only for a

few systems like granular $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$, Co-Zr-O and Co- Al_2O_3 films, Co-rich Co-Ag and Co-Cu granular materials as well as for (Fe-Ni-Co)-fluoropolymer films. It is generally accepted that the origin of perpendicular magnetic anisotropy in granular films is related to the preferential arrangement of metallic nanoparticles in the direction perpendicular to the film surface resulting in the growth of columnar-like nanoparticles or nanoparticle agglomerations. However, the driving force and the physical nature of such specifically shaped columnar metallic structures growing inside non-magnetic (insulating) matrices are still under dispute.

Present paper summarizes our latest results related to the correlation between structure and phase composition of studied films and the effect of perpendicular (non-planar) magnetic anisotropy observed in two types of materials: CoPd nanoporous multilayered (ML) films fabricated on Al_2O_3 and TiO_2 templates and granular metal-insulator films like FeCoZr- CaF_2 and FeCoZr- Al_2O_3 .

2. Experimental

The films were deposited by dc ion sputtering, using 2 keV argon ion gun, at 0.28nm/s, to a thickness 1–6 μm onto Al uncooled substrates ($T_{\text{sub}} \sim 373 \text{ K}$). The Ar pressure was 67 mPa and base pressure in the chamber was 0.26 Pa. Sputtering targets were composed of $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10}$ alloy plates, covered with strips of CaF_2 that were pasted on top. In this way, the metal/insulator volume ratio in the deposited films could be varied by changing the relative area coverage of the constituents. Composition of $(\text{FeCoZr})_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ ($29 \leq x \leq 73 \text{ at. \%}$) films was verified by energy dispersive X-ray spectroscopy (EDX) in a scanning electron microscope and by Rutherford backscattering spectrometry (RBS).

Granular nanocomposite films $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ ($x = 58, 73 \text{ at. \%}$) were irradiated by 167 MeV Xe^{26+} ions with fluence D in the range $8 \cdot 10^{12}$ – $1 \cdot 10^{13} \text{ ion/cm}^2$ generated by IC-100 heavy ion cyclic accelerator (JINR, Dubna). Orientation of ion beam is along the normal to the films plane.

The fabrication of nanoporous films is a two-step process consisting of the preparation of porous Al_2O_3 and TiO_2 templates and subsequent deposition of Co/Pd multilayers. Details of templates fabrication are discussed in our recent papers [10, 11].

Multilayers (MLs) of Co/Pd were deposited on the surface of porous TiO_2 and Si/SiO₂ wafers by thermal evaporation in ultra-high vacuum with pressure 10^{-7} Pa . Simultaneous deposition on Si/SiO₂ wafers and templates of porous TiO_2 permits to compare the effect of porous TiO_2 morphology on magnetic properties of films with respect to flat multilayers. The thickness of the layers was monitored during the deposition process by quartz crystal microbalance.

The surface morphology of initial TiO_2 templates and Co/Pd multilayers on TiO_2 was checked by scanning electron microscope (SEM) HITACHI S-4800 at voltage of 15 kV.

Microstructural studies of granular films were done by transmission electron microscopy (TEM) at normal and high resolution (HRTEM), using Philips EM400T and Philips CM200 microscopes, operated at 120 kV and 200 kV, respectively. The

films deposited on Al substrates, prepared by ion-beam thinning for plan or cross-sectional view were analysed.

X-ray reflectivity (XRR) and X-ray diffraction (XRD) of thin CoPd films were performed with two-circle laboratory diffractometer (Panalytical X'Pert Pro) equipped with PW3050/60 vertical goniometer and PW3383/00 X-ray tube (2.2 kW, Cu = 1.54056 Å) were applied for verification of structure and phase composition of Co/Pd films. XRR results were fitted using X'Pert Reflectivity software.

The magnetization (μ) of granular films were measured in the temperature range from 2 K up to 300 K and in magnetic fields H up to 90 kOe using the Vibrating Sample Magnetometer (VSM) option of the Quantum Design Physical Property Measurement System (PPMS). Magnetization (M) of CoPd MLs was measured at room temperature in magnetic field H up to 20 kOe using MPMS-XL SQUID (Quantum Design). During measurements magnetic field was applied in parallel ($H_{||}$) and perpendicular ($H_{\perp}$) direction to the film surface.

The ^{57}Fe transmission and conversion electron Mössbauer spectroscopy measurements were performed using a conventional constant acceleration type spectrometer with a 20 mCi ^{57}Co in Rh source moving at room temperature. Values of center shift δ are related to $\alpha\text{-Fe}$ at RT.

Peculiarities of magnetic anisotropy in complex composite systems were analyzed by magnetic resonance spectroscopy at room temperature using continuous wave X-band (microwave frequency 9.32 GHz) electron spin resonance (ESR) spectrometer Varian E112 with modulation of magnetic field at frequency 100 kHz (the absorption signals were detected as its first derivative in the spectrum) [12]. The features of magnetic anisotropy were characterized in terms of components of demagnetizing tensor N_{IP} and N_{OOP} and the first order effective uniaxial anisotropy constant K_{eff} .

3. Template-assisted CoPd antidot arrays with perpendicular magnetic anisotropy

a. CoPd porous multilayered films fabricated on porous Al_2O_3 template with highly ordered nanopores distribution

SEM images of initial AAO templates reveal porous films with perfectly ordered hexagonal arrangement of nanopores (see Fig. 1). The size of fabricated antidots is equal to initial pore diameter of used AAO templates. SEM images for CoPd antidots prepared by deposition of CoPd MLs over AAO template are shown in Fig. 1.

Due to imperfect round shape of nanopores the dimensions of pores were characterized with two parameters, Feret's diameter D_F and equivalent diameter D_E . D_F is the longest distance between any two points along the selection boundary, while D_E is calculated from the mean area of the pores using the assumption of perfect circular pores. Estimated from SEM images values of morphological features in the initial AAO template and as deposited CoPd MLs are summarized in Table 1.

XRR analysis of continuous $\text{Si/SiO}_2\text{//Pd}[\text{Co}_{0.3\text{ nm}}\text{/Pd}_{0.55\text{ nm}}]\text{/Pd}$ MLs (not shown here) revealed that R values of Co and Pd interfaces are generally larger than the nominal thickness of films. This should be associated with intermixing of Co and Pd

layers during the deposition resulting in the formation of $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$ quasi – alloy [5, 6]. Therefore we assumed that the whole CoPd multilayer constitutes $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$ quasi – alloy with thickness that equals to the thickness of 15 deposited CoPd bilayers.

Experimental XRD patterns of continuous and porous CoPd MLs are presented in Fig. 2. The patterns of continuous MLs show only broad overlapped reflections that were deconvoluted by pseudo-Voigt functions into two contributions with position of peaks at $2\theta \approx 40^\circ$ for Pd buffer/cap, and $2\theta = 40.7^\circ\text{--}41.1^\circ$ for CoPd MLs. Lattice parameters for both components are calculated based on approach assuming the formation of $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$ quasi-alloy with cubic fcc structure. The obtained values (see Table 2) well correspond to (111) peak of Pd and (111) peak of $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$ quasi-alloy [13]. Similar lattice constants a calculated for continuous and porous films indicate very close composition of $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$.

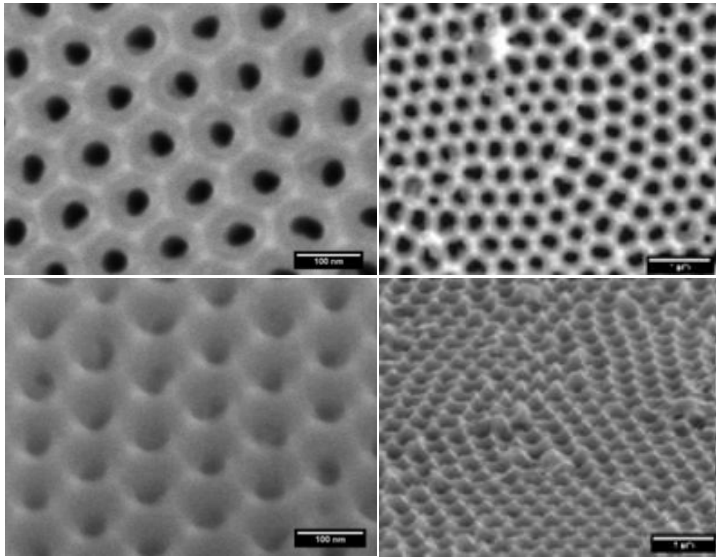


Fig. 1. SEM images of initial AAO templates (a, b) and CoPd MLs deposited over the AAO templates (c, d) obtained at angles of 90° (a, c) and 30° (b, d) with respect to the sample surface

Table 1. Nanopore diameters D_E and D_F for AAO template and Co/Pd MLs deposited on AAO

Sample	D_E , nm	D_F , nm
AAO template	177 ± 4	186 ± 4
Co/Pd porous ML film	174 ± 5	185 ± 5

From the width of Pd and CoPd reflections in XRD patterns of continuous and porous films the coherent scattering length D^{coh} was estimated with Scherrer equation. It is seen that $\langle D^{coh} \rangle$ for porous CoPd is 17–18 nm and 8–12 nm, respectively. One can see that the coherent scattering length for antidots does not change in comparison to continuous films [14].

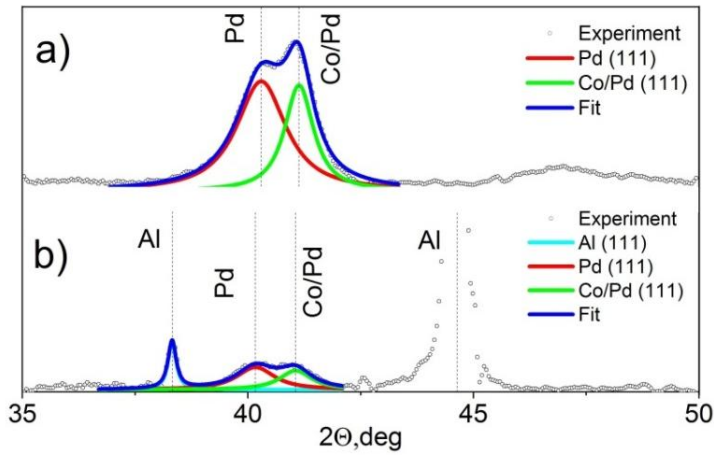


Fig. 2. XRD patterns of continuous Si//SiO₂/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd (a) and porous Al₂O₃/Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd (b) films [14]

Table 2. Structural data obtained by XRD analysis of CoPd continuous and porous films: a – lattice parameter, D^{coh} – the coherent scattering length corresponding to grain size [14]

Film	a (Å)	D^{coh} (nm)	a (Å)	D^{coh} (nm)
	Pd		Co _x Pd _{100-x}	
Continuous	3.877±0.002	7.1±0.5	3.801±0.002	12±2
Porous	3.888±0.005	9.5±1.4	3.808±0.005	11±3

Fig. 3 shows magnetization loops $M(H)$ for continuous and porous CoPd ML film. The values of coercive field (H_C), remanent magnetization (M_r) and saturation magnetization (M_S) (or magnetization at $H_{max} = 2.0$ kOe) determined from these curves are summarized in Table 3. The magnetization loops of CoPd MLs were normalized to the mass of Co.

Almost perfect rectangular shape of $M(H)$ dependence for reference CoPd films for perpendicular geometry shows that easy axis of magnetization is along the normal to the surface with squareness of the loop $M_r/M_S \approx 0.97$. Additionally, the film shows very large perpendicular coercive field H_{LC} equal to 2.2 kOe, demonstrating its prominent PMA. Noticeably, PMA is conserved in CoPd antidots, but with reduced values of M_r/M_S (up to 0.5) and coercive field H_C of approximately 1.2 kOe. Some deterioration of PMA is also confirmed by $M(H)$ curves for continuous and nanoporous CoPd films in hard magnetization direction which demonstrated enhanced contribution of in-plane magnetic anisotropy at the expense of PMA. It can be explained by hemispherical distribution of the material on the U-shaped surface of Al₂O₃ templates with advanced morphology.

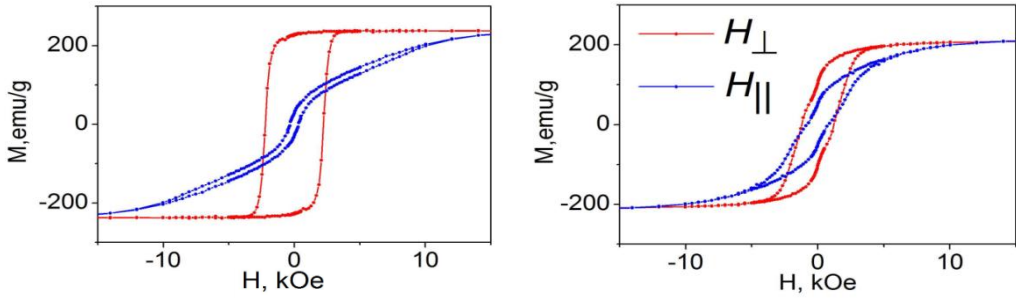


Fig. 3. Magnetization loops $M(H)$ for reference (a) and porous (b) CoPd MLs [14]

Table 3. Magnetic properties of continuous and porous CoPd films. H_C – coercive field, M_r – remanent magnetization, M_S – saturation magnetization [14]

Samples	M_S , emu/g	H_C , kOe	M_R/M_S	H_C , kOe	M_R/M_S
		$H_{//}$		$H_{\perp}$	
continuous	235	0.36	0.13	2.2	0.97
porous	210	0.83	0.26	1.2	0.50

b. CoPd porous multilayered films fabricated on nanotubular TiO_2 templates

The TiO_2 template is shown in Fig. 4 as top-view SEM image and images obtained for electron beam tilted at 45° and 30° angles. Anodized TiO_2 has tubular structure with quite homogeneous distribution of nanopores. Argon plasma etching of template surface led to the efficient smoothing of surface relief as compared to the initial relief observed immediately after anodization.

The analysis of SEM images exhibited specific features of template morphology. In particular, Fig. 4b shows that the top of each nanotube consists of separate cells with mildly declining crater-like shape with the pore inside with sharp outer edges. To estimate size of morphological features of TiO_2 (D , d and w) the top-view SEM image of the template was analyzed by ImageJ platform. Because of inaccurate spherical shape of the nanotubes and pores their dimensions were described by two Feret's diameters (outer D_F and inner d_F) [15] which are defined as the longest distance between any two points along the selected boundary. For further considerations the equivalent diameters (outer D_E and inner d_E) were calculated from the mean area of the nanotubes and pores with the assumption of their spherical shape. Distributions of D_E , d_E and w_E are shown in Figs 1d, e and f, respectively. Estimation of Feret's diameters of the template gave the values of $D_F = 256 \pm 28$ nm and $d_F = 50 \pm 14$ nm, greater than values of equivalent diameters $D_E = 214 \pm 22$ nm and $d_E = 32 \pm 7$ nm. Value of interpore distance w_E was 153 ± 36 nm.

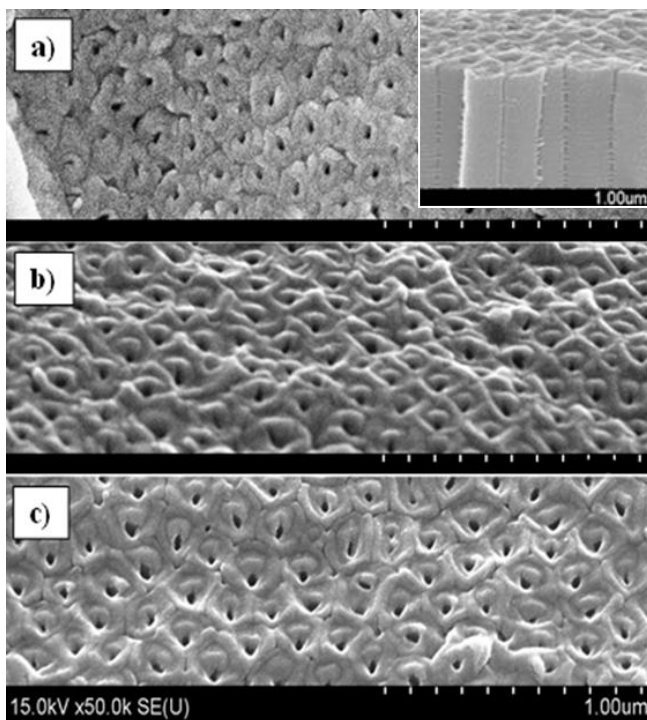


Fig. 4. SEM images of Pd/[Co_{0.3 nm}/Pd_{0.55 nm}]/Pd ML film deposited on porous TiO₂ (a) top-view image; (b) image taken at an angle of 60°; and (c) at an angle of 45° with respect to sample surface. The inset illustrate nanotubular structure of porous TiO₂ template

Experimental XRD patterns of continuous and porous multilayers measured in the angular range 2θ from 25 deg to 60 deg are shown in Fig. 5 (for clarity in the limited range from 36° to 43°). The patterns of continuous multilayers show only broad overlapped reflections that were deconvoluted by pseudo-Voigt functions to two contributions with position of peaks at $2\theta = 40.23^\circ$ for Pd buffer/cap, and 41.23° for the alloy. Assuming the cubic *fcc* structure of Pd and CoPd alloy with [13] we calculated the lattice parameters of both components. The values (see Table 2) well correspond to (111) peak of Pd [27] and (111) peak of CoPd alloy [13]. The alloy-like Co environment is in agreement with detailed X-ray absorption analysis (EXAFS) of short range atomic structure and interatomic distances in Co/Pd MLs [13, 16].

XRD patterns of porous films besides of reflections for Ti substrate foil (the porous TiO₂ is amorphous), which overlap with peaks of interest, reveal shoulder at right side of Ti peaks and broadening much beyond the instrumental linewidth of the diffractometer. On the basis of data for reference sample this shoulder was deconvoluted with pseudo-Voigt functions into two lines reflecting contributions of Pd buffer/cap and CoPd alloy. During the fitting the position and areal contribution of Pd peak is fixed at the value obtained from XRD patterns for reference film. The lattice parameter *a* of CoPd alloy is shown in Table 4. From the width of Pd and CoPd alloy reflections in XRD patterns of porous films we deduced from Scherrer formula the coherent scattering length D^{coh} which corresponds to grain sizes.

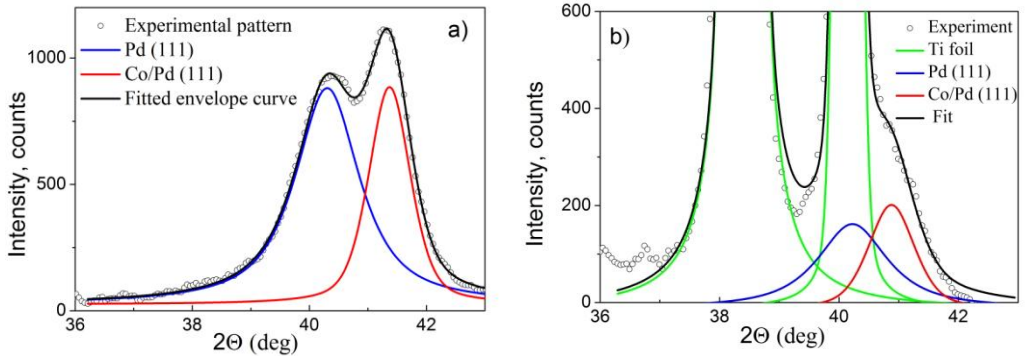


Fig. 5. XRD patters of continuous Si//SiO₂//[Co_{0.3} nm/Pd_{0.5} nm]/Pd (a) films and porous TiO₂/Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd (b) films

Fig. 6 shows magnetization loops $M(H)$, normalized to the mass of Co, for continuous and porous Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd films. Almost perfect rectangular form of $M(H)$ dependencies measured in perpendicular geometry shows that easy magnetization axis for continuous Co/Pd film lies along the normal to its surface. Herewith continuous film shows high $H_C = 2200$ kOe in perpendicular direction ($H_\perp$) and squareness of the loop $M_r/M_s \approx 0.96$, evidencing its prominent perpendicular magnetic anisotropy. However, the ($H_\parallel$) loop for the film shows hysteretic behavior characterized with the S-shape which is the signature of in-plane anisotropy contribution typically originating from the shape anisotropy of thin film.

As demonstrated in Fig. 6b, perpendicular magnetic anisotropy is conserved in the nanoporous film, but with a reduced value of $M_r/M_s = 0.71$ and an enhanced coercive field $H_C = 2.7$ kOe for $H_\perp$ loop associated with the pinning of magnetic moments on nanopore edges [1, 4].

Table 4. Structural data obtained by X-ray diffraction analysis of continuous and porous films: a – lattice parameter, D^{coh} – the size of regions of coherent scattering. Parameters notified with* is fixed during fitting procedure

Film	Pd		Co _x Pd _{100-x}	
	a (Å)	D^{coh} (nm)	a (Å)	D^{coh} (nm)
Continuous	3.871 ± 0.005	6.9 ± 0.3	3.776 ± 0.005	11.2 ± 0.8
Porous	3.871^*	6.9^*	3.819 ± 0.019	10.3 ± 5.9

Generally, in case of continuous film with well-defined hard and easy magnetization axis, value of effective anisotropy constant K_{eff} could be calculated by formula $K_{eff} = H_K \cdot M_s / 2$. In this case value of effective perpendicular anisotropy field H_K could be estimated directly from $M(H_\parallel)$ loop as the field H required for saturation of magnetization along hard magnetization axis. However, Fig. 6 clearly reveals that $M(H_\parallel)$ curves for studied continuous and porous Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd films are not ideally linear typical for magnetic orientation along hard magnetic axis thus drawing to some uncertainty in estimation of H_K values from $M(H_\parallel)$ curve.

For that reason effective perpendicular magnetic anisotropy in both films should be more accurately characterized as the difference of areas under $M(H_{\perp})$ and $M(H_{\parallel})$ loops [17]. Calculated values of K_{eff} and H_K for continuous and porous films are summarized in the Table 5.

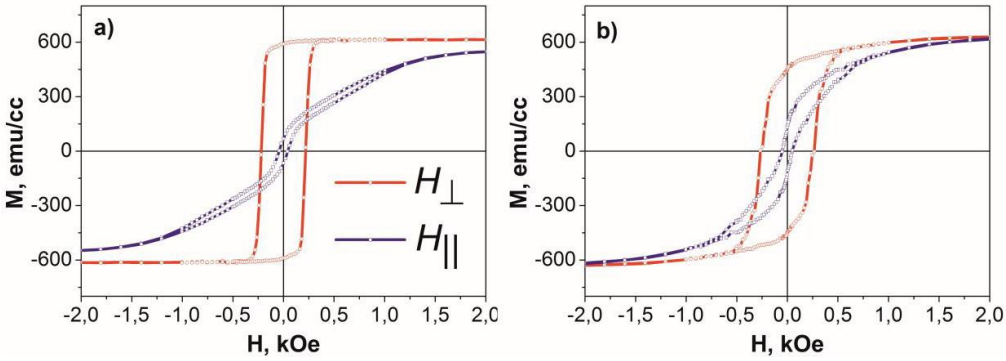


Fig. 6. Magnetization loops $M(H)$ measured in perpendicular ($H_{\perp}$) and parallel ($H_{\parallel}$) geometries for the continuous Si/SiO₂//Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm] Pd (a) and porous TiO₂//Pd/[Co_{0.3} nm/Pd_{0.55} nm]/Pd film (b)

Table 5. Values of effective anisotropy field H_k for continuous and porous Pd/Co/Pd films as well as magnetocrystalline anisotropy field H_a . H_d – magnetostatic shape anisotropy (demagnetizing) field, M_S^{Vol} – volume magnetization of film in $H_{\perp}$ direction, K_{eff} – effective anisotropy constant, K_U – uniaxial (magnetocrystalline) anisotropy constant

Film	$K_{eff} \cdot 10^{-6}$, erg/cm ³	H_k , kOe	H_d , kOe	H_a , kOe	$K_U \cdot 10^{-6}$, erg/cm ³
Continuous	3.9	12.8	7.7	20.5	6.3
Porous	1.7	5.4	—	—	—

It should be noted that effective anisotropy field $H_K = H_a - H_d$, where H_d is magnetostatic shape anisotropy (demagnetizing field), H_a is magnetocrystalline anisotropy. For continuous infinite thin films $H_d = -4\pi \cdot M_S^{Vol}$, where M_S^{Vol} is volume magnetization of film as a whole [18]. Calculation of M_S^{Vol} values is performed assuming thickness of CoPd films and neglecting capping and buffer Pd layers. Evaluated values of M_S^{Vol} , H_d and H_a (for continuous film only) are presented in Table 5.

After that value of magnetocrystalline anisotropy constant K_U for continuous film was calculated by formula $K_U = M_S^{Vol} (H_K + 4\pi M_S^{Vol}) / 2$ [18], accounting for the value of $H_a = H_K + H_d$ presented in the Table 5. Estimated value of $K_U \approx 6.3 \cdot 10^6$ erg/cm³ is consistent with previously reported for continuous Co/Pd ML films [19]. It should be emphasized that value of H_d for porous film cannot be calculated reliably basing on available experimental data thus making impossible determination of correspondent K_U .

In order to clarify the possible mechanisms of the magnetization reversal in the continuous and porous films, the dependencies of the coercive field H_C on the angle θ between the direction of easy magnetization and the applied field H are presented in Fig. 7.

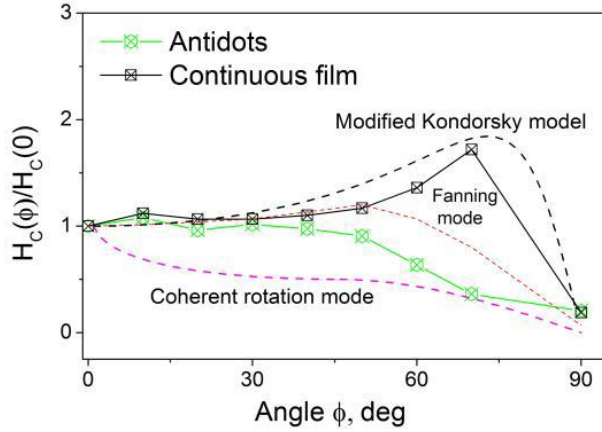


Fig. 7. Coercive fields H_C as a function of an angle ϕ between the applied field H and the easy magnetization axis for the antidots and continuous films. Theoretical $H_C(\phi)$ dependencies according to a modified Kondorsky model [20] and the rotational mechanisms [21] are shown on the plot by dashed black and dashed red color, respectively

For the continuous film we observed the maximum for $H_C(\phi)$ at ϕ equal to approximately 70–75 deg. Such shape is typical for the magnetization reversal considered in a modified Kondorsky model, which combines the magnetization reversal by domain wall propagation with the rotational mechanism [20]. The coercive field H_C for the porous film is constant in the ϕ range of 0–50 degrees, and then it slowly decreases. Such dependence is similar to that characteristic for the magnetization reversal by the incoherent/coherent rotation of magnetic moments in the nanostructures [21]. Alternatively, experimentally obtained curves could be interpreted as a combination of a domain-wall motion and the rotational mechanisms describing the magnetization reversal in the interpore areas of the film and areas around the nanopore edges, respectively [2].

The method of magnetic resonance spectroscopy allows determination the peculiarities of magnetic anisotropy in complex composite systems. The uniqueness of method of numerical analysis of magnetic resonance spectra is the opportunity to calculate not only the gyromagnetic ratio but also components of demagnetizing tensor and the effective uniaxial anisotropy constant K_U . This helps to understand the nature of magnetic anisotropy of a particular specimen [22, 23]. Magnetic properties of CoPd continuous and porous multilayered films fabricated on nanotubular TiO_2 templates were analyzed by magnetic resonance spectroscopy at RT. The orientation of samples in an external magnetic field was characterized by the polar angle θ_H between the normal to the surface of a sample and magnetic field H . The θ_H value of 0° corresponds to the direction of external magnetic field perpendicular to the surface of a sample labeled hereinafter as OOP (out-of-plane). Similarly the direction of external magnetic field parallel to the surface of a sample ($\theta_H = 90^\circ$) is labeled as IP (in-plane).

Magnetic resonance spectra of $\text{TiO}_2/\text{Pd}/[\text{Co}_{0.3 \text{ nm}}/\text{Pd}_{1 \text{ nm}}]/\text{Pd}$ film at perpendicular and in-plane directions of applied magnetic field represented on Fig. 8. The signals are

not saturating with the microwave power increase that denote the ferromagnetic nature of absorption. As one can see in case of perpendicular orientation besides the main ferromagnetic absorption line signals of modes spin wave resonance (SWR) are observed indicating the spin waves propagation towards the normal to the surface.

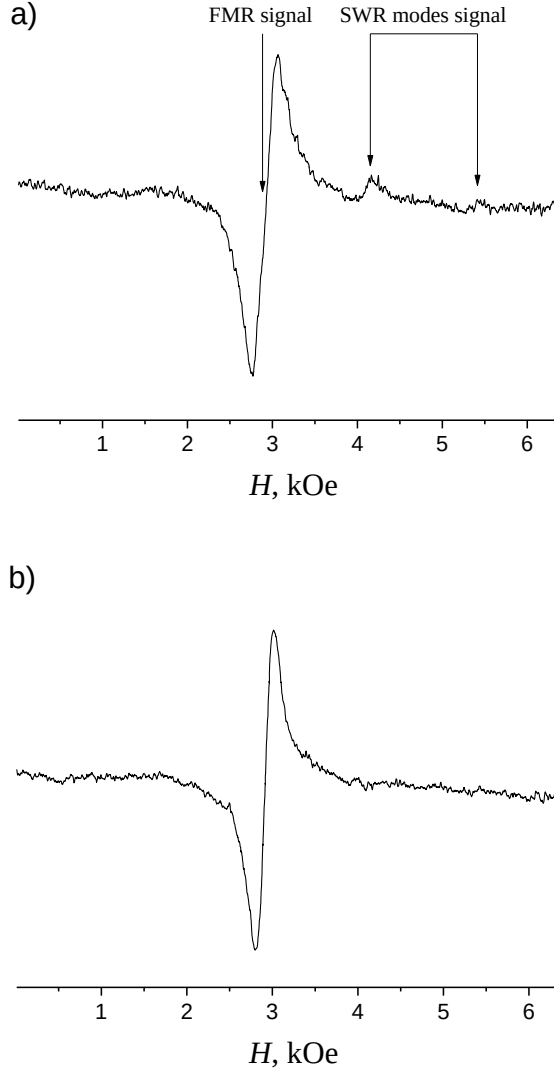


Fig. 8. Magnetic resonance spectra of $\text{TiO}_2/\text{Pd}/[\text{Co}_{0.3 \text{ nm}}/\text{Pd}_{1 \text{ nm}}]/\text{Pd}$ film at perpendicular (a) and in-plane (b) directions of magnetic field

Numerical analysis of magnetic resonance spectra of CoPd multilayered films based on Landau–Lifshitz magnetization dynamics and the energy dispersion relationship [24] was made using the Smit-Beljers-Suhl formula for a resonance condition [25]:

$$(hf/g\mu_B)^2 = \frac{(E_{\theta\theta}E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2)}{(M \cdot \sin\theta)^2} \bigg|_{\theta=\theta_0, \phi=\phi_0} \quad (1)$$

where h – Planck constant, f – microwave frequency, μ_B – Bohr magneton, M – magnetization of a sample, $E_{\theta\theta}$, $E_{\phi\phi}$ и $E_{\theta\phi}$ – the second derivatives of the sample free energy density E with respect to angles (θ_M, ϕ_M) of magnetization in spherical coordinate system (see Fig. 1) calculated at (θ_0, ϕ_0) corresponding to the equilibrium magnetization state. The equilibrium state of magnetization is defined by the condition of minimum of free energy density of the system: $(\partial E/\partial\theta = 0, \partial E/\partial\phi = 0)$.

The free energy density E of a magnetized system with magnetization M in external magnetic field B is considered as the sum of the Zeeman energy, the demagnetization energy and the uniaxial anisotropy energy:

$$E = E_Z + E_d + E_{ua}, \quad (2)$$

Assuming that

$$\begin{aligned} E_Z &= -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} = M \cdot H (\sin\theta_M \cdot \sin\theta_H \cdot \cos(\phi - \phi_B) + \cos\theta_M \cdot \cos\theta_H), \\ E_d &= -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = -\frac{1}{2} M \cdot H_d \cdot \cos^2\theta_M, \\ E_U &= K_U \cdot \cos^2\theta_M = \frac{1}{2} M \cdot \frac{2 \cdot K_U}{M_S} \cos^2\theta_M \end{aligned} \quad (3)$$

where M_S – saturation magnetization of the sample, H_d – demagnetizing field caused by the shape anisotropy of magnetic sample, K_U – the first order effective uniaxial anisotropy constant, θ_M , θ_H – angles between normal to the surface and the magnetization, magnetic field, respectively.

The results of MR spectroscopy reveal that for the in-plane orientations of magnetic field the value of resonant magnetic field H_r does not depend on angle ϕ . This fact indicates that magnetic properties are isotropic in (x, y) plane (z -axis is collinear with the normal to sample surface). In this case in expression (3) the angle $\phi = \phi_B$. The demagnetizing field H_d for isotropic in (x, y) plane film is proportional to magnetization of a sample and is defined by components of the tensor of demagnetizing factor [26]: $H_d = (N_{IP} - N_{OOP})M$. It should be noted that demagnetizing tensor is normalized to unity so as it is impossible to induce the H_d greater than magnetization of a sample: $4\pi = 2 \cdot N_{IP} + N_{OOP}$.

Substituting expression (3) for the free energy E in the relationship (1) we obtain the following equation for the resonant condition of absorption of microwave field by film in an external magnetic field H_r :

$$\begin{aligned} (hf/g\mu_B)^2 &= (H_r \cdot \cos(\theta_B - \theta_M) + ((N_{IP} - N_{OOP})M + 2 \cdot K_U / M_S) \cdot \cos(2\theta_M)) \times \\ &\times (H_r \cdot \cos(\theta_B - \theta_M) + ((N_{IP} - N_{OOP})M + 2 \cdot K_U / M_S) \cdot \cos^2(\theta_M)). \end{aligned} \quad (4)$$

where the value of angle θ_M is defined by the condition of minimum of free energy density of the system [24]:

$$H \cdot \sin(\theta_B - \theta_M) + ((N_{IP} - N_{OOP})M - 2 \cdot K_U / M_S) \cdot \sin\theta_M \cdot \cos\theta_M = 0. \quad (5)$$

In order to determine the values of components of demagnetizing tensor N_{IP} and N_{OOP} and the first order effective uniaxial anisotropy constant K_U magnetic resonance spectra were registered at perpendicular ($\theta_H = 0$, $H_r = H_r^{OOP}$) and in-plane ($\theta_H = \pi/2$, $H_r = H_r^{IP}$) orientations of the samples. Thus solving the system of equation using expressions (4) and (5) we determined the values N_{IP} , N_{OOP} and K_U represented in Table 6.

Table 6. Values of components of demagnetizing tensor (N_{IP} , N_{OOP}), the uniaxial anisotropy constant (K_U) and demagnetizing field H_d for continuous and porous CoPd films

Sample	g-factor	$2 \cdot N_{IP} / 4\pi$	$N_{OOP} / 4\pi$	K_U , erg/cm ³	H_d , kOe
Continues film [Co _{0.3 nm} /Pd _{1 nm}]	2.16	-0.01	1.0	$1.7 \cdot 10^6$	6.55
Porous film [Co _{0.3 nm} /Pd _{1 nm}]		0.53	0.47	$1.6 \cdot 10^6$	1.59
Continues film [Co _{0.3 nm} /Pd _{0.55 nm}]		-0.03	1.0	$2.1 \cdot 10^6$	7.18
Porous film [Co _{0.3 nm} /Pd _{0.55 nm}]		0.59	0.41	$1.6 \cdot 10^6$	0.96

According to values of components of demagnetizing tensor represented in table 6 CoPd continuous multilayered films can be considered as infinitely thin films with $H_d = 4\pi M_S$. At the same time the porosity of multilayered CoPd films leads to alternation of demagnetizing tensor with the decrease of H_d that can be easily calculated using estimated values of N_{IP} and N_{OOP} . As it is known the value of K_U in multilayered films is determined by the thickness and material of layers [18]. This can explain a very small difference between the calculated values of K_U (see Table 6).

The calculated values of the uniaxial anisotropy constant K_U are in good agreement with those represented in [18] for similar CoPd multilayered films. Thus we believe that described method of determination of components of demagnetizing tensor (N_{IP} , N_{OOP}) and the uniaxial anisotropy constant K_U using magnetic resonance spectroscopy and SQUID magnetometry data allows calculation of these parameters quite accurately.

4. Growth-induced non-planar magnetic anisotropy in FeCoZr-CaF₂ nanogranular films: structural and magnetic characterization

As was previously reported, oriented nanostructures inducing PMA could be successfully grown in the films by ion-beam sputtering techniques at specific deposition regimes [8, 9]. Complex analysis of microstructure and magnetic properties of (FeCoZr)_x(CaF₂)_{100-x} nanocomposite films was carried out for verification of

correlations between synthesis conditions, types of magnetic nanostructures formed and an observed effect of PMA.

The results of cross-sectional TEM analysis of $x = 57$ and $x = 73$ films are shown on Figs 9(a), 9(b) and 9(c), 9(d), respectively. They clearly illustrate the columnar nature of the films. Metallic columns are seen as dark and dark grey areas, and the insulating as bright areas.

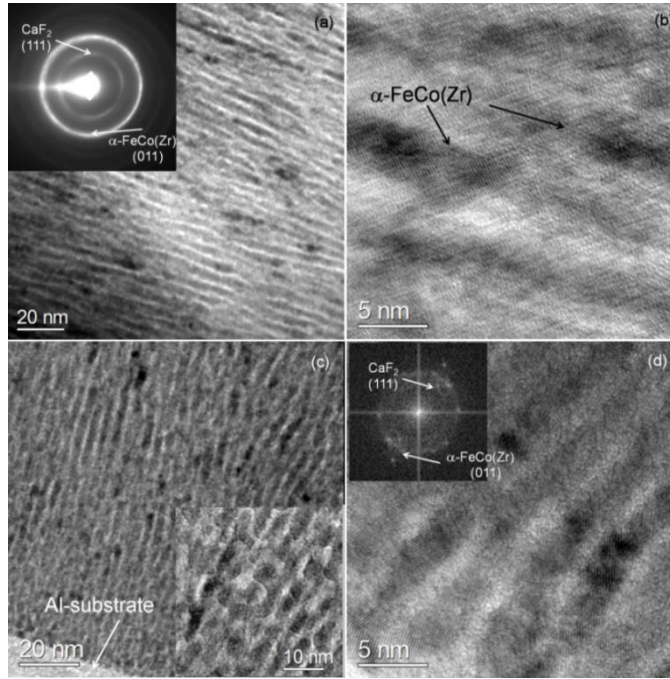


Fig. 9. Cross-sectional TEM analysis of $(\text{FeCoZr})_{57}(\text{CaF}_2)_{43}$ (a), (b) and $(\text{FeCoZr})_{73}(\text{CaF}_2)_{27}$ films (c), (d). Insets in (a) and (d) show SAED and FFT patterns taken from the corresponding films

The *bcc* $\alpha\text{-FeCo(Zr)}$ and *fcc* CaF_2 phases were identified by SAED (inset in Fig. 9(a)) and FFT (inset in Fig. 9(d)). The columns start to grow nearly perpendicular to the substrate surface (Fig. 9(c)), but as can be seen in both (a) and (c) they tend to incline with increasing distance from the substrate and close to the top of the film their departure from the surface normal is of 20° . Nevertheless, the columns stretch in their length over the whole film thickness, from the interface with the substrate up to the top surface. Inset in Fig. 9(c) shows that the metallic columns consist of agglomerated nanograins, approximately 3–5 nm in size, one sitting on top of another. However, the high-resolution images in (b) and (d) show elongation of these nanograins along the column lengths. Also, the metallic columns are denser in the sample containing higher concentration of the metallic phase.

Columnar shape of metallic nanoparticles with preferential growth orientation in the film normal direction influences on magnetic properties of material. Mössbauer spectra of the films with elongated nanoparticles ($x = 57$ and $x = 73$) demonstrate

specific ratio of line intensities (Fig. 10a). At $x = 73$ magnetically split spectrum reveals the ratio of line intensities in the sextet corresponding to α -FeCo(Zr) phase $h_1 : h_2 : h_3 : h_4 : h_5 : h_6$ amounting to $3 : \sim 0.3 : 1 : 1 : \sim 0.3 : 3$ instead of $3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3$ occurring for random orientation of magnetic moments. The coefficient defined as $K = h_2/h_3$ equals 0.3 for the $x = 73$ sample at RT. Its value is practically unchanged also at $T = 78$ K and reflects preferential orientation of α -FeCo(Zr) nanoparticles magnetic moments in the direction near to the film normal.

The angle θ between normal to the film surface and the magnetic moments in nanograins, estimated from the relationship $\theta = \arccos\{[(4-K)/(4+K)]^{1/2}\}$ [27] equals $\sim 24^\circ$ for $x = 73$ and $\sim 29^\circ$ for $x = 57$ that correlates well with cross-sectional TEM images.

Magnetization curves $\mu(H)$ of $(\text{FeCoZr})_{73}(\text{CaF}_2)_{27}$ film measured at different temperatures in film plane direction are shown in Fig. 10b. They demonstrate almost linear field dependence up to saturation that corresponds to out of plane easy magnetization axis. Anisotropy field, H_a , corresponding to a hard axis saturation is about 1.5 kOe which is much higher than saturation of isotropic α -FeCo(Zr) film (~ 0.3 – 0.6 kOe [28]). The pronounced linear field dependence up to anisotropy field, H_a , points out domination of the easy axis of magnetization lies out-of-plane in these films. Recalling a columnar character of the α -FeCo(Zr) nanograins evidenced from TEM analysis which grow nearly perpendicular to the substrate surface one can try to estimate the tilting angle θ between the normal to the films surface and the mean direction of magnetic moments (the easy axis) using relation $\theta = 90^\circ - \arccos(M_r/M_s)$, where M_r – is remanence, M_s – is saturation magnetization at H_a . For $x = 73$ film characterized at 2 K by the derived θ angle equals 5° that proves close to film normal orientation of nanoparticles magnetic moments.

In order to minimize deviations of particles long-axes orientation from films normal as well as to homogenate the size of magnetic nanocolumns and their distribution inside matrix irradiation of $(\text{FeCoZr})_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ films demonstrating PMA was carried out with heavy Xe ions in the direction of the films normal.

Mössbauer spectra of $x = 57$ and $x = 73$ films irradiated with fluence $D = 10^{13}$ ion/cm² are presented in Fig. 11. Irradiation of $x = 57$ film with $D = 10^{13}$ ion/cm² leads to the sextet lines broadening, whereas θ decreases from 29 to 24° . The latter indicates the enhancement of PMA as compared with initial film. Sextet broadening is the result of some structural disordering in α -FeCo(Zr) phase after irradiation. Mössbauer spectra of $x = 73$ film after irradiation with $D = 10^{13}$ ion/cm² presented in Fig. 11b also shows some PMA enhancement according to the relative line intensities, similarly to the case of $x = 57$ sample irradiated with the same dose. However the decrease of θ is low (from 24° for initial film to 21° for irradiated specimen).

Magnetization curves $\mu(H)$ of $x = 73$ film irradiated by Xe⁺ ions with fluence $D = 8 \cdot 10^{12}$ ion/cm² measured in film plane and in film normal direction are presented in Fig. 12. This regime of irradiation leads to the maximal changes of the film magnetic anisotropy, according to the results of vibrating magnetometry.

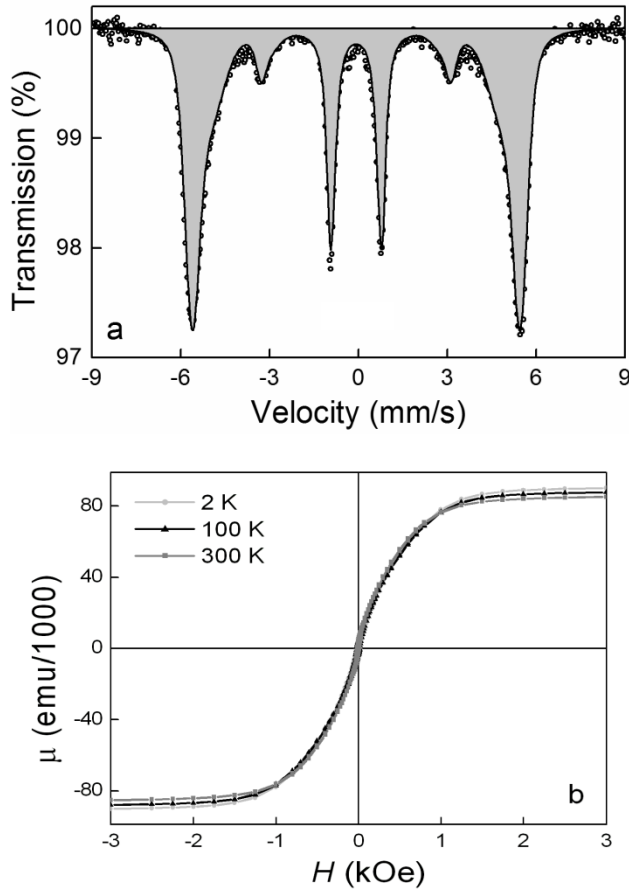


Fig. 10. RT Mössbauer spectra (a) and magnetization curves $\mu(H)$ at different temperatures (b) of $(\text{FeCoZr})_{73}(\text{CaF}_2)_{27}$ film

As can be seen in Fig. 12a, irradiation leads to the essential increase of H_a value which exceeds 2 kOe at 3 K as compared to $H_a \sim 1.5$ kOe for the initial film. The shape of $\mu(H)$ curves also changes. Namely, after irradiation, magnetization curves consist of two almost linear regions joining at H_a . Linear increase of μ at low fields up to H_a evidences that such orientation of magnetic field corresponds to the hard magnetization direction. The increase of H_a after irradiation can, therefore, be attributed to the enhancement of perpendicular magnetic anisotropy in the film. It is associated with ion-induced refinement of metallic nanocolumns arrangement inside matrix perpendicularly to the surface when single ion tracks “cut” nanoparticles that deviate from normal orientation. In contrast to that, irradiation of the $x = 73$ film with higher fluence $D = 1 \cdot 10^{13}$ ion/cm² does not lead to such significant changes in the shape of $\mu(H)$ dependences. However, H_a also increases after irradiation and its value is comparable with that obtained after irradiation with $D = 8 \cdot 10^{12}$ ion/cm², especially in the case of low temperature $\mu(H)$ curves ($T = 2$ -100 K).

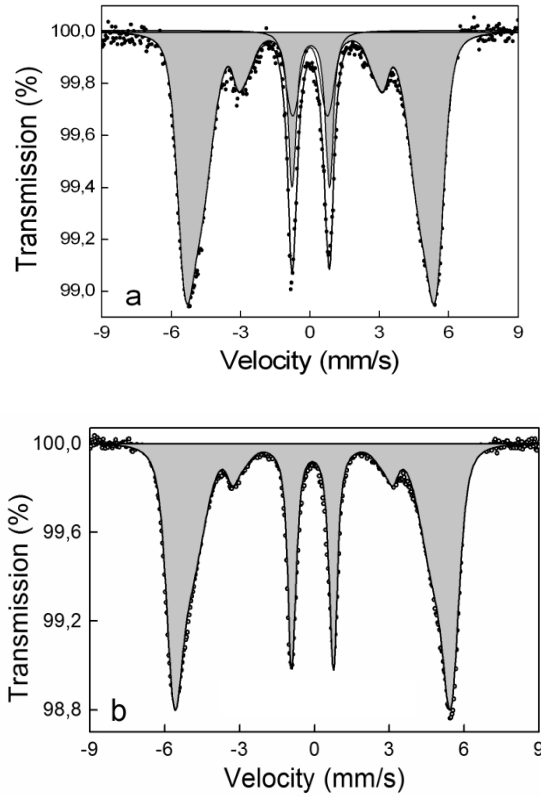


Fig. 11. Mössbauer spectra of $(\text{FeCoZr})_{57}(\text{CaF}_2)_{43}$ (a) and $(\text{FeCoZr})_{73}(\text{CaF}_2)_{27}$ (b) films irradiated with the fluence $D = 1 \cdot 10^{13} \text{ ion/cm}^2$

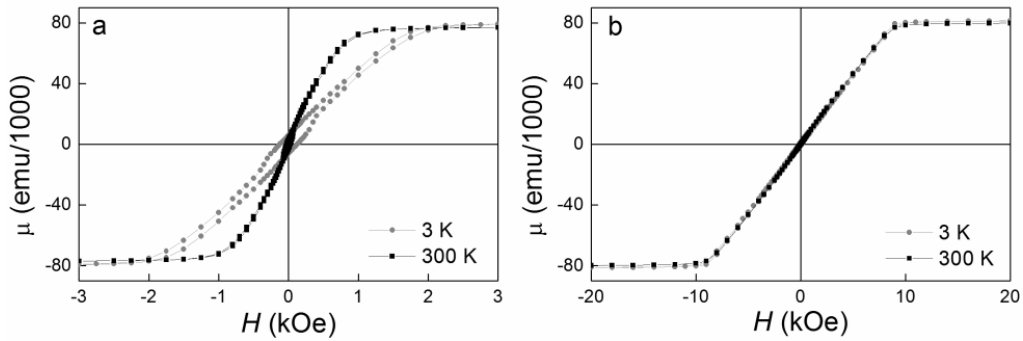


Fig.12. $\mu(H)$ dependences of $(\text{FeCoZr})_{73}(\text{CaF}_2)_{27}$ film irradiated by Xe ions with the fluence $D = 8 \cdot 10^{12} \text{ ion/cm}^2$ measured in film plane (a) and in film normal direction (b)

Dependences of $\mu(H)$ for $x = 73$ film after irradiation with $D = 8 \cdot 10^{12} \text{ ion/cm}^2$ measured in film normal direction are presented in Fig. 12b. The main peculiarity of $\mu(H)$ curves as compared to the initial film is the decrease of demagnetizing field H_d

corresponding to μ saturation in this detection of H from 12 kOe down to 9 kOe. High H_d parameter is usually observed in the normal direction to the film plane for films with high value of magnetization. The highest H_d value corresponds then to uniform ferromagnetic film. Thus, a decrease of H_d after irradiation indicates decrease of planar contribution to the magnetic anisotropy due to the shape of film with high volume fraction of ferromagnetic material (about 0.59). A possible reason for that is partial destruction of ferromagnetic nanoparticles by single ion tracks that causes formation of additional non-magnetic barriers between elongated nanoparticles preventing their magnetic interaction.

Summary

Co/Pd multilayered antidot arrays with perfect hexagonal ordering were fabricated by deposition of films on AAO templates with $D_E \approx 180$ nm. Phase analysis of as-deposited continuous and porous Co/Pd MLs indicated formation of fcc $\text{Co}_x\text{Pd}_{1-x}$ quasi-alloy with coherence length $D^{\text{coh}} \approx 12$ nm.

Porous CoPd MLs revealed conservation of PMA with $H_C = 1.2$ kOe and $M_R/M_S \approx 0.5$, slightly deteriorated with respect to continuous CoPd film due to advanced (U-shaped) surface morphology of CoPd antidot arrays.

For the first time, the nanoporous Co/Pd films with a perpendicular magnetic anisotropy are fabricated by the deposition on the templates of tubular nanoporous TiO₂. SEM images of Co/Pd films show that Co/Pd film reflects the porous structure of the template with a very similar diameter of the pores. It indicates that morphology of the porous film inherits the geometry of the initial TiO₂ template with a cone-like shape of the cells with well-defined pores and good periodicity. Phase composition studies for the continuous and porous films show the formation of the CoPd alloy.

The dependence $HC(\phi)$ for the continuous film with large perpendicular magnetic anisotropy favors the reversal magnetization by the domain walls propagation. The coercivity HC and remanence Mr values for the porous Co/Pd film show that the perpendicular magnetic anisotropy is conserved, but we observed a small deviation from the perfect rectangular shape of the hysteresis loops. This is reflected in the decrease of Mr/MS value and an essential positive shift of the nucleation field H_n . An additional indicator of the anisotropy change for the porous film in comparison to the continuous one is a significant increase of HC for the in-plane loops. The $HC(\phi)$ dependence for the nanoporous film can be explained by the rotational mechanism of the magnetization reversal present in the ensemble of exchange-coupled single domain nanograins. Granular nanostructure of the porous films, containing nanograins with sizes below a single-domain limit is manifested by the estimation of $D^{\text{coh}} = 10\text{--}11$ nm.

Using numerical analysis of magnetic resonance spectra data of CoPd multilayered films on the templates of tubular nanoporous TiO₂ it was shown that the porosity leads to alternation of demagnetizing tensor with the decrease of demagnetizing field lowering the influence of magnetostatic shape anisotropy and enhancing the PMA. The calculated values of the uniaxial anisotropy constant K_U are about $2 \cdot 10^6$ erg/cm³ that is in a good agreement with those represented in [18] for

similar CoPd multilayered films. The similarity of K_U values for continuous and porous CoPd films can be explained by the fact that K_U in multilayered films is determined mainly by the thickness and material of layers.

It should be emphasized that despite some deterioration of the perpendicular magnetic anisotropy in the Co/Pd film on the tubular TiO_2 template, the value of the coercive field H_C is essentially larger than values reported for the majority of porous films, such as Co/Pd [2], deposited on the porous Al_2O_3 , as well as for Co/Pt grown on the porous ZrO_2 [1, 4].

A systematic analysis of structure, phase composition and magnetic properties of granular $(\text{FeCoZr})_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ films shows that at a high alloy content $x = 58\text{--}73$ at.% nanoparticles demonstrate a columnar structure, with regularly distributed isolated alloy and matrix columns, a few nm wide and stretching in length from the substrate to the top of the films. Orientation of columns is nearly perpendicular to the film plane at the substrate interface, but tilts by up to $\sim 20^\circ$ off normal. The alloy columns consist of *bcc* α -FeCo(Zr) nanocrystalline grains (3–5 nm), slightly elongated along the column. Such a columnar structure explains non-planar shape induced magnetic anisotropy in the films, observed already below the electric percolation threshold ($x \sim 58$). The effect is more pronounced with increasing the alloy content (up to $x = 73$). The best alignment of easy magnetization axes of nanograins corresponds to an average angle $5\text{--}20^\circ$ with respect to the normal to the film surface.

The origin of columnar growth is attributed to the deposition conditions, where the elevated substrate temperature allows for a sufficient atomic mobility and the two phases – α -FeCo(Zr) and CaF_2 – can separate and form such a structure.

Irradiation of nanocomposite $(\text{FeCoZr})_x(\text{CaF}_2)_{100-x}$ films ($x = 58\text{--}73$ at.%) demonstrating perpendicular magnetic anisotropy by heavy Xe ions with fluences $D = 8 \cdot 10^{12}\text{--}1 \cdot 10^{13}$ ion/cm² allows enhancement of anisotropic properties of the films, namely, to decrease in deviations of particles magnetic moments orientation with respect to films normal from $24\text{--}29^\circ$ to $21\text{--}24^\circ$, increase in perpendicular magnetic anisotropy field H_a from 1,5 kOe to 2 kOe and decrease in demagnetizing field H_d from 12 to 9 kOe. These changes are associated with ion-induced refinement of metallic nanocolumns arrangement inside matrix perpendicularly to the surface when single ion tracks “cut” nanoparticles that deviate from normal orientation, as well as with formation of additional non-magnetic barriers between elongated nanoparticles preventing their magnetic interaction.

Acknowledgements. We acknowledge the support from the Belarusian State program “Functional materials”, projects 1.16 (2011–2013), 1.37 (2014–2015), 2.4.8 (2014–2015), National Science Centre (NCN, Poland) grant 2014/13/N/ST8/00731, the Serbian Ministry of Education, Science and Technological Development, project OI 171023, EU COST Action MP0903 Nanoalloys, Belarusian Foundation for Fundamental Research (project F14M-029), Mianowski Fund (Warszawa).

Special gratitude to Prof. Yu. Kalin and Dr. Hab. A. Sitnikov for providing the samples. Special gratitude for Dr. Hab. V. Skuratov for samples irradiation.

References

1. Grobis M., Schulze C., Faustini M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 192504
2. Rahman M. T., Shams N., Lai C.H. // Nanotechnology. 2008. Vol. 19. P. 325302
3. Rahman M. T., Shams N., Lai C.H., Fidler J., Suess D. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 014418.
4. Neu V., Schulze C., Faustini M. et al. // Nanotechnology/ 2013. Vol. 24. P. 145702
5. Kim S. K., Y.M. Koo, V.A. Chernov, J.B. Kortright et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. 3025.
6. Kim S. K., Shindoi S. C. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89, No. 5. P. 3055
7. Hellwig O., Hauet T., Thomson T. et al.// Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 232505
8. Ryabchenko S.M., Timopheev A.A., Kalita V.M., Stognei O.V., Sitnikov A.V. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 043903-1.
9. Kasiuk J. V., Fedotova J.A., Przewoznik J., Zukrowski J., Sikora M., Kapusta Cz., Grce A., Milosavljević M. // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. P. 044301
10. Maximenko A., Fedotova J., Marszalek M., Kupreeva O., Zavadski S.// Proc. Intern. Conf. "Nanomeeting-2015". World Scientific, Singapore. 2015. P. 132 –135
11. Maximenko A., Fedotova J., Marszalek M., Zabala Y., Zarzycki A. et al. // Proc. Intern. Conf. "Nanomeeting-2015". World Scientific, Singapore. 2015. P. 350 –353
12. Weil J. A., Bolton J. R., Wertz J. E. Electron paramagnetic resonance – Elementary theory and practical applications. Wiley-Interscience, 1994
13. Carrey J., Berkowitz E.A., Egelhoff jr. W.F., Smith D. J. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83 P. 5259
14. Maximenko A., Fedotova J., Marszalek M., Zarzycki A., Zabala Y. // J. Magn. Magn. Mater. 2016. Vol. 400. P. 200.
15. Yan M. L., Powers N., Sellmyer D. J.// J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 8292
16. Caro P., Cebollada A, Ravelosona D. et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81 (8). P. 24
17. Navas D., Hernández-Vélez M., Vázquez M., Lee W., Nielsch K.// Appl Phys Lett. 2007. Vol. 90. P. 192501
18. Johnson M. T., Bloemen P. J. H., den Broeder F. J. A., de Vries J. J. // Rep. Prog. Phys. 1996. Vol. 59. P.1409
19. Yakushiji K., Saruya T., Kubota H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 232508
20. Suponev N. P., Grechishkin R. M., Lyakhova M. B., Pushkar Yu.E.//J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 158. P. 376
21. Milne G. A., Dunlop D. J. // J. Geophys. Res. 2006. Vol.111. P. B12S08
22. Beaujour J.-M.L., Chen W., Krycka K. et al. // The European Phys. J. B 2007. Vol. 59 (4) P. 475
23. Ferromagnetic Resonance – Theory and Applications. Ed. by O.Yalçın. – InTech. 2013
24. Landau L.D., Lifshits E. M. Electrodynamics of Continuous Media. 2nd edition. Pergamon Press, 1984
25. Smith J., Beljers H. G. // Philips Res. Repts. 1955. Vol. 10. P. 113
26. Cullity B. D., Graham C. D. Introduction to Magnetic Materials. John Wiley & Sons : IEEE Press, 2009
27. Bodker F., Hansen M. F., Bender Koch C. et al. // Phys. Rev. B 2000. Vol. 61. P. 6826
28. Fedotova J., Kasiuk J., Przewoznik J., Kapusta Cz. et al.//J.Alloys Compds. 2011. Vol. 509 P. 9869

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МОНТЕ-КАРЛО В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ И ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

**С. А. Кутень, А. А. Хрущинский, В. Ф. Миненко, К. А. Веренич,
К. О. Макаревич, К. И. Ушева, Т. З. Х. Лэ**

Введение

Большой класс задач взаимодействия излучения с веществом в области радиационной защиты и ядерной безопасности, носящих статистический характер, успешно решаются с применением метода Монте-Карло, поскольку этот метод очень близко воспроизводит реальное взаимодействие частиц с веществом. В методе Монте-Карло отслеживается путь каждой частицы, покинувшей источник, от рождения через все взаимодействия до исчезновения. Розыгрыш событий основан на генерации случайных чисел. Используя данные переноса, можно определить местоположение частицы на любом этапе ее жизни. Для описания рассматриваемого процесса в целом необходимо получить распределение вероятностей большого числа отдельных событий. Поэтому моделирование должно выполняться с помощью вычислительной техники. С этой целью разработан ряд компьютерных программ: MCNP, EGS, Fluka, GEANT4 и др. [1–4]. Достаточно широкое применение для решения задач радиационной защиты получила программа MCNP, которая позволяет рассчитывать транспорт трех видов частиц: нейтронов, фотонов и электронов, а также любые их сочетания [2].

Примерами успешного применения метода Монте-Карло к решению важных научно-практических задач в области радиационной защиты и ядерной безопасности служат научно-исследовательские работы, выполненные лабораторией теоретической физики и моделирования ядерных процессов в 2011–2015 гг.:

- в области радиационной защиты работы по оценке доз облучения пациентов в результате медицинского облучения в учреждениях здравоохранения РБ при выполнении рентгеноденталогических исследований и по оценке доз нейтронного облучения персонала во время сеансов лучевой терапии онкологических больных на линейном ускорителе электронов Clinac 2300C/D в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н. Н. Александрова МЗ РБ;

- в области ядерной безопасности работы по изучению характеристик основных приборов, используемых для измерения потоков нейтронов в активной зоне реактора – ионизационных камер деления (ИКД) и детекторов прямого заряда (ДПЗ).

Дозовые нагрузки на пациентов при дентальных рентгенологических исследованиях

Дентальное рентгенологическое исследование стало ведущим и широко используемым инструментом при распознавании большинства заболеваний зубочелюстной системы, выводящим дентальную рентгенодиагностику на лидирующие позиции среди причин роста доз медицинского облучения на душу населения.

ния [5]. Этот вид исследования характеризуется сравнительно низкой энергией рентгеновского излучения (50÷80 кэВ), малым полем облучения и значительным приближением источника к поверхности тела человека. Для излучения таких низких энергий существенный вклад в дозу облучения вносит рассеянное излучение. При этом гетерогенность строения человеческого тела практически исключает возможность учета рассеянного излучения без привлечения методов Монте-Карло. Поэтому с помощью программы MCNP проведено моделирование дентальных рентгенологических исследований с целью оценки поглощенных доз облучения органов и тканей пациентов, а также эффективных доз облучения при контактных рентгенографических исследований зубов.

В коде MCNP была подготовлена модель статического дентального рентгенодиагностического аппарата, учитывающая такие параметры процедуры облучения как высокое напряжение (U), приложенное к рентгеновской трубке, полная фильтрация излучения (d_{Al}), размеры поля облучения ($X Y$), расстояние от источника излучения до поверхности облучаемого объекта (РИП). Необходимые для входного файла спектры излучения рентгеновского источника создаются с помощью специальной программы TASMIP [6]. Для выполнения оценок доз облучения проведена адаптация референтных воксельных фантомов условных мужчины и женщины к коду программы MCNP [7]. Кроме того, в ходе выполнения исследования была проведена оптимизация воксельных фантомов для моделирования процедур облучения зубов. В зону облучения была включена часть фантома, которая непосредственно попадала в поле облучения, и область полутеней на расстоянии до 20 см от края поля. Геометрия облучения пациента моделировалась в соответствии с правилами проведения соответствующего дентального рентгенологического исследования, учитывающими ориентацию пучка излучения по отношению к положению исследуемого зуба и рентгеновской пленки [8].

В качестве выходной информации расчета MCNP были получены пространственные распределения поглощенной энергии в референтных фантомах мужчины и женщины. Эти распределения использованы для расчета дозы облучения отдельных органов и эффективных доз в процедурах контактной рентгенографии зубов.

С целью практического применения результатов исследования были рассчитаны значения конверсионных коэффициентов связи эффективной дозы с радиационным выходом рентгеновского аппарата в соответствии с выражением [9]:

$$E = R \cdot I \cdot t \cdot K_e, \quad (1)$$

где E – эффективная доза, мкЗв;

R – радиационный выход рентгеновского излучателя ($\text{мГр} \cdot \text{м}^2$)/($\text{мА} \cdot \text{с}$);

I – ток рентгеновской трубки, мА;

t – время облучения, с;

K_e – конверсионный коэффициент перехода от значения радиационного выхода рентгеновского излучателя к эффективной дозе облучения пациента данного возраста с учетом вида проведенного рентгенологического исследования, проекции, размеров поля, фокусного расстояния, общей фильтрации излучения и анодного напряжения на рентгеновской трубке, мкЗв/($\text{мГр} \cdot \text{м}^2$).

В Таблице 1 в качестве примера показаны конверсионные коэффициенты для нескольких исследований верхней челюсти человека на 1 мАс.

Таблица 1. Значения конверсионных коэффициентов K_e ($\text{мкЗв}\cdot\text{мГр}^{-1}\cdot\text{м}^{-2}$) для некоторых исследований зубов верхней челюсти (общая фильтрация 3 мм Al)

Размер поля, см	Напряжение, кВ	Вид исследования			
		Резцы	Клыки	Премоляры	Моляры
3 × 4	60	48,3	44,6	24,0	23,4
3 × 4	65	50,5	46,6	26,0	25,3
3 × 4	70	52,7	48,4	28,1	27,1
∅ 6	60	68,1	65,0	48,9	40,1

Разные значения конверсионных коэффициентов для исследований резцов, клыков, премоляров и моляров наглядно показывают зависимость эффективной дозы от угла наклона рентгеновской трубки к пациенту и величины поля облучения пациента при прочих равных условиях. Эти результаты будут учтены в последующих методических документах учреждений здравоохранения для уточнения действующих количественных оценок дозовых нагрузок на пациентов при выполнении дентальных рентгенодиагностических исследований.

Облучение нейтронами персонала во время лучевой терапии больных на линейном ускорителе электронов Clinac 2300C/D

В современной лучевой терапии для радикального лечения онкологических больных широко используется тормозное излучение, которое получается с помощью медицинского линейного ускорителя электронов (ЛУЭ) высоких энергий. Для ЛУЭ с начальной энергией выше 10 МэВ в дополнение к тормозному излучению в головке ЛУЭ образуется вторичное нейтронное излучение [10]. Радиобиологическое действие нейтронов зависит от их энергии и превышает действие тормозного излучения, достигая 20-кратного превышения для нейтронов с энергией около 1 МэВ [11]. В связи с особой опасностью нейтронного излучения важно знать энергетический спектр нейтронов внутри и вне лечебной комнаты для оценки доз облучения персонала и населения. Такая проблема возникла в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии Министерства здравоохранения РБ в связи с отсутствием возможности инструментального измерения спектра нейтронного излучения за пределами бункера медицинского ЛУЭ Clinac 2300C/D во время облучения больных фотонами высоких энергий. Из-за сложности регистрации нейтронного спектра при взаимодействии нейтронов с веществом наибо-

лее реально получить спектр нейтронов моделированием с использованием метода Монте-Карло.

Для решения возникшей задачи в коде MCNP была построена Монте-Карло модель выходной головки медицинского ЛУЭ Clinac 2300C/D фирмы Varian на 18 МэВ. По данным большого числа исследователей именно в головке ЛУЭ образуется большинство сопутствующих нейтронов от тормозного излучения с энергией более 10 МэВ [12]. На всем пути формирования пучка тормозного излучения в головке ЛУЭ, начиная от тормозной мишени через выравнивающий фильтр и коллимирующие устройства, взаимодействие гамма-квантов с ядрами атомов ведет к рождению нейтронов через фотоядерные реакции [13]. Еще один путь образования нейтронов – это прямое выбивание нейтронов из ядер электронами [14]. Однако вероятность таких электроядерных реакций на два порядка ниже по сравнению с фотоядерными, а поэтому вклад таких нейтронов общий нейтронный поток пренебрежимо мал.

С целью верификации модели формирования пучка тормозных гамма-квантов были рассчитаны глубинное распределение и профиль поглощенной дозы в водном фантоме для опорного поля облучения 10 см × 10 см, которые сравнили с результатами прямых измерений, выполненных в аналогичных условиях в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии с помощью ионизационной камеры. Результаты сравнения показаны на Рис. 1 и 2. Получено полное совпадение расчета и измерений глубинной дозы в пределах ошибок счета.

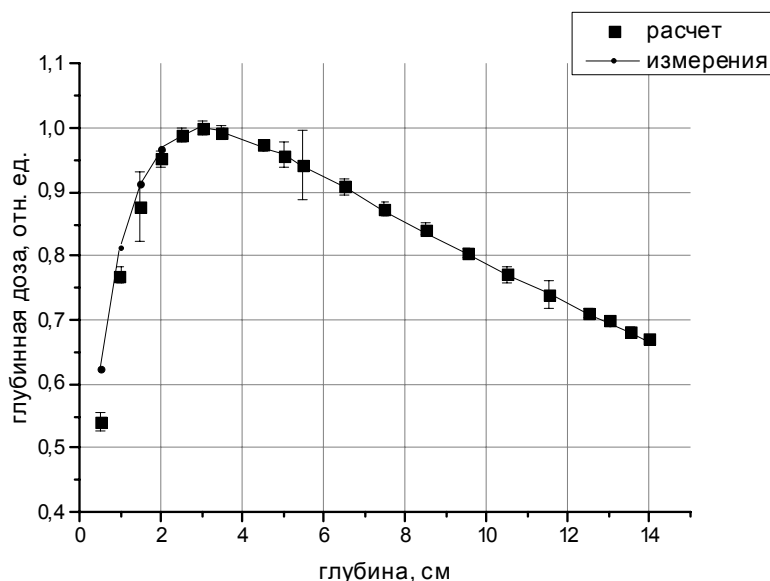


Рис. 1. Относительное глубинное распределение поглощенной дозы тормозного излучения в водном фантоме

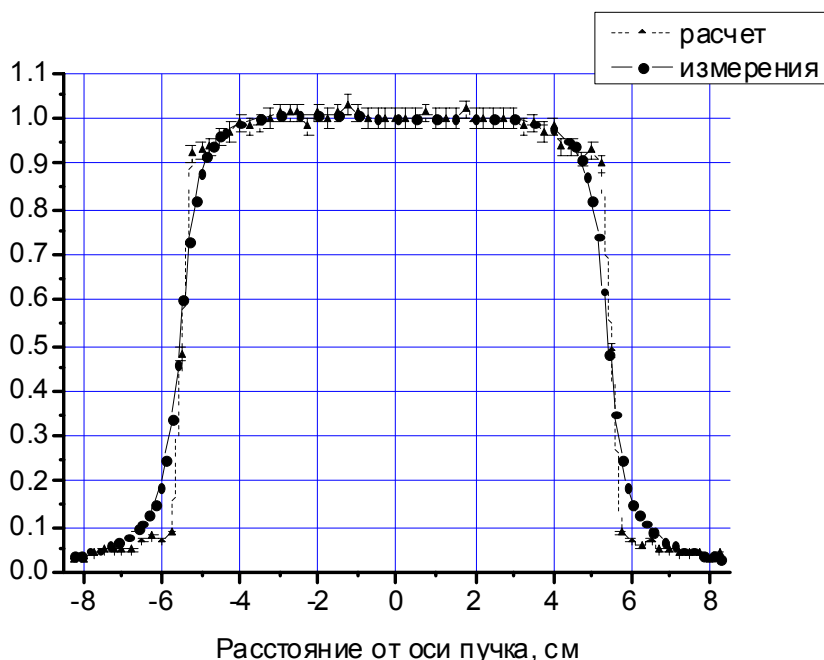


Рис.2. Профиль распределения поглощенной дозы тормозного излучения в водном фантоме на глубине 10 см вдоль оси X

Профиль распределения поглощенной дозы в воде на глубине 10 см, соответствующий 80% изодозе, также совпал для расчетных и измеренных данных в пределах поля облучения, имея некоторые различия в области полутеней. Полученные совпадения свидетельствуют о правильном выборе начальных параметров исходного пучка электронов, а также достоверном описании геометрии и материального состава формирующего тракта тормозного пучка.

С целью сокращения времени счета задачи была создана поверхностная модель источника нейтронов, представляющая собой сферу радиусом 76 см вокруг головки ЛУЭ с фазовыми характеристиками пересекающих ее поверхность нейтронов.

Одновременно в коде MCNP создана модель бункера ЛУЭ и определена геометрия облучения персонала во время облучения пациента. ЛУЭ Varian Clinac 2300C/D размещен в бункере, толщина каждой стены которого больше 1,9 м. Для расчета распространения излучения в такой толстой защите использован один из методов уменьшения дисперсии (variance reduction technique) в рамках MCNP. В соответствии с этим методом бетонная стена представляется состоящей из отдельных слоев в перпендикулярном направлении от источника до исследуемой точки, в которых устанавливаются различные значения ценностей нейтронов и гамма-квантов. Это позволяет выровнять населенность частиц всех ячеек по пути «источник–детектор», и как следствие, уменьшить дисперсию результатов вычислений.

Построенные модели использованы для оценки нейтронного потока внутри бункера и в пультовом помещении ускорителя. На Рис.3 показан спектр нейтронов на уровне положения пациента в точке изоцентра в поле тормозного излучения с номинальной энергией 18 МэВ для открытого поля $10 \times 10 \text{ см}^2$.

В спектре присутствуют в основном быстрые нейтроны со средней энергией около 1 МэВ.

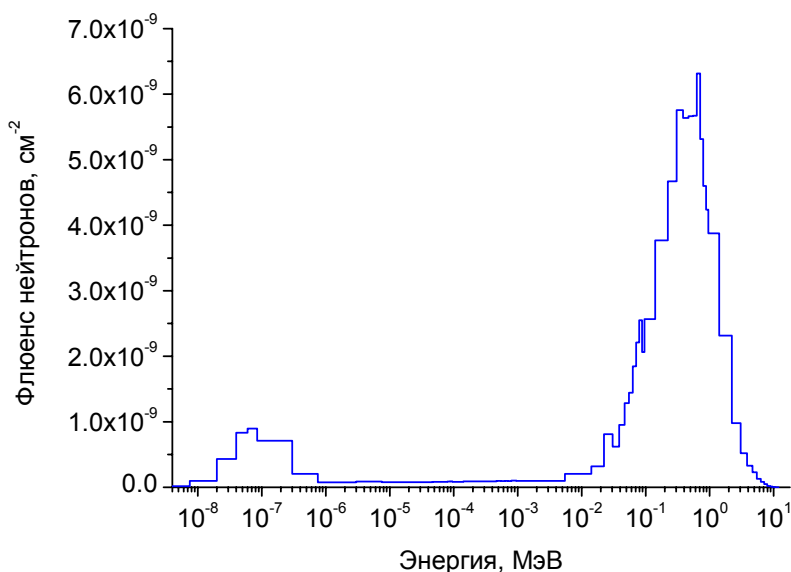


Рис.3. Энергетический спектр нейтронов на уровне изоцентра

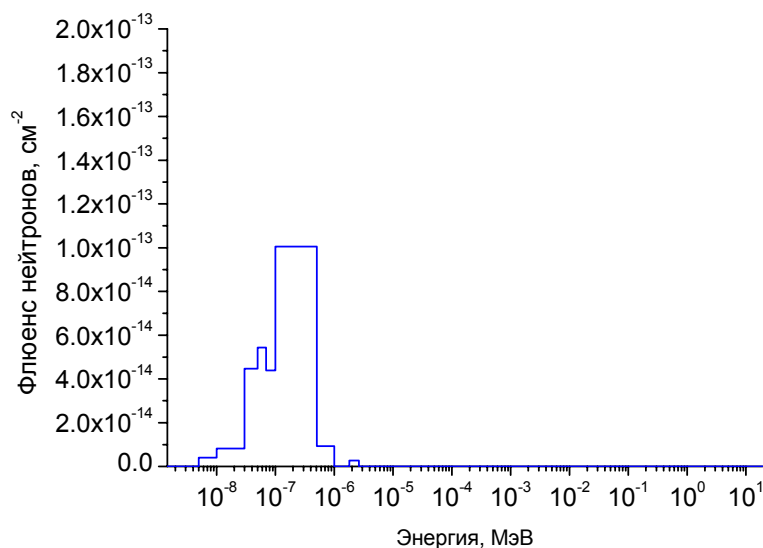


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов на поверхности стены в пультовом помещении

Вклад тепловых нейтронов, образовавшихся в результате рассеяния прямых нейтронов в головке ускорителя, незначителен. На рисунке 4 показан спектр нейтронов в пультовом помещении ускорителя после прохождения через стену лабиринта и стену бункера.

В этом случае в спектре уже присутствуют только тепловые нейтроны, которые образовались в результате рассеяния быстрых нейтронов в воздухе и стенах бункера ускорителя. При этом эффективная доза облучения нейтронами персонала, находящегося в пультовом помещении линейного ускорителя в период его работы, составляет не более $6 \cdot 10^{-10}$ мЗв на одну мониторинговую единицу.

Полученные результаты указывают на эффективность защиты стен бункера ускорителя Clinac 2300C/D в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии от нейтронного излучения для персонала во время работы ускорителя. Особенно важно то, что в спектре нейтронов за пределами бункера практически не присутствуют быстрые нейтроны, опасные с точки зрения радиационных эффектов.

Об улучшении динамических характеристик детектора прямой зарядки

Для измерения плотности потока нейтронов в активной зоне реактора применяются детекторы нейтронов прямой зарядки (ДПЗ или SPND – Self Powered Neutron Detector в англоязычной литературе). Впервые детектор был предложен и описан в работе [15]. Эти детекторы основаны на первичных эффектах: захвате нейтронов ядром и последующем β -распаде (эмиссионные ДРЗ), на выходе электронов отдачи и фотоэлектронов при поглощении внешнего γ -излучения (комтоновские ДПЗ). В ядерной энергетике, в частности, на реакторах ВВЭР, наибольшее распространение получили эмиссионные родиевые ДПЗ [17, 18]. Основные преимущества ДПЗ – большой ресурс работы (несколько лет) при рабочей температуре до 700°C, малые габаритные размеры, слабая чувствительность к гамма-фону реактора, линейность показаний тока в зависимости от плотности потока нейтронов, простые вторичные электронные устройства, низкая стоимость изготовления. Кроме того, они не требуют предварительной градуировки.

Детектор прямого заряда состоит из цилиндрических эмиттера, изолятора и коллектора. По электрической сути датчик детектора представляет генератор тока (внутреннее сопротивление велико). Датчик подсоединяется к измерительной цепи с помощью коаксиального кабеля, имеющего два внутренних проводника, один из которых присоединен к эмиттеру, а другой не присоединен никуда. Коллектор и внешний электрод кабеля заземлены, сигналы же с двух внутренних проводов датчика подаются на вход дифференциального усилителя, что обеспечивает вычитание одного сигнала из другого. Поскольку сам кабель представляет собою дополнительный (паразитный) источник тока в измерительной цепи, обусловленный гамма излучением внутри реактора, то, учитывая близость внутренних проводов кабеля, можно ожидать, что при дифференциальном включении токи от обоих проводов взаимно сократятся практически полностью. Благодаря этому задача сводится к определению токов только самого датчика.

Непосредственно измеряемой величиной является протекающий в линии связи электрический ток I , пропорциональный плотности нейтронного потока φ в

месте расположения ДПЗ. По теоретическим оценкам значение верхнего предела плотности потока нейтронов для ДПЗ с эмиттерами из родия, серебра и ванадия составляет 10^{17} – 10^{20} 1/(см² с) [17,18]. При этом наибольшим диапазоном линейности обладает родиевый детектор (три десятичных порядка), а наименьшим – платиновый, который, по существу, является скорее гамма, чем нейтронным ДПЗ. Нижний предел линейности ДПЗ обусловлен влиянием гамма-излучения реактора, токами линии связи и токами от долгоживущих радионуклидов эмиттера.

На характеристики ДПЗ влияют не только его конструктивные особенности и свойства применяемых материалов, но и условия его эксплуатации (интенсивность и спектр нейтронов, температура нейтронного газа, время работы и температура детектора, условия размещения линий связи и т.п.). Поэтому расчетные оценки характеристик детекторов носят приблизительный, зачастую качественный характер. Особенно это касается штатных методик и программ, где используется точечное приближение для описания детектора. К наиболее важным факторам, влияющим на метрологические характеристики ДПЗ, следует отнести: выгорание материала эмиттера, генерацию тока, чувствительность η .

Чувствительность ДПЗ обычно определяется как отношение тока прибора к нейтронному потоку

$$\eta = \frac{I}{\phi} (A / (\text{нейтрон} / \text{см}^2 \text{с})). \quad (2)$$

Чувствительность родиевых ДПЗ составляет $(3\text{--}21) \cdot 10^{-20}$ А·с·см²/нейтрон, предел линейности более 10^{17} – 10^{20} нейтрон/(см²·с), рабочая температура – от 250 до 700°С. Ресурс работы ДПЗ составляет до 10^{22} нейтрон/см².

Достоинства ДПЗ сыграли решающую роль в широком их внедрении в системы внутриреакторного контроля реакторов различных типов. К их недостаткам относят: низкую чувствительность, инерционность активационных детекторов, ограниченный выбор материалов эмиттера, его выгорание. Наибольшее распространение для контроля нейтронного потока в реакторах ВВЭР получили родиевые ДПЗ, которые будут рассматриваться ниже.

Сравнительно большая инерционность родиевых ДПЗ в основном обусловлена временем жизни нуклида ¹⁰⁴Rh, возникающего при захвате нейтрона ядром эмиттера (¹⁰³Rh). При захвате нейтрона ядром Rh¹⁰³ образуется Rh¹⁰⁴ в двух состояниях:

- основное состояние 1⁺ с сечением образования ~145 барн и временем жизни 42.3 сек;
- возбужденное состояние 5⁺ с сечением образования ~10 барн и временем жизни 4.34 мин.

Упрощенная схема распадов образовавшихся ядер представлена на Рис. 5.

Возбужденное состояние путем гамма распада с вероятностью 99.87% переходит в основное со временем жизни 4.34 мин.

Постоянная времени родиевого ДПЗ составляет $\lambda \sim 42$ сек, что недостаточно в условиях переходных и аварийных режимов в активной зоне реактора, когда

процессы развиваются за времена порядка секунды и менее. Например, при выводе реактора на минимально контролируемый уровень мощности существует промежуток времени, когда нейтронный поток фактически не контролируется существующими приборами. Поэтому улучшение динамических характеристик ДПЗ является актуальной проблемой для ядерной энергетики, которой посвящено множество работ. В частности, в [16] предлагается улучшить динамические свойства прибора путем цифровой фильтрации его сигнала.

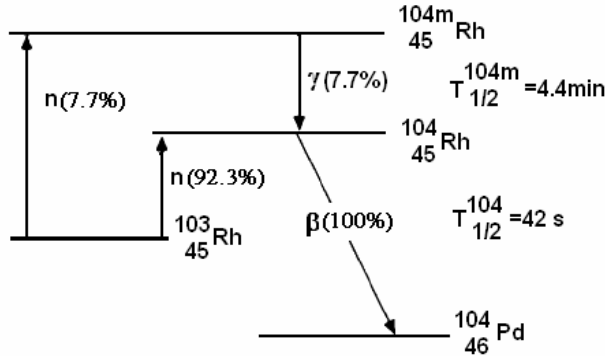


Рис.5. Упрощенная схема распада для родиевого ДПЗ

В [19] предложен несколько другой подход. Нами было показано, что комбинация

$$J(t) = \frac{d}{dt} I(t) + \lambda I(t), \quad (2)$$

называемая ниже обобщенным током, уже не содержит составляющей тока с постоянной λ основного состояния, а только мгновенную составляющую и $\sim 5\%$ составляющей с постоянной λ^m ($T_{1/2} = 4.34 \text{ m}$), соответствующей возбужденному состоянию ^{104}Rh .

Ясно, что для регистрации этой комбинации сигнала нужна новая аппаратура. Общая схема измерения обобщенного тока $J(t)$ представлена на Рис. 6.

Сигнал от детектора разделяется на две части, одна из которых дифференцируется, вторая умножается на величину λ , после чего обе поступают на вход суммирующего усилителя. Образовавшийся сигнал подается к АЦП и далее – к устройству обработки информации.

Динамика обобщенного тока может быть получена из кинетических уравнений, описывающих обычный эмиссионный ДПЗ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^m}{\partial t} &= \int (\sigma^m(E) N^{103}(t, r) \varphi(t, r, E)) dE - \lambda^m N^m(t, r), \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= \int (\sigma(E) N^{103}(t, r) \varphi(t, r, E)) dE + \lambda^m N^m(t, r) - \lambda N(t, r), \end{aligned} \quad (3)$$

где: $\sigma(E)$ и $\sigma^m(E)$ — сечения взаимодействия нейтронов с ^{103}Rh с образованием основного и возбужденного состояния ядер ^{104}Rh с постоянными распада λ и λ^m , концентрации которых в эмиттере есть $N(t, r)$ и $N^m(t, r)$, $\varphi(t, r, E)$ — спектральная и пространственная плотность потока нейтронов, $1/(\text{МэВ см}^2 \cdot \text{с})$.

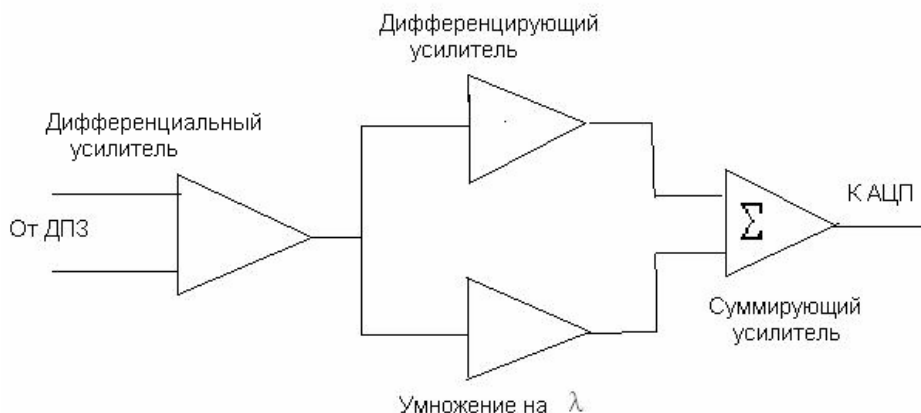


Рис. 6. Принципиальная схема измерения обобщенного тока $J(t)$

Исходя из общих физических представлений, можно записать выражение для активационного тока в обычном ДПЗ в виде [17]:

$$I(t) = e \int_V dV \Lambda(r) N_{Rh^{103}}(r, t) \int_E N_{Rh^{103}}(r, t) \varphi(r, E) dE, \quad (4)$$

где $\Lambda(r)$ — функция, определяющая вероятность попасть электрону из некоторой точки (r) эмиттера на коллектор:

$$\Lambda(r) = \int_{E_\beta} p(E_\beta) \varepsilon(r, E_\beta) dE_\beta. \quad (5)$$

В (5) функция $\varepsilon(E_\beta, r)$ есть вероятность того, что родившийся бета-электрон с энергией E_β в результате распада ядра в точке r , достигнет катода, $p(E_\beta)$ — бета-спектр распада ядра.

В выражениях (3), (4) e — заряд электрона, V — объем родиевого стержня, $\sigma(E)$ — сечение (n, γ) реакции для данного нуклида $N_{Rh^{103}}$, $\varphi(r, E)$ — поток нейтронов с энергией E . Зависимость от времени t количества атомов родия в см^3 $N_{Rh^{103}}(t)$ учитывает выгорание родия в нейтронном потоке. Для Rh^{104} нормированное распределение бета-электронов по энергии в теории Ферми бета-распада имеет вид [20]:

$$p(E_\beta) = \frac{105}{16 E_m^{7/2}} (E_m - E_\beta)^2 \sqrt{E_\beta}, \quad (6),$$

где E_β – текущая энергия бета-спектра, E_m – максимальная энергия бета-спектра ($E_m=2.44$ MeV для Rh^{103}), численные множители отражают спин-угловую структуру сечения бета-распада.

Задачу расчета тока (4) и обобщенного тока (2) можно разделить на две основные задачи:

1. Расчет $\varepsilon(E_\beta, r)$ – вероятности излученному в точке r бета-электрону с энергией E_β дойти до катода решается методами Монте-Карло. Для этого на цилиндрической оболочке с радиусом r внутри эмиттера задается источник электронов с энергией E_β и с изотропным распределением по импульсам. Величина $\varepsilon(E_\beta, r)$ есть отношение числа электронов, достигших катода, к числу излученных электронов.

2. Расчет потоков нейтронов $\varphi(r, E)$ в эмиттере на данном этапе выгорания и распределения атомов $N_{\text{Rh}^{103}}(t, r)$ в зависимости от координат и времени требует учета выгорания родия. Так как выгорание проходит неоднородно по радиусу, имеют место неоднородности распределения родия по радиусу, хотя в новом датчике это распределение было однородно. Для расчета нейтронного поля в эмиттере он разбивается на набор цилиндрических оболочек, каждую из которых рассматривать как отдельную среду. При загрузке все эти среды одинаковы, при итерации по времени они меняют состав в соответствии с выгоранием.

Разработанная в рамках кода MCNP Монте-Карло модель ДПЗ, запускаемая с помощью Perl-скрипта, учитывает процессы выгорания активного вещества эмиттера (Rh^{103}), что приводит к временной зависимости даже статической чувствительности такого датчика, учет которой является существенным при реальной эксплуатации датчика в интенсивных нейтронных полях реактора. Динамика выгорания родия была исследована для двух типов ДПЗ (диаметр эмиттера 0.5 и 1 мм) в различных нейтронных потоках $/2.0 \cdot 10^{13}, 4.0 \cdot 10^{13}, 8.0 \cdot 10^{13}, 10^{14}, 2.0 \cdot 10^{14}$ нейтрон/(см²·с)/[21].

- Показано, что выгорание эмиттера неоднородно по его радиусу, с большей скоростью происходит выгорание внешних областей эмиттера детектора. Темп выгорания определяется как нейтронным потоком, так и диаметром родиевой проволоки.
- Показано, что атомная фракция родия-103 уменьшается в 2–3 раза за период порядка 3 лет. Это приводит к существенному снижению чувствительности.
- Исследовано временное изменение статической чувствительности ДПЗ (см. уравнение (1)), обусловленное выгоранием эмиттера, в различных нейтронных потоках ($2.0 \cdot 10^{13}, 4.0 \cdot 10^{13}, 8.0 \cdot 10^{13}, 10^{14}, 2.0 \cdot 10^{14}$ нейтрон/(см²·с)).
- Показано, что чувствительность ДПЗ падает со временем за счет выгорания родия падает на 20–40% за три года эксплуатации для низких плотностей потоков нейтронов $/2.0 \cdot 10^{13}$ нейтрон/(см²·с)/ и 2–3 раза для высоких $/2.0 \cdot 10^{14}$ нейтрон/(см²·с)/, свойственных мощным реакторам.

Отклик ДПЗ по обыкновенному и обобщенному токам на временной скачок плотности потока нейтронов

Исследование отклика ДПЗ по обыкновенному току на временной скачок плотности потока нейтронов в момент t_0

$$\delta\varphi(t, E) = \theta(t - t_0)g(E), \quad (7)$$

где $\theta(t - t_0)$ – функция единичного скачка, $g(E)$ – спектр нейтронного потока на ДПЗ, показывает, что увеличение тока ДПЗ $I(t)$ происходит с временной постоянной, определяемой периодом полураспада основного состояния родия-104 (т.е. 43.2 сек).

Опуская так называемый мгновенный отклик, представляющий собой постоянный вклад, обусловленный гамма излучением и выбиванием комптоновских и фотоэлектронов из эмиттера, отклик обобщенного тока $J(t)$ на тот же скачок плотности потока нейтронов может быть записан в виде:

$$\delta J(t) = e\theta(t - t_0) \int dV \lambda \Lambda(r) \left\{ \sigma(E) N^{103}(t, r) g(E) + (1 - e^{-\lambda_m(t - t_0)}) \sigma_m(E) N^{103}(t, r) \right\} dE. \quad (8)$$

Здесь в первом члене сохраняется тот же скачок во времени, что и в плотности потока нейтронов (т. е. передача возмущения проходит без задержки), во время как второй член нарастает медленно с постоянной времени, соответствующей изомерному переходу (4.34 мин). Однако, основным членом является первый и это позволяет утверждать, что прибор, который измеряет не просто ток от ДПЗ, а более сложную величину $J(t)$, обладает гораздо лучшими динамическими характеристиками, чем стандартный ДПЗ.

В условиях медленной динамики временная зависимость динамической чувствительности модифицированного ДПЗ $\eta_J(t)$, определяемой аналогично (1), связана с обычной чувствительностью ДПЗ $\eta(t)$, временная зависимость которой вызвана выгоранием:

$$\eta_J(t) = L\lambda \eta(t), \quad (9)$$

где $\eta(t)$ – чувствительность ДПЗ (1) на единицу длины L , определяемая в условиях выгорания.

Таким образом, в условиях медленной динамики динамическая чувствительность модифицированного ДПЗ с точностью до постоянных множителей совпадает с обычной чувствительностью ДПЗ и может быть рассчитана методами Монте-Карло.

Использование модели точечного реактора для исследования характеристик модернизированного ДПЗ в условиях переходных и аварийных режимов работы реактора

Экспериментальная проверка работоспособности модернизированной схемы подключения ДПЗ и экспериментальное изучение его характеристик является самостоятельной задачей.

Для того чтобы проверить, что предложенная модернизированная схема измерения сигнала ДПЗ будет эффективно решать проблему улучшения динамических характеристик прибора, в качестве временизависящего источника нейтронов использована точечная модель ядерного реактора на тепловых нейтронах. В этой модели сложная пространственно-временная зависимость нейтронных полей в различных точках активной зоны факторизуется в произведение пространственной и временной частей. Фактически, временное поведение нейтронного поля в различных точках активной зоны оказывается согласованным. Активная зона довольно большого объема словно бы заменяется одной точкой, единственным параметром которой зависящее от времени среднее значение плотности тепловых нейтронов, присущее реальному реактору в данный момент времени. Эта модель широко используется в кинетике реакторов для качественного и количественного описания нестационарных явлений в реакторах при их работе как в нормальных условиях эксплуатации (НУЭ), так и при отклонениях от НУЭ, приводящих как к проектным, так и запроектным авариям. Использование точечной модели ядерного реактора позволит изучить динамические характеристики сигнала ДПЗ в различных условиях резкого введения реактивности в реактор, что крайне важно для интерпретации сигнала ДПЗ в работающем реакторе.

Для исследования отклика ДПЗ на переходных и аварийных режимах работы реактора обычно рассматривают эти режимы стартующими из стационарных условий, соответствующим стационарным решениям уравнений (3), описывающих ДПЗ и его отклик. Считая, что быстрые изменения нейтронного потока при переходных и аварийных режимах работы реактора происходят таким образом, что спектр нейтронов внутри эмиттера не меняется во времени, поток нейтронов внутри него можно представить в виде:

$$\varphi(t, r, E) = n(t)g(r, E), \quad (10)$$

где $n(t)$ – нормированная плотность нейтронов ($n(0)=1$), определяемая уравнениями точечной кинетики ядерного реактора.

Решая уравнения (1) с естественными начальными условиями, соответствующим стационарному состоянию (1), в быстро меняющихся нейтронных потоках (10) можно получить выражения для стандартного и обобщенного токов ДПЗ. Стандартный ток представим в виде суммы двух слагаемых

$$\begin{aligned} I(t) &= I_1(t) + I_2(t), \\ I_1(t) &= I_0 \left[\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-t_1)} n(t_1) dt_1 + e^{-\lambda t} \left(1 + \frac{\sigma^m(\bar{E})}{\sigma(\bar{E})} \right) \right], \\ I_2(t) &= I_0 \frac{\sigma^m(\bar{E})}{\sigma(\bar{E})} \lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-t_1)} \left(\lambda_m \int_0^{t_1} n(t_2) e^{-\lambda_m(t_1-t_2)} dt_2 + e^{-\lambda_m t_1} \right) dt_1 \end{aligned} \quad (11)$$

с начальными условиями

$$I_1(0) = I_0 \left(1 + \frac{\sigma^m(\bar{E})}{\sigma(\bar{E})} \right), \quad I_2(0) = 0, \quad (12),$$

где $\bar{E}$ – средняя энергия нейтронного спектра в ДПЗ, определяемая энергетической зависимостью сечения поглощения нейтронов в родии (в основном в ток ДПЗ вносят вклад тепловые нейтроны и частично надтепловые, быстрые нейтроны, соответствующие процессу деления, практически не вносят вклада, и, следовательно, не могут контролироваться ДПЗ). Величина I_0 характеризует начальные условия для токов и определяется поглощением нейтронов в эмиттере в момент времени $t = 0$.

Обобщенный ток представим в аналогичном виде:

$$J(t) = I_0 \left(n(t) + \frac{\sigma^m(\bar{E})}{\sigma(\bar{E})} \lambda_m \left(\int_0^t e^{-\lambda_m(t-t_1)} n(t_1) dt_1 + \frac{e^{-\lambda_m t}}{\lambda_m} \right) \right). \quad (13)$$

Используя аналитическое представление для стандартного и обобщенного токов ДПЗ (11)–(13), получена связь их откликов на быстрое изменение нейтронного потока, определяемого решениями уравнений точечной кинетики.

Для исследования отклика ДПЗ на быстрые изменения нейтронного потока использована наиболее простая модель точечного реактора – одnogрупповое приближение для запаздывающих нейтронов (использование широко известного 6-ти группового приближения для запаздывающих нейтронов качественно новых результатов не дает). В одnogрупповом приближении для запаздывающих нейтронов уравнения точечной кинетики реактора описываются уравнениями [22, 23]:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t), \quad \frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t), \quad (14)$$

где $n(t)$ – плотность нейтронов, $\rho(t)$ – реактивность, зависящая от времени, $C(t)$ – концентрация источников запаздывающих нейтронов, β – доля запаздывающих нейтронов, λ – постоянная распада запаздывающих нейтронов, Λ – время жизни мгновенных нейтронов, $Q(t)$ – функция источника.

По уравнениям (14) при заданном законе изменения реактивности $\rho(t)$ аналитическим или численным методом находился всплеск нейтронного потока $n(t)$ в ДПЗ, который затем использовался для нахождения согласно (11)–(13) временного отклика прибора по обобщенному и стандартному току.

Исследован временной отклик ДПЗ по обобщенному (модернизированному) и стандартному току и проведено их сравнение для следующих вариантов изменения реактивности:

- ступенчатое возрастание реактивности от 0 до некоторой конечной величины (этот вариант обычно отвечает выбросу регулирующего стержня);
- два последовательных ступенчатых возрастания реактивности;
- линейный рост реактивности до некоторого момента, затем постоянное значение;
- линейный рост реактивности до некоторого момента, затем скачок реактивности к нулю;

- экспоненциальный рост реактивности;
- синусоидальные колебания реактивности;
- быстрый рост реактивности в сценарии выброса органов регулирования системы управления и защиты при разрыве чехла привода для реактора ВВЭР-1000, описываемый с помощью кинетического реакторного кода DYN3D [24].

Во всех этих случаях отклик ДПЗ по обобщенному току практически мгновенно следует за временным ходом плотности потока нейтронов, получаемым или из решений уравнений точечной кинетики или с помощью кода DYN3D, в то время как, отклик по стандартному току существенно запаздывает (время задержки порядка нескольких минут).

В качестве иллюстрации на Рис.7 приведены отклики ДПЗ по обобщенному (модифицированному) (слева) и стандартному (справа) току для сценария с экспоненциальным ростом реактивности $\rho(t) = \rho_0(1 - \exp(-t / T_p))$. Результаты получены в одгрупповом приближении для параметров $\beta = 0.0079$, $\Lambda = 10^{-5}$, $\lambda = 0.077$, $\rho_0 = 5.333 \cdot 10^{-3}$, $T_p = 0.5$ сек.

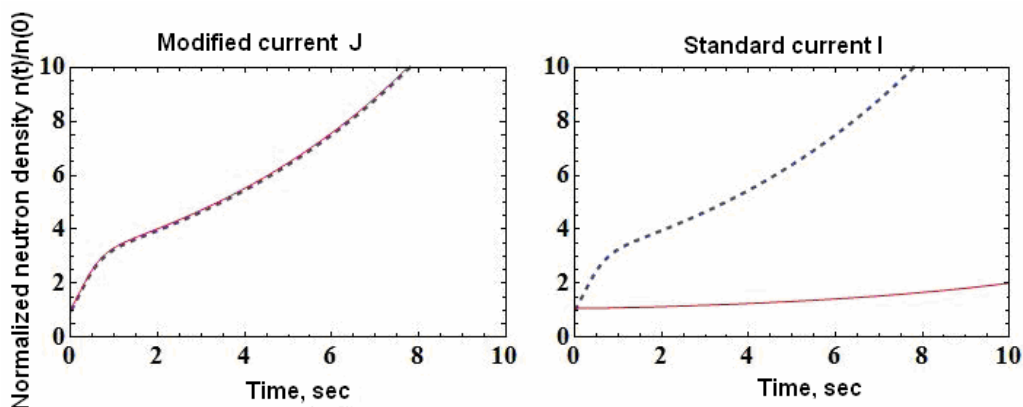


Рис.7. Отклик ДПЗ по модифицированному (слева) и стандартному (справа) току для сценария с экспоненциальным ростом реактивности (сплошные линии - отклик ДПЗ, пунктир – плотность потока нейтронов как результат решения уравнений точечной кинетики)

Проведенное исследование позволяет утверждать, что модернизированный ДПЗ не только позволяет проводить измерения нейтронных потоков в условиях стационарной работы реактора, но своевременно реагировать на быстрые изменения нейтронного потока (порядка секунды и менее) в нештатных ситуациях (аварийный или переходный режимы). Для этой цели необходимо только дополнить стандартную схему измерения тока ДПЗ схемой измерения обобщенного тока.

В целом, показано, что модернизированный ДПЗ обладает гораздо лучшими динамическими характеристиками, чем стандартный ДПЗ. Постоянная времени, которая при обычном способе регистрации составляет порядка одной минуты,

уменьшается до величины, определяемой входными характеристиками используемых усилителей и паразитными емкостями. Это позволяет существенно сократить время отклика прибора на резкое изменение потока нейтронов в активной зоне.

Монте-Карло моделирование эффектов падения чувствительности ионизационной камеры из-за выгорания материалов радиатора

Мощность ядерного реактора обычно хорошо коррелирует с потоками нейтронов, которые надежно измеряются с помощью ионизационных камер (ИК), чувствительные элементы которых содержат бор, гелий или делящиеся нуклиды. Камеры на основе делящихся материалов называются ионизационными камерами деления (ИКД). Они обладают высокой чувствительностью к нейтронам, низкой чувствительностью к гамма-квантам, высоким быстродействием, термостойкостью, большим динамическим диапазоном. Можно использовать миниатюрные ионизационные камеры, предназначенные для измерений в активной зоне ядерного реактора. Недостатком ИК является уменьшение количества активного вещества, за счет его выгорания под действием нейтронов. Это меняет чувствительность ИКД со временем. С помощью Монте-Карло моделирования мы исследовали эффекты выгорания рабочей среды для ИКД.

В простейшем случае ИКД состоят из двух электродов (плоских или цилиндрических): радиатора (анода) и катода. Радиатор – это электрод, на который нанесен тонкий слой вещества, содержащий делящееся вещество, обычно это U-235. В цилиндрических камерах радиатор может быть как внешним электродом, так и внутренним электродом. Межэлектродное пространство (рабочий объем) заполнено рабочим газом, обычно аргон с небольшой (~5%) примесью азота.

Монте-Карло модель ионизационной камеры

В основу приведенной ниже Монте-Карло модели ИК положена геометрическая структура активной зоны камеры KNT-5 [25, 26]. На Рис.8 приведен поперечный разрез камеры и структура анода. В Таблице 2 приведены размеры областей (region) и материалы, используемые в модели.

Таблица 2. Основные параметры Монте-Карло модели ионизационной камеры KNT-5 (длина активной части – 10.25см, обогащение – 90%)

№ области	1	2.1	2.2	3	4
Радиус, R,мм	2.85–3.85	2.825–2.85	2.82–2.825	1.07–2.82	0–1.07
Материал	Al	Pt	U2O3	Ar	Al
Плотность, г/см3	2.698	21.45	8.38	0.003568	2.698

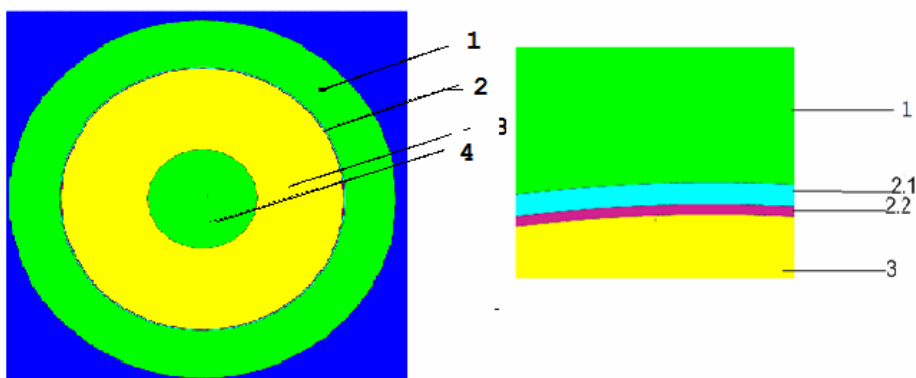


Рис.8. Продольный разрез модели цилиндрической камеры (левый рис.) 1 – внешний электрод (анод), 2 – слой окиси урана (U_3O_8), 3 – слой аргона, 4 – внутренний электрод. Расположение радиатора и подложки из платины на поперечном разрезе камеры: 1 – внешний электрод (анод), 2.1 – платиновая подложка, 2.2 – радиатор (U_2O_3), 3 – слой аргона (правый рис.)

Алгоритм расчета выгорания ^{235}U в радиаторе с использованием Монте-Карло моделирования

Для использования стационарного MCNP [2] в задачах Монте-Карло моделирования процессов выгорания (изменения состава) в различных материальных областях под воздействием нейтронного или гамма облучения необходимо реализовать схему изменения материального состава этих областей со временем.

С физической точки зрения эволюция нуклидного состава в некоторой области ИКД может быть описана набором связанных кинетических интегродифференциальных уравнений, учитывающих только процессы убыли делящегося материала:

$$\frac{dN_i}{dt} = -(N_i(r,t) \int \sigma_{f,i}(E) \varphi(r,E,t) dE + N_i(r,t) \int \sigma_{c \rightarrow i}(E) \varphi(r,E,t) dE + \lambda_i N_i), \quad (15)$$

где $\varphi(r, E, t)$ – поток нейтронов ($n/cm^2/sec$), $N_j(r, t)$ – число атомов нуклида j в единице объема, $\sigma_{f,j}(E)$ – микроскопическое сечение деления нуклида j , $\sigma_{c \rightarrow i}(E)$ – суммарное (без деления) сечение захвата нейтрона нуклидом i , λ_i – суммарная постоянная распада нуклида i . При условии, что нейтронный поток остается однородным в пределах ИК и постоянным во времени, система уравнений (15) упрощается:

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i(r,t) \Sigma_{f,i} - \lambda_i N_i, \quad (16)$$

где $N_i(r,t) \Sigma_{f,i}$ – количество актов деления в 1 см^3 под действием потока нейтронов, усредненное по спектру.

Решение этого уравнения было получено численно методом Эйлера. Для этого, используя MCNP, рассчитывается эффективность при некотором составе радиатора, одновременно рассчитывается число выгоревших атомов урана, пересчитанное на интервал Δt , затем состав радиатора по урану уменьшается на это количество атомов и снова вычисляется эффективность на следующий момент времени и т. д.

Изменение чувствительности ИКД со временем

В качестве характерных величин потоков при моделировании были выбраны два набора потоков, перекрывающихся по интенсивности: низкой интенсивности – $2 \cdot 10^6$; $2 \cdot 10^8$; $2 \cdot 10^{10}$; $2 \cdot 10^{12}$; $4 \cdot 10^{13}$ н/(см²с) и высокой – $1 \cdot 10^{12}$; $1 \cdot 10^{13}$; $5 \cdot 10^{13}$; $1 \cdot 10^{14}$; $1 \cdot 10^{15}$ н/(см²с).

Для каждой величины потока исследовались различные спектры нейтронов, ниже результат приведен только для максвелловского распределения с температурой $T = 7.5 \cdot 10^{-8}$ МэВ и спектра нейтронов для ВВЭР-1000.

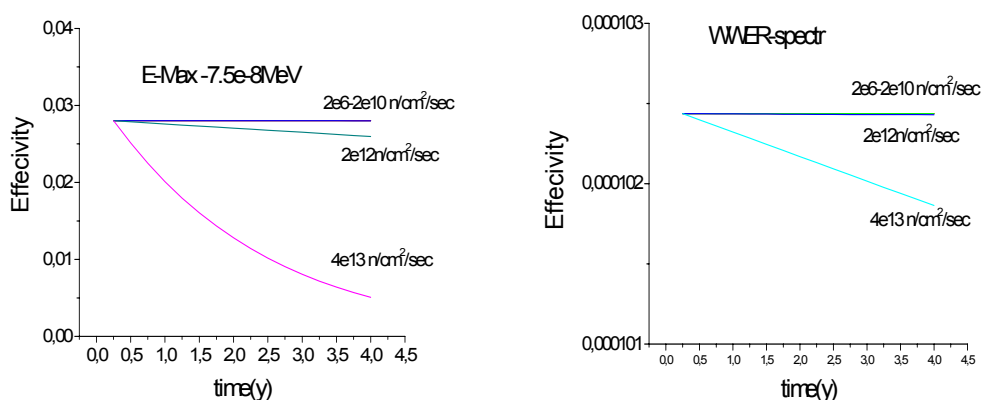


Рис.9. Зависимость эффективности от времени для различных значений плотности потока нейтронов для максвелловского спектра ($E=7.5e-8$ МэВ, слева) и спектра нейтронов в реакторе ВВЭР-1000 (справа)

Результат моделирования представлен на Рис.9, 10. Хорошо видно, что для первого набора потоков нейтронов эффективность на протяжении 4 лет практически мало зависит от времени, однако для интенсивности более 10^{12} н/(см²с) зависимость становится существенной, а при интенсивности порядка $4 \cdot 10^{13}$ н/(см²с) зависимость уже достаточно большая, чтобы такой прибор, модель которого исследовалась, можно было применить на практике без коррекции чувствительности.

Для второго набора потоков поведение эффективности со временем показывает, что необходимо вносить в показания прибора существенные поправки в зависимости от времени.

В диапазоне потоков нейтронов $1 \cdot 10^{12}$ – $5 \cdot 10^{13}$ н/(см²с) поведение эффективности носит линейный характер и поправки можно внести достаточно просто.

Однако, при потоках, больших, чем $1.0 \cdot 10^{14}$ н/(см²с), эффективность со временем ведет себя нелинейно и введение поправок осложняется. При таких потоках, возможно, предпочтительно использовать ионизационные камеры с компенсацией выгорания [25].

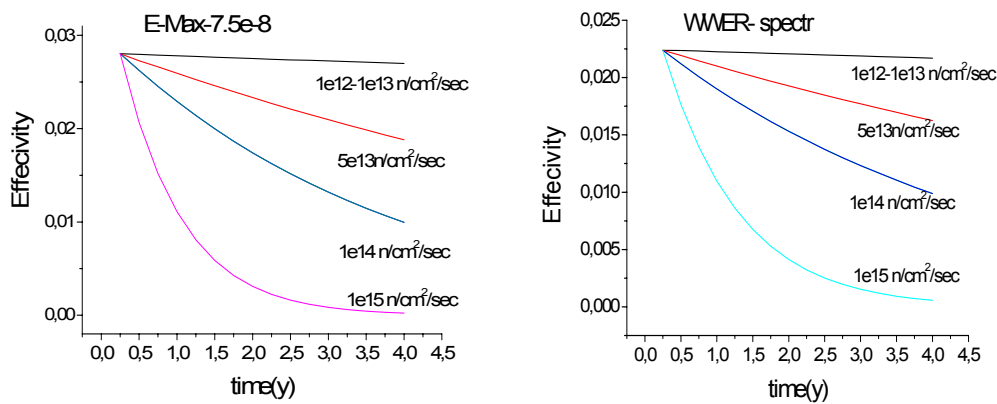


Рис.10. Временная зависимость эффективности ИКД при различных значениях плотности потока нейтронов для максвелловского спектра с $T=7.5-8$ МэВ (слева) и спектра нейтронов в ВВЭР-1000 (справа)

Сильное выгорание урана и связанное с ним резкое падение эффективности регистрации хорошо демонстрирует Рис.11, где показан ход эффективности в зависимости от величины нейтронного потока для четырех значений времени, прошедшего с момента начала измерения. Этот рисунок подтверждает сделанные выше выводы о необходимости вносить коррекцию на выгорание и даже на замену камеры.

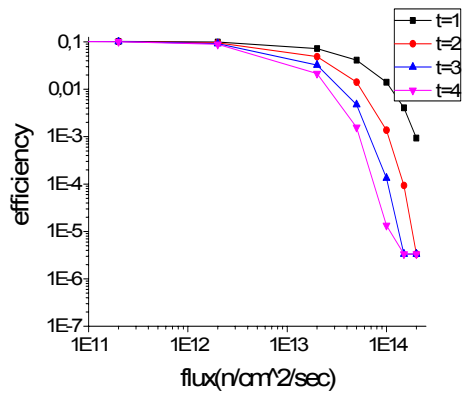


Рис.11. Зависимость эффективности ионизационной камеры от величины максвелловского потока нейтронов для различных времен работы (1, 2, 3, 4 года)

Показано, что если поток нейтронов не превосходит 10^{13} н/(см²с), в течение одного года чувствительность изменяется незначительно ($\sim$ нескольких процен-

тов), при более длительном использовании камеры необходимо даже для этих интенсивностей использовать коррекцию чувствительности. При интенсивностях 10^{13} – 10^{14} н/(см²с) коррекцию необходимо учитывать для всех времен измерений. При интенсивных потоках, больших 10^{14} н/(см²с), подобная камера не может быть использована, поскольку идет быстрое выгорание радиатора. В последнем случае следует использовать ионизационную камеру с скомпенсированным по выгоранию радиатором (специально подобранный набор делящихся нуклидов).

Заключение

Использование метода Монте-Карло в решении задач радиационной защиты и ядерной безопасности позволяет провести моделирование источника излучения и переноса создаваемого излучения в различных средах наиболее приближенно к реальным физическим процессам.

Применение метода Монте-Карло в решении задач радиационной защиты при медицинском облучении является ключевым шагом для корректной оценки доз облучения пациентов и персонала. При этом создается возможность получать реалистичные и надежные результаты, большая часть которых не может быть получена с помощью альтернативных методов исследования.

В частности, для дентальных рентгенологических исследований получены конверсионные коэффициенты для нескольких исследований верхней челюсти человека, нормированные на единичный радиационный выход рентгеновского излучателя, определяющие дозовые нагрузки на пациентов.

Для другой практически важной задачи радиационной защиты – оценки нейтронной дозиметрической обстановки вокруг медицинского линейного ускорителя электронов Clinac 2300C/D в РНПЦ онкологии и медицинской радиологии – показана эффективность существующей защиты стен бункера ускорителя от нейтронного излучения для персонала во время работы ускорителя. Даны оценки эффективной дозы облучения нейтронами персонала, находящегося в пультовом помещении линейного ускорителя в период его работы. Показано, что в спектре нейтронов за пределами бункера практически не присутствуют быстрые нейтроны, опасные с точки зрения радиационных эффектов.

В области ядерной безопасности изучены различные аспекты характеристик основных приборов, используемых для измерения потоков нейтронов в активной зоне реактора – ионизационных камер деления (ИКД) и детекторов прямого заряда (ДПЗ).

Используя метод Монте-Карло, проведено исследование влияния выгорания чувствительного материала (²³⁵U) в ионизационной камере деления в нейтронных потоках, характерных для ядерного реактора.

Предложено принципиально новое решение проблемы улучшения динамической характеристики ДПЗ – основного прибора для измерения нейтронных потоков в активной зоне реактора типа ВВЭР. В новой схеме регистрации в качестве измеряемой величины предлагается использовать не обычный ток, а так называемый обобщенный ток, представляющий собой комбинацию из обычного тока и его временной производной. Показано, что модернизированный ДПЗ, регист-

рирующий обобщенный ток, позволяет не только проводить измерения нейтронных потоков в условиях стационарной работы реактора, но своевременно реагировать на быстрые изменения нейтронного потока (порядка секунды и менее) как в штатных, так и в нештатных ситуациях.

Литература

1. *Kawrakow I., Rogers D.* The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. 2000
2. *Briestmeister J. F.* Ed. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B. Los Alamos National Laboratory. 1997. 736 p.
3. *Fasso A., Ferrari A., Sala P. R.* // Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications. Springer, 2001. P. 159–164
4. GEANT-4 User Guide: <http://geant4.web.cern/geant4>
5. *Рабухина Н. А., Аржанцев А. П.* Рентгенодиагностика в стоматологии. ООО “Мед. информ. Агентство, 1999
6. *Boone J. M., Seibert J. A.* // Med. Phys. 1997. №24(1). P. 1661–167
7. International Commission on Radiological Protection. Adult Reference Computational Phantoms. ICRP Publication 110. Ann. ICRP, Pergamon Press, 2009
8. *Васильев Ю. А., Воробьев Ю. И., Серова Н. С.* Лучевая диагностика в стоматологии: учебное пособие. «ГЭОТАР-Медиа», 2008
9. Контроль эффективных доз облучения пациентов при проведении медицинских рентгенологических исследований [текст]: Методические указания. МУ 2.6.1.2944-11. Утв. Гл. гос. сан. врач Р Ф Г.Г.Онищенко 19 июля 2011 года
10. *McGinley P. H., Butker E. K.* // Med. Phys. 1991. Vol. 18. P. 279
11. ICRP Recommendations. ICRP Publication 60. Ann. ICRP 21, Pergamon Press, 1991
12. *Zanini A., Durisi E., Fasolo F. et al.* //Phys. Med. Biol. 2004. Vol. 49. P.571–582
13. *Мухин К.Н.* Экспериментальная ядерная физика. В 2 кн. Кн.1. Физика атомного ядра. Ч.II. Ядерные взаимодействия. Энергоатомиздат, 1993
14. National Council on Radiation Protection and Measurements. Neutron Contamination from Medical Accelerators. NCRP Report 79, Bethesda, MD, 1984
15. *Мительман М. Г., Розенблюм Н. Д., Ерофеев Р. С.* // Атомная энергия. 1961. Т.10, № 1. С.72
16. *Бурьян В. И., Козлова Л.В., Кузиль А. С., Шикалов В. Ф.* // Ядерные измерительно-информационные технологии. 2005. Т. 1(13). С.3–9
17. *Мительман М. Г., Розенблюм Н. Д.* Зарядовые детекторы ионизирующих излучений, Атомиздат, 1982
18. *Мительман М.Г., Дубовский Б.Г., Любченко В. Ф., Розенблюм Н. Д.* Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения. Атомиздат, 1977
19. *Khrutchinsky A. A., Kuten S. A., Babichev L. F.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2014. Vol. 19. P.12–19
20. *Orear J., Rosenfeld A., Schlutter R.A.* Nuclear Physics. University of Chicago Press, 1950. P. 79
21. *Khrutchinsky A. A., Kuten S. A., Babichev L. F.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2011. Vol. 14. P. 363–369
22. *Дементьев В. А.* Кинетика и регулирование ядерных реакторов. Энергоатомиздат.1986
23. *Казанский Ю. А.* Кинетика ядерных реакторов. Обнинск, 2003. С. 96

24. Grundmann U., Rohde U., Mittag S., Kliem S. DYN3D Version 3.2. Code for Calculation of Transients in Light Water Reactors (LWR) with Hexagonal or Quadratic Fuel Elements - Description of Models and Methods. Institute of Safety Research. Forschungszentrum. Rossendorf. 2005
25. Малышев Е. К., Засадыч Ю. Б., Стабровский С. А. Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов. Энергоатомиздат. 1991
26. Дмитриев А. Б., Малышев Е. Н., Реформатская Н. А. // ПТЭ. 1966. №4. С. 55

APPLICATION OF MONTE-CARLO METHODS TO THE SOLUTION OF RADIATION PROTECTION AND NUCLEAR SAFETY PROBLEMS

**S. Kuten, A. Khrutchinsky, V. Minenko, K. Viarenich,
K. Makarevich, K. Usheva, T. D. H. Le**

This research paper features results of solving important theoretical and practical tasks in the field of radiation protection and nuclear safety using Monte Carlo methods.

Researches based on the Monte Carlo simulation have been carried out in the field of radiation protection to estimate patient doses obtained during dental X-ray imaging, which is currently becoming the leading contributor to the increase of medical radiation doses per person.

A model of a static dental X-ray unit has been developed with account of various parameters of an X-ray examination procedure (high voltage, total beam filtration, X-ray unit spectrum, radiation field, focus-surface distance, radiation yield of an X-ray tube, collimator characteristics, etc.).

A tungsten anode spectral model using interpolating polynomials (*TASMIP*) was used to compute the X-ray spectra of the unit. Reference male and female voxel phantoms were adapted to the Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNP) in line with the ICRP recommendations for dosimetry calculations and optimized for modeling dental irradiation so as to estimate effective doses of radiation.

Positioning of the X-ray source relative to the patient was modeled in compliance with the corresponding examination protocols.

Modeling of X-ray dental examinations was aimed to determine coefficients enabling conversion of a measurable dosimetric quantity (patient entrance dose, radiation yield of an X-ray tube, etc.) into estimated absorbed and equivalent radiation doses to critical organs and tissues, as well as effective doses for specific procedures of contact X-ray teeth examinations.

The results of this research will be incorporated into future guidance documents of health-care institutions to make the existing quantitative estimates of radiation doses to patients exposed to dental X-ray imaging more precise.

Another application of Monte Carlo methods in the area of radiation safety was a study to assess the neutron irradiation exposure of personnel during cancer patient radiotherapy sessions with the Clinac 2300C/D medical electron linear accelerator in the National Cancer Centre of Belarus.

In addition to the bremsstrahlung, secondary neutron radiation is generated in the head of the linear accelerator with the initial electron energy above 10 MeV. The radiation hazard of produced neutrons depends on their energy spectrum.

Unavailability of instrumental measurements of the neutron radiation spectrum outside the accelerator bunker during patient irradiation with high-energy photons (operation regime at 18 MeV) necessitated the use of Monte Carlo simulation of a radiotherapy session with the Clinac 2300C/D accelerator.

A Monte Carlo model of an accelerator head which produces most of the bremsstrahlung-caused neutrons has been developed using MCNP code. The model of bremsstrahlung beam formation was verified by comparing the estimated depth distributions and the absorbed dose profile in a water phantom (reference radiation field 10×10 cm) with the results of direct measurements carried out under similar conditions with an ionization chamber in the National Cancer Centre of Belarus. An agreement between the calculated and measured depth doses and their profiles proved to be within the measurement errors.

An accelerator bunker model has been developed and the personnel exposure geometry during treatment specified. Studies of the neutron flux inside the bunker and in the accelerator control room indicate that the neutron flux at the isocenter of the head at the height of the patient's position consists mainly of fast neutrons with the average energy of about 1 MeV. The contribution of thermal neutrons at the patient's location is insignificant.

Having passed through the maze and bunker walls in the accelerator control room the neutron spectrum contains only thermal neutrons produced as a result of scattering of fast neutrons in the air and bunker walls. The neutron irradiation caused-by effective dose of personnel in the control room during the operation of the accelerator does not exceed $6 \cdot 10^{-10}$ mSv per monitor unit.

The research findings illustrate the reliability of the Clinac 2300C/D bunker walls protection in the National Cancer Centre of Belarus against neutron radiation for the personnel during the operation of the accelerator. It is particularly important that outside the bunker there is virtually no fast neutrons which are more hazardous in terms of radiation safety.

Studies have been done in the field of nuclear safety relating to the characteristics of the main devices used for measuring the neutron flux in the reactor core – that is a fission ionization chamber (FIC) and a self-powered neutron detector (SPND).

It is illustrated that burn-up of the active substance (^{103}Rh) of a rhodium SPND emitter leads to time dependence of even its static sensitivity, which is an important moment in the actual operation of the detector in intense neutron reactor fields. Burn-up of the emitter itself is inhomogeneous in its radius with the external regions of the emitter burning up faster than the central ones.

A fundamentally new solution to the problem of improving SPND dynamic characteristics was found. In the registration scheme of a modified SPND it is proposed to measure so-called generalized current (which is a combination of the normal current and its time derivative) instead of the normal current of the device.

A response theory has been developed for a standard and the modified SPND, measuring generalized current in rapidly alternating neutron fields. The time response of the device has been studied for normal and generalized current in various versions of rapidly alternating neutron fields described by the nuclear reactor point kinetics equations for the following scenarios of reactivity changes:

1. stepwise change of reactivity;
2. two successive stepwise changes in reactivity;
3. linear reactivity increase followed by a transition to a constant value;
4. linear reactivity increase followed by a jump in reactivity to zero;
5. exponential increase of reactivity;
6. sinusoidal reactivity oscillations;
7. rapid increase in reactivity during control rod ejection in VVER-1000 reactor described using the DYN3D kinetic reactor code.

Studies demonstrate that the modified SPND not only allows measurements of neutron fluxes in the steady-state mode of a reactor, but a timely response to rapid changes of the neutron flux (within a second or less). Such abrupt changes of neutron fluxes occur not solely in

case of power maneuvering during the normal operation of a nuclear power plant, but also in the event of various deviations from the normal conditions as well as in various emergency conditions.

The effect of the sensitive material (^{235}U isotope) burnout in an fission ionization chamber (FIC) has been studied for neutron fluxes typical for the core of a nuclear reactor. This leads to the FIC sensitivity change with time. The FIC efficiency behavior is linear in time in mild and moderate neutron fluxes (less than $5 \cdot 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{-s})$), and nonlinear in more intense fields.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ (МЕТОДИКИ, АППАРАТУРА, РЕЗУЛЬТАТЫ)

В. А. Карпович¹, В. А. Лабунов², С. А. Жданок⁶, В. Б. Оджаев³,
Т. В. Гаевская⁴, Ф. Ф. Комаров³, Н. В. Любецкий¹, С. С. Грабчиков⁵,
Л. А. Близнюк⁵, С. И. Максимов¹, В. Н. Родионова¹, А. В. Крауклис⁶,
О. В. Танана⁷, П. В. Становой⁶, О. В. Свергун²

¹Институт ядерных проблем» БГУ

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

³Белорусский государственный университет

⁴Институт физико-химических проблем БГУ

⁵Государственное научно-производственное объединение «Научно-практический
центр по материаловедению» НАН Беларуси

⁶ООО «Перспективные исследования и технологии»

⁷Полоцкий государственный университет

Введение. Возрастающий круг прикладных возможностей углеродных наноматериалов (УНМ) определяет актуальность системной характеристики их электродинамических свойств на основе корректных методик и схем измерений, что позволит разрабатывать физико-технологические методы получения материала с заданными электродинамическими параметрами и устанавливать новые закономерности целенаправленного управления этими параметрами в реальной продукции [1–7]. Прикладные возможности нанокompозитов на основе УНМ в значительной степени обусловлены тем, что их материальные характеристики могут кардинально отличаться от материальных характеристик составляющих их компонент. УНМ и композиты на их основе могут использоваться при создании пассивных и активных элементов сверхвысокочастотной (СВЧ) техники (согласующие и поглощающие системы, фильтры, волноведущие тракты, направленные ответвители, и т.д.), для формирования элементов различных гибридных систем, например, гетеромагнитных микро- и наносистем.

Параметры характеристики УНМ. В настоящее время все основные исследования направлены на решение центральной проблемы электродинамики композитов – определение параметров материала через структурные факторы и материальные параметры компонент. Основными электрофизическими параметрами, характеризующими радиоматериалы с точки зрения практического использования их в СВЧ диапазоне, являются коэффициент отражения $\Gamma(\omega)$ (reflection factor) и ослабление $A(\omega)$ (attenuation) электромагнитной волны. Для изучения взаимодействия УНМ с электромагнитным излучением в широком диапазоне частот, в частности эффективности экранирования, а также в связи с актуальностью освоения терагерцового диапазона и развитием наноразмерных технологий, востребованным становится характеристика по таким специфическим для данно-

го диапазона частот свойствам наноматериалов и композитов на их основе, как комплексная магнитная проницаемость $\mu(\omega)$ (magnetic permeability), диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ (dielectric permeability), удельная электрическая проводимость $\sigma(\omega)$ (specific conductivity). В СВЧ технике для оценки качества согласования элементов волноведущего тракта чаще пользуются значением коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН). Этот параметр однозначно определяет качество СВЧ устройства и используется в реальной практике. Связь между КСВН и $\Gamma(\omega)$ определяется соотношением $КСВН = (1 + \Gamma) / (1 - \Gamma)$, где Γ – значения $\Gamma(\omega)$ на фиксированной частоте. Измерение КСВН проводятся с помощью панорамных измерителей КСВН и ослабления.

Существует также система S-параметров, которые являются элементами волновой матрицы рассеяния рассматриваемого элемента волноведущего тракта, представленного в виде четырехполюсника:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где S_{11} – комплексный коэффициент отражения входа исследуемого объекта, нагруженного на согласованную нагрузку; S_{22} – комплексный коэффициент отражения выхода исследуемого объекта при согласовании его со стороны генератора; S_{21} – комплексный коэффициент передачи в прямом направлении; S_{12} – комплексный коэффициент передачи в обратном направлении. Измерение S-параметров отличается от измерения амплитудных величин тем, что при измерении S-параметров должны учитываться фазочастотные характеристики измеряемого объекта. Система S-параметров используется, как правило, при расчете комплексированных СВЧ устройств, состоящих из последовательности четырехполюсников, и позволяет прогнозировать характеристики устройства в целом. Измерение S-параметров выполняется с помощью векторных анализаторов цепей.

Методы характеристики УНМ. Исследование электродинамических характеристик УНМ основано на решении электродинамических задач и выполнении измерений в СВЧ диапазоне. При измерении (характеризации) электродинамических характеристик УНМ нами использовались волноводный, антенный и резонансный методы.

Волноводный метод характеристики ослабления УНМ. Волноводный метод позволяет измерять ослабление электромагнитной волны $A(\omega)$ УНМ. В основу построения схемы измерения положен принцип раздельного детектирования сигналов падающей и прошедшей волны в волноведущем тракте [8]. Измеряется мощность волны, падающей на исследуемый УНМ, и измеряется мощность волны, прошедшей через исследуемый УНМ. Отношение прошедшей и падающей мощности определяет ослабление $A(\omega) = 10 \lg(P_{\text{прош.}}/P_{\text{пад.}})$ исследуемого УНМ. Структурная схема измерения ослабления электромагнитной волны $A(\omega)$ УНМ представлена на Рис. 1. Измеряемый образец УНМ подключается к выходному плечу направленного ответвителя падающей мощности. Калибровка измеритель-

ной схемы осуществляется в диапазоне рабочих частот по определению уровней сигналов от согласованной нагрузки после установки диапазона перестройки частоты и уровня падающей мощности. Погрешность измерения ослабления при калибровке в рабочем диапазоне частот измерителя КСВН и ослабления в децибеллах не превышает величины, определяемой по формуле $\Delta A = \pm (0.05A_x + 0.5)$, где A_x – измеряемое ослабление, дБ. Погрешность измерения ослабления при калибровке на фиксированной частоте измерителя КСВН и ослабления в децибеллах не превышает величины, определяемой по формуле $\Delta A = \pm (0.05A_x + 0.35)$, где A_x – измеряемое ослабление, дБ.

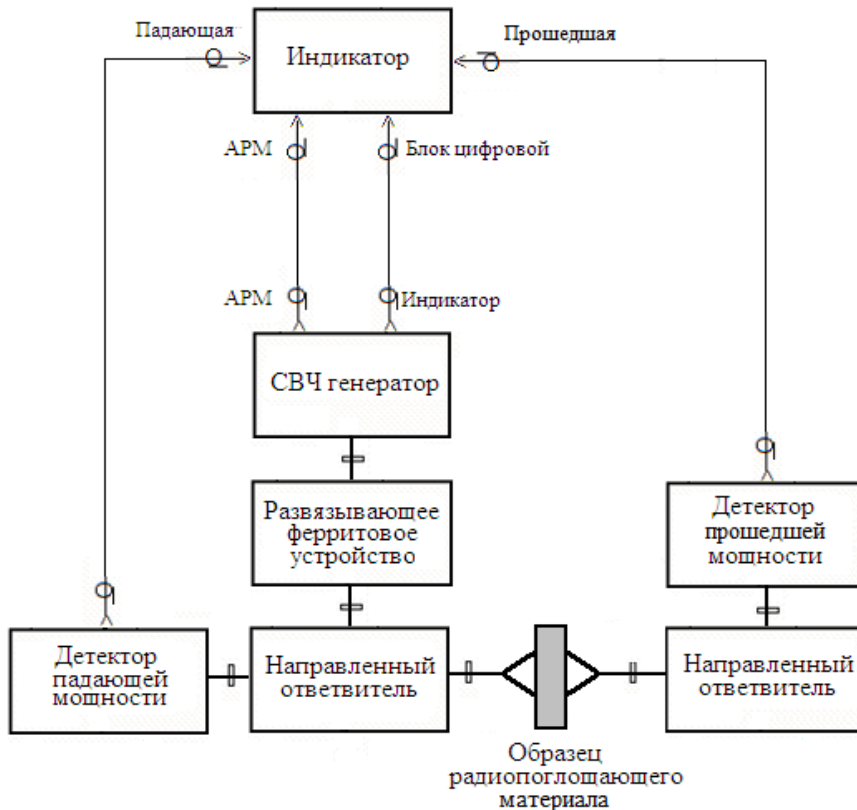


Рис. 1. Структурная схема измерения ослабления УНМ волноводным методом

Для измерения ослабления $A(\omega)$ порошковых образцов УНМ используется волноводная измерительная секция, в которую помещается измеряемый УНМ [9, 10]. Входное и выходное сечения секции закрывались плоскими слоями фторопласта толщиной 0.1 мм. Выбор фторопласта в качестве материала обусловлен его малыми потерями (ослабление $\leq 0.1 \div 0.2$ дБ). При необходимости исследуемый УНМ уплотняется. Уплотнение необходимо для исключения погрешностей, связанных с флуктуациями плотности УНМ внутри образца и при переходе от одного образца к другому. После этого измерительная секция устанавливается

между волноводными фланцами измерительной системы перпендикулярно оси волновода. Такое расположение измерительной секции соответствует максимальному ослаблению УНМ.

Измерение ослабления исследуемого УНМ производится с использованием согласованной нагрузки. Это позволяет исключить неопределенность измерения ослабления для УНМ с малым ослаблением, которая появляется в случае кратности толщины измеряемого УНМ четверти длины волны электромагнитного излучения в наноматериале (четвертьволновым поглотителям резонансного типа свойственно явление самопоглощения электромагнитных волн). При измерении ослабления пленочных образцов УНМ образец плотно зажимался между фланцами волноведущей системы нормально к оси волновода, что соответствует наиболее "жестким условиям" (максимальному ослаблению) в случае использования плоскопараллельных образцов.

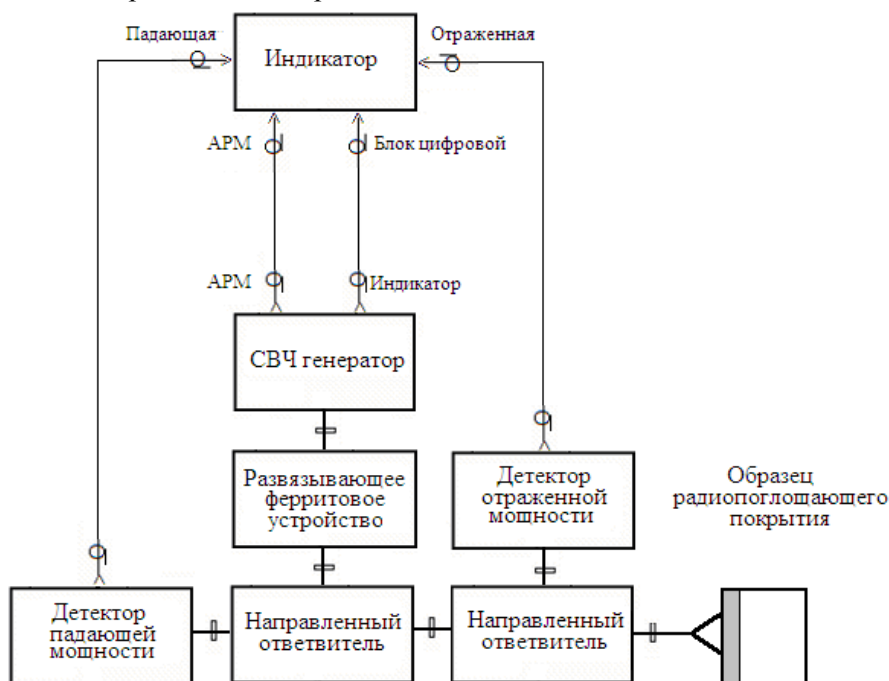
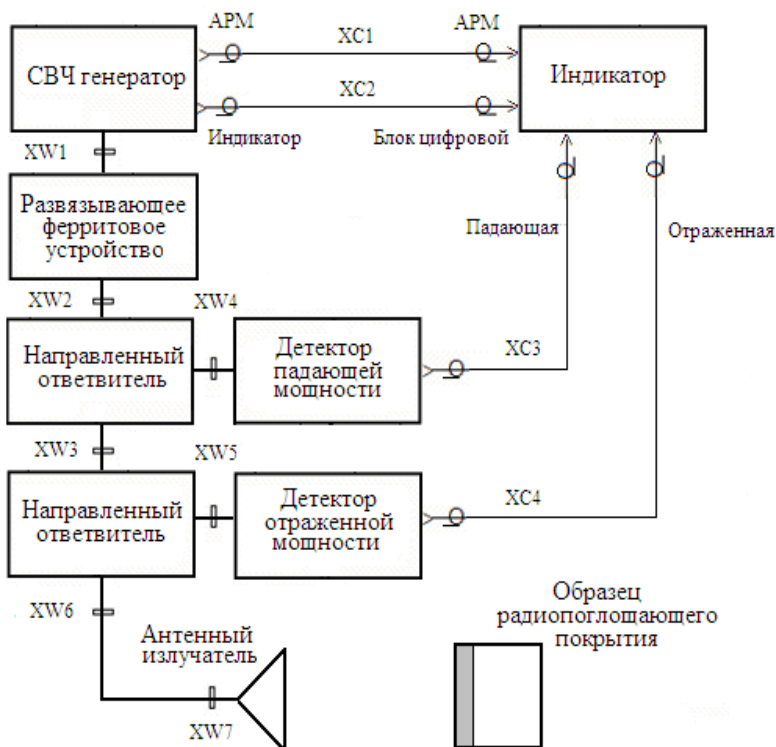


Рис. 2. Структурная схема измерения коэффициента отражения УНМ волноводным методом

Волноводный метод характеристики коэффициента отражения УНМ.

Волноводный метод позволяет измерять коэффициент отражения электромагнитной волны $\Gamma(\omega)$ УНМ. В основу построения схемы измерения положен принцип раздельного детектирования сигналов падающей и отраженной волны в волноведущем тракте. Измеряется мощность волны, падающей на исследуемый УНМ, и измеряется мощность волны, отраженная от исследуемого УНМ. Отношение отраженной и падающей мощности определяет коэффициент отражения

исследуемого УНМ $\Gamma(\omega) = 10 \lg(P_{\text{отп.}}/P_{\text{над}})$. Структурная схема измерения коэффициента отражения электромагнитной волны $\Gamma(\omega)$ УНМ представлена на Рис. 2.



Антенный метод характеристики коэффициента отражения УНМ. Антенный метод позволяет измерять коэффициент отражения электромагнитной волны $\Gamma(\omega)$ УНМ, распределенных на большой площади. Этот метод, как правило, используется при измерении коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий (РПП). В основу построения схемы измерения положен принцип раздельного детектирования сигналов падающей и отраженной волны в волноведущем тракте. Измеряется мощность волны, падающей на исследуемый образец, и измеряется мощность волны, отраженная от исследуемого образца. Отношение отраженной и падающей мощности определяет коэффициент отражения исследуемого образца $\Gamma(\omega) = 10 \lg(P_{\text{отр.}}/P_{\text{пад.}})$. Структурная схема измерения коэффициента отражения электромагнитной волны $\Gamma(\omega)$ УНМ представлена на Рис. 3. Фотографии измерительной схемы в диапазоне частот 26–37.5 ГГц представлены на Рис. 4.



Рис. 4. Фотографии схемы измерения коэффициента отражения УНМ антенным методом в диапазоне частот 26–37.5 ГГц

Резонансный метод характеристики диэлектрической проницаемости УНМ. В основе резонансного метода определения диэлектрической проницаемости лежит измерение изменения добротности резонатора при помещении в него образца исследуемого материала [9–14]. Величина $\varepsilon(\omega)$ выражается через отношение резонансных частот и добротности резонатора с образцом и исходной добротности:

$$\varepsilon' = \frac{(f_1^0 - f_2^0)}{gf_2^0} + 1, \quad \varepsilon'' = \frac{1}{gQ_1^0} \left(\frac{Q_1^0}{Q_2^0} - 1 \right), \quad (2)$$

где f_1^0 – частота резонатора без образца, f_2^0 – частоты резонатора с образцом, Q_1^0 – добротность резонатора без образца, Q_2^0 – добротность резонатора с образцом, g – фактор заполнения [9]. Структурная схема измерения диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ УНМ представлена на Рис. 5.

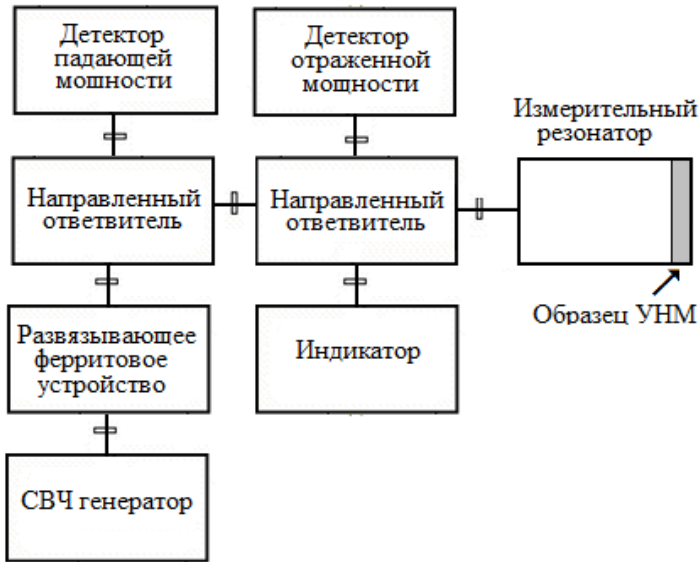


Рис. 5. Структурная схема измерения диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ УНМ резонансным методом

Измеряются исходная добротность резонатора Q_1^0 и добротность резонатора с помещенным в нем образцом Q_2^0 . По полученным значениям определяется диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ исследуемого УНМ. В схеме измерения используется генератор с высокой стабильностью частоты (не хуже 10^{-6}), волноводный тракт и элементы в частотном диапазоне измерений.

Результаты экспериментальных исследований УНМ

Порошки УНМ. Исследуемый материал, синтезированный в Обществе с ограниченной ответственностью «Перспективные исследования и технологии», представляет собой совокупность образований из углерода, состоящую из углеродных нановолокон (УНВ) диаметром 50–80 нм (около 50%), аморфного углерода (около 30%), многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) (около 15%) и соединений металла (3–5%). На Рис. 6 приведена ПЭМ-фотография образца исследуемого УНМ.

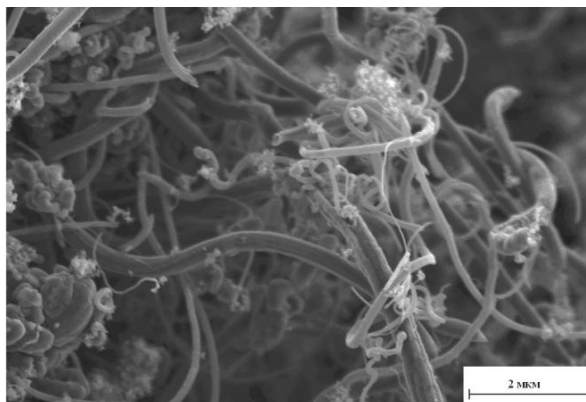


Рис. 6. Фотография исследуемого порошкообразного УНМ

На Рис. 7 приведены результаты измерения коэффициента отражения различных фракций исследуемого УНМ в частотных диапазонах 26–37 ГГц и 53–79 ГГц.

Образцы УНМ (порошки, суспензия, пленка, осадок) характеризуются стабильно высоким ослаблением от 45 до 60 дБ в миллиметровом диапазоне длин волн. Результаты этих исследований позволили: во-первых, получить воспроизводимость УНМ по электродинамическим характеристикам, во-вторых, создать в диапазонах частот 8–12 ГГц и 26–37,5 ГГц однослойные радиопоглощающие покрытия с коэффициентом поглощения -27...-33 дБ, многослойные РПП с коэффициентом поглощения -30...-34 дБ, тканые радиопоглощающие материалы (РПМ) с коэффициентом поглощения -23...-26 дБ. Толщина покрытия в диапазоне 8–12 ГГц – 3 мм, в диапазоне 26–37,5 ГГц – 1 мм. Вес 4,2 кг/м².

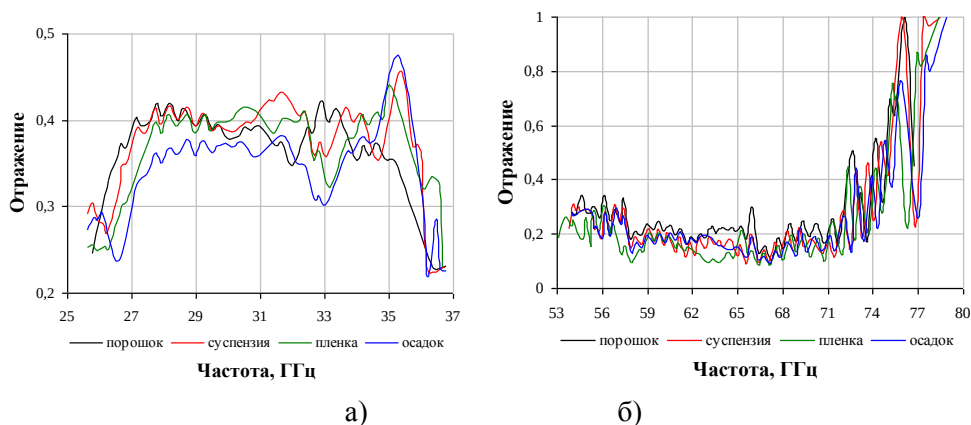
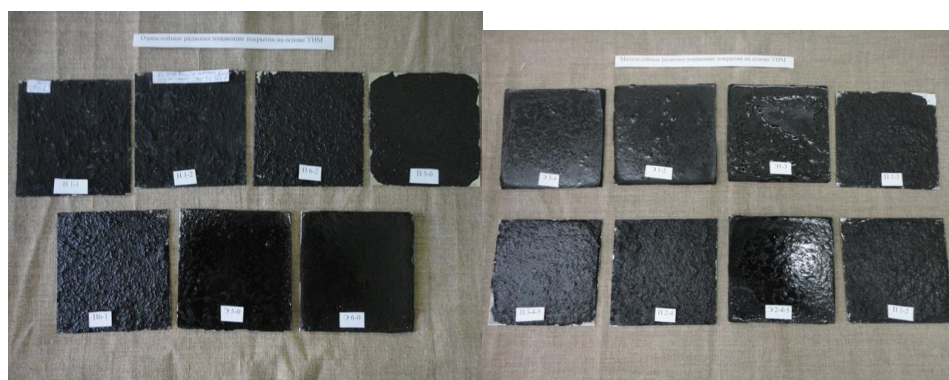


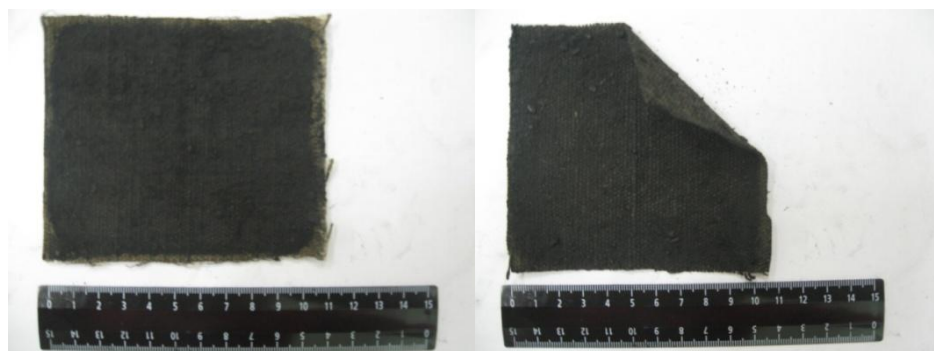
Рис. 7. Коэффициент отражения различных фракций исследуемого УНМ в частотных диапазонах 26–37 ГГц (а) и 53–79 ГГц (б)

На Рис. 8 представлены фотографии, а на Рис. 9 и 10 – характеристики ослабления и коэффициента отражения, экспериментальных образцов РПП и РПМ, созданных на основе УНМ.



а)

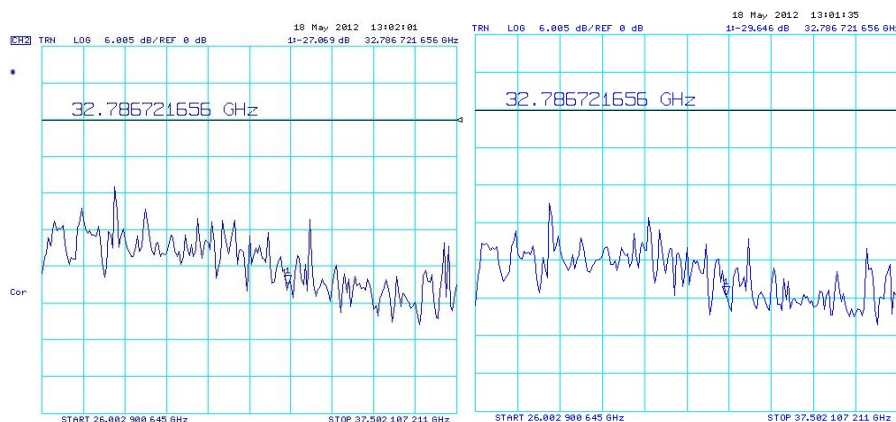
б)



в)

г)

Рис. 8. Фотографии экспериментальных образцов РПП и РППМ:
а) однослойные РПП, б) многослойные РПП,
в) тканый РППМ (односторонний), г) тканый РППМ (двухсторонний)



а)

б)

Рис. 9. Ослабление тканых РППМ в диапазоне частот 26–37,5 ГГц:
а) односторонний РППМ, б) двухсторонний РППМ

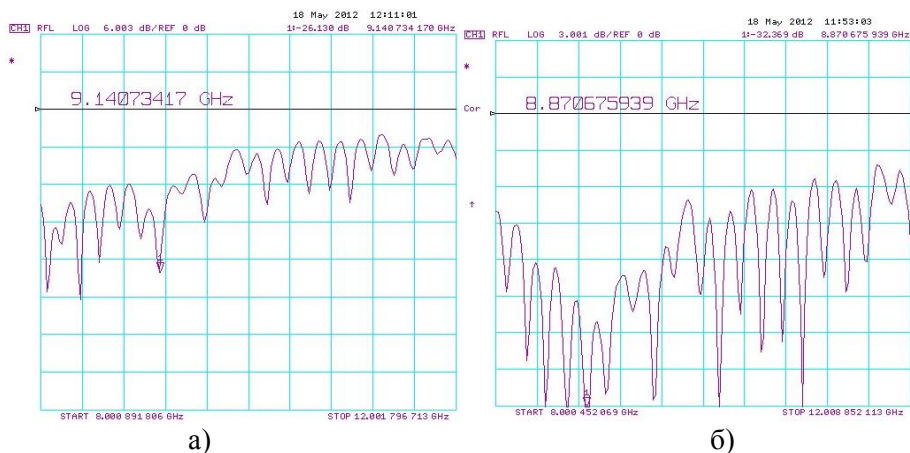


Рис. 10. Коэффициент отражения РПП в диапазоне частот 8–12 ГГц:
а) однослойное РПП, б) многослойное РПП

По электродинамическим, физико-механическим и эксплуатационным параметрам, разработанные РПП и РПМ могут быть отнесены к новому поколению РПП на основе УНМ.

Массивы магнитно-функционализированных УНТ (МФУНТ). Исследуемый материал, синтезированный в БГУИР, представляет собой периодические вертикально ориентированные массивы УНТ. Для исследований использовали образцы массивов вертикально ориентированных МФУНТ. Массивы вертикально ориентированных плотно упакованных УНТ (Рис. 11) формировались на Si или ситалловых подложках. Высота массивов составляла от 2 до 100 мкм.

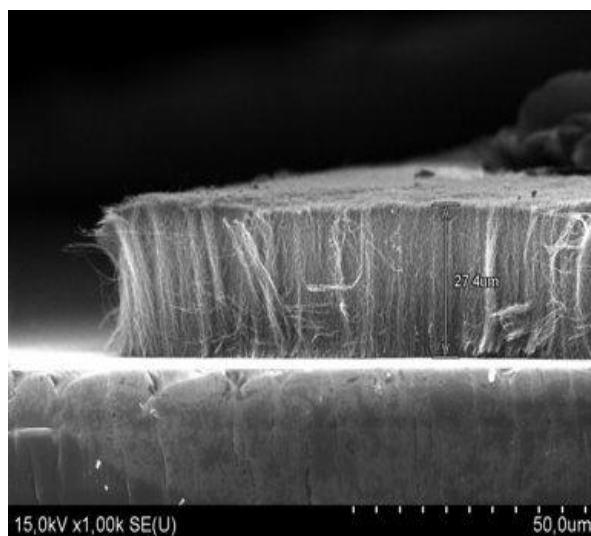


Рис. 11. Электронная фотография массива исследуемых МФУНТ

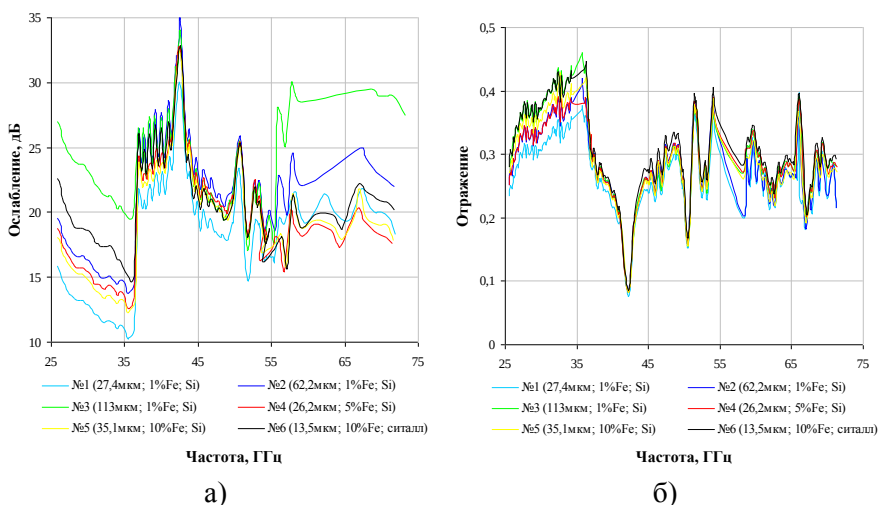


Рис. 12. Характеристики массивов МФУНТ в диапазоне частот 26–75 ГГц (различное содержание ферроцена, высоты массивов и материала подложки): а) ослабление, б) коэффициент отражения

Измерения электродинамических характеристик массивов МФУНТ проводились в диапазоне частот 26–78 ГГц [15]. Результаты измерений представлены на Рис. 12.

Массивы МФУНТ характеризуются высоким значением коэффициента отражения (0.2–0.5) и обладают высокой эффективностью поглощения электромагнитных волн в 6 мм диапазоне длин волн (до 30 дБ). Анализ зависимостей коэффициента отражения от частоты для массивов МФУНТ позволяет сделать предположение об изменении условий распространения электромагнитной волны на границе раздела, поскольку массивы представляют собой «пористый» материал с большой удельной площадью поверхности, как самих трубок, так и наполнителя и большой удельной площадью границ раздела между ними. Это может означать, что в таких массивах может присутствовать механизм многократного отражения электромагнитных волн.

Совместно с коллегами из лаборатории интегрированных микро- и наносистем БГУИР была создана полимерная матрица с массивами скрайбированных МФУНТ для опытных образцов УНТ СВЧ устройств, позволяющая реализовать механическую прочность и климатическую устойчивость данных массивов при практическом использовании в СВЧ технике. В качестве полимера для матрицы носителя был выбран полиэтилен высокого давления в силу своей технологичности и распространенности. Основная идея заключается в перемешивании мелкодисперсного полиэтилена высокого давления (с размерами гранул сопоставимыми с линейными размерами УНТ) с порошком из УНТ и дальнейшим сплавлением - прессованием полученной массы. На Рис. 13 представлена фотография полимерной матрицы с массивами скрайбированных МФУНТ для экспериментальных образцов УНТ СВЧ устройств.

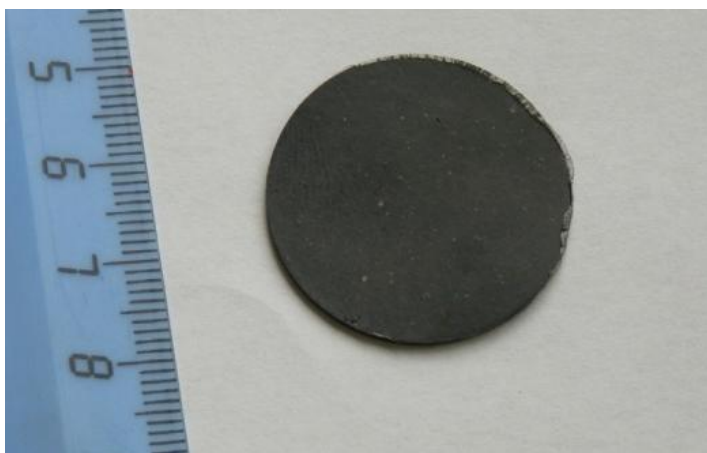


Рис. 13. Фотография полимерной матрицы с массивами скрайбированных МФУНТ для опытных образцов УНТ СВЧ устройств

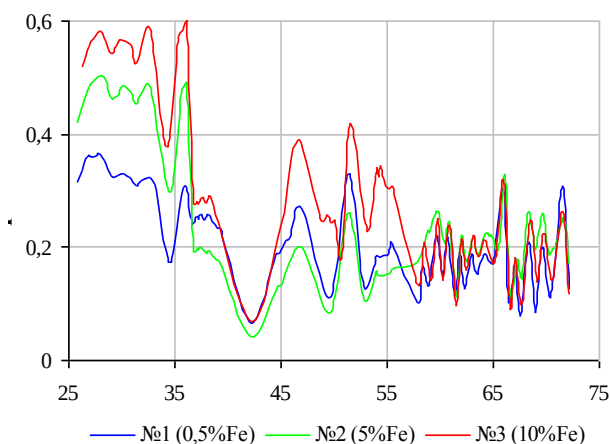


Рис. 14. Коэффициент отражения образцов скрайбированных МФУНТ для различных величин процентного содержания магнитного наполнителя

Результаты изучения микроструктуры матрицы при помощи просвечивающего электронного микроскопа позволяет заключить об относительной равномерности УНТ в полимере, что подтверждается резонансными методами измерения электродинамических параметров синтезированного композита. Измерение комплексной диэлектрической проницаемости резонансным методом было проведено для 10 экспериментальных образцов. Полученные результаты показывают хорошую воспроизводимость параметров, что является существенным фактором для разрабатываемой технологии и продукции. На Рис. 14 представлены резуль-

таты измерения коэффициента отражения образцов скрайбированных МФУНТ для различных величин процентного содержания магнитного наполнителя.

Особенности технологии формирования массивов МФУНТ позволяют осуществлять их направленный рост, формировать структуры с заданной геометрией на различных подложках, изменять их электрические и магнитные свойства и могут быть перспективны для разработки различных гибридных систем СВЧ техники.

Бумага УНТ. Исследовался материал, синтезированный в БГУ под руководством чл.-корр. НАН Беларуси Ф.Ф.Комарова. Для получения бумаги из массива нанотрубок использовались очищенные одностенные УНТ, выращенные методом газофазного каталитического роста и лазерной абляцией графитовых стержней с диаметром около 1 нм [16]. Полученные листы бумаги, состоящие из УНТ, затем отжигались при температуре до 1000°C в течение 9 часов в потоке Ar для удаления остатков растворителей и поверхностно-активных веществ. Электронная фотография верхней стороны бумаги из УНТ представлена на Рис. 15.

Результаты измерения коэффициента отражения нанобумаги в частотном диапазоне 26–78 ГГц представлены на Рис. 16.

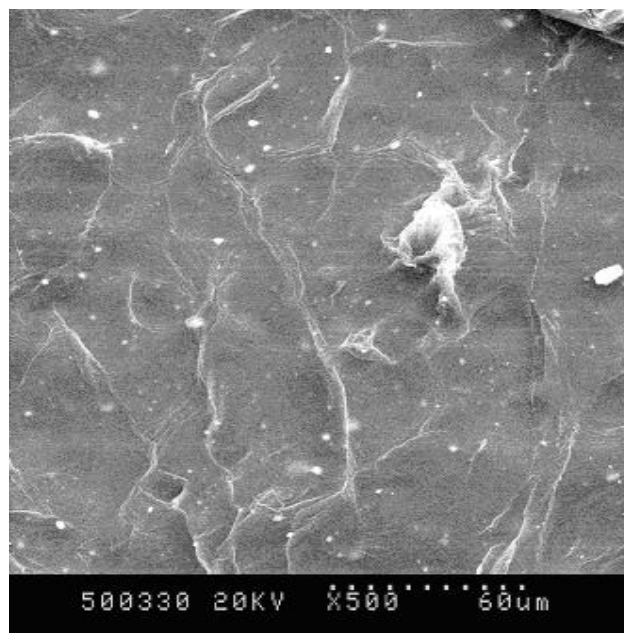


Рис. 15. Электронная фотография верхней стороны бумаги из УНТ

Создание РПМ на основе УНМ. Выполнены исследования по созданию тканых РПМ с использованием наноструктурированного углерода марок НСУ-4 и НСУ-5 [17]. Алгоритм синтеза РПП и РПМ на основе УНМ, объединяющий расчетные методы и методы характеристики УНМ и синтезируемых РПП и РПМ в СВЧ диапазоне, представлен на Рис. 17.

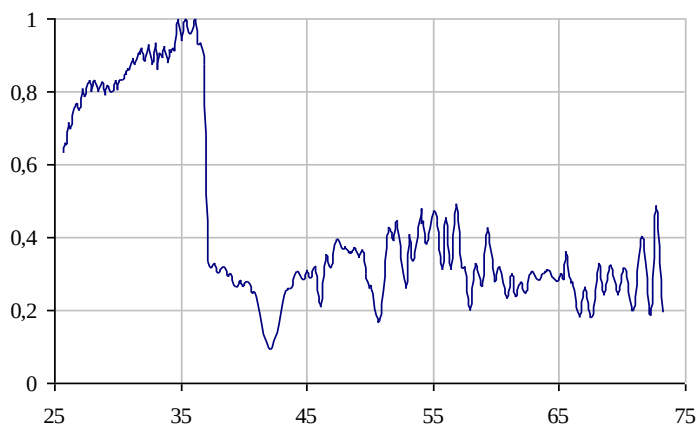


Рис. 16. Коэффициент отражения бумаги из УНТ

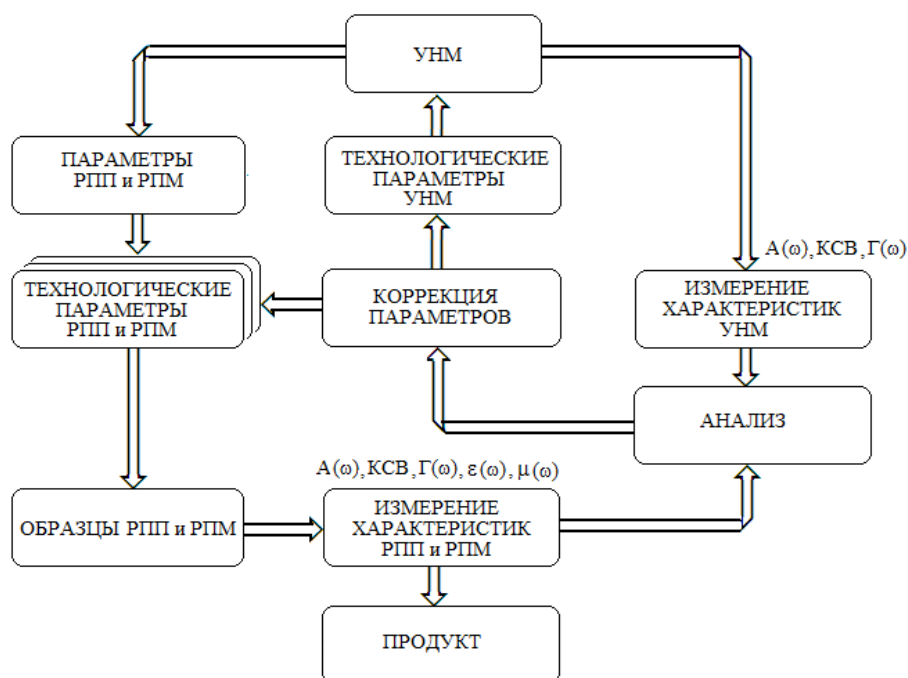


Рис. 17. Алгоритм синтеза РПП и РПМ на основе УНМ

На первом этапе был получен УНМ с ослаблением не менее 40 дБ в диапазоне 8–12 ГГц. Таким образом, по результатам характеристики исходного материала (методы характеристики УНМ изложены выше), были решены задачи его воспроизводимости и получения требуемых параметров.

На втором этапе создавались специальные образцы в виде плоских шайб для определения электрофизических свойств РПМ. На боковые поверхности шайб наносились металлизированные слои и с помощью измерителя (анализатора) диэлектрических свойств материалов Agilent E4991A, определялись значения действительной, мнимой и полной (по модулю) составляющих относительной диэлектрической проницаемости, созданных композиций в полосе частот от 1 МГц до 3 ГГц. Измеренные значения действительной и мнимой составляющих относительной диэлектрической проницаемости РПМ, приведены на Рис. 18.

На третьем этапе по измеренным значениям электрофизических свойств ($\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$) созданных РПМ были рассчитаны коэффициенты отражения $\Gamma(\omega)$ и ослабление $A(\omega)$ образцов РПМ с заданной толщиной d :

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{\tilde{A}_{12} + \tilde{A}_{23} \tilde{a}^{-j2b}}{1 + \tilde{A}_{12} \tilde{A}_{23} \tilde{a}^{-j2b}} \quad A(\omega) = \frac{(1 - \tilde{A}_{12}^2) \tilde{a}^{-jb}}{1 - \tilde{A}_{12}^2 \tilde{a}^{-j2b}}, \quad (3)$$

где Γ_{12} – коэффициент отражения от первой границы воздух-образец; Γ_{23} – коэффициент отражения от второй границы образец-воздух; $b = \frac{2\pi d}{\lambda} \varepsilon^2$, λ – длина волны.

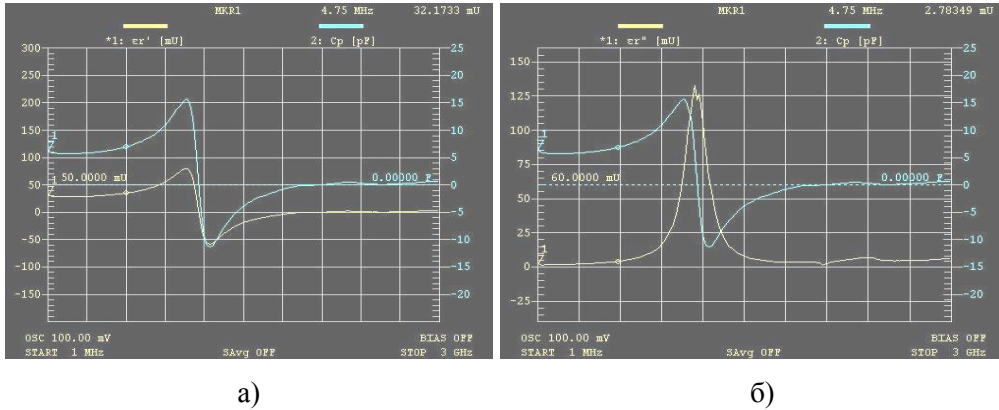


Рис. 18. Действительная ε' (а) и мнимая ε'' (б) составляющие относительной диэлектрической проницаемости РПМ

На четвертом, заключительном, этапе были измерены коэффициенты отражения $\Gamma(\omega)$ и ослабление $A(\omega)$ образцов тканых РПМ в диапазоне частот 8–12 ГГц. Использовался векторный анализатор цепей Agilent 8722 ET: при измерении коэффициента отражения использовался режим измерения S_{11} параметра, при измерении ослабления – режим измерения S_{21} параметра.

В результате проведенных исследований установлено, что ослабление и диэлектрическая проницаемость РПМ растут с увеличением процентного содержания УНМ в связующем. Получено наибольшее ослабление в пределах от -25 до -27 дБ в диапазоне частот 8–12 ГГц, что соответствует поглощению электромагнитной энергии 98%; расчетные значения коэффициента отражения $\Gamma(\omega)$ и

ослабления $A(\omega)$, полученные расчетным путем, совпали с экспериментально полученными результатами с погрешностью не более чем 5%. Полученные результаты являются убедительным подтверждением правильности предложенного системного подхода при создании конечного продукта.

Заключение. В лаборатории радиофизических исследований НИУ ИЯП БГУ выполнена характеристика образцов УНМ и композитов на их основе в СВЧ диапазоне:

- образцы УНМ, синтезированные в Обществе с ограниченной ответственностью «Перспективные исследования и технологии»;
- образцы массивов МФУНТ, синтезированные в БГУИР;
- образцы бумаги УНТ, синтезированные в БГУ;
- образцы луковичных УНМ, синтезированные в Институте металлофизики НАН Украины;
- образцы УНТ с магнитными наполнителями, синтезированные в РХТУ им. Д.И.Менделеева;
- образцы суспензии с УНТ, синтезированные в ИРЭ НАН Украины;
- образцы наносегнетоэлектриков, синтезированные в Институте физики твердого тела Латвийского университета;
- образцы металлополимеров с УНТ, синтезированные в БГУ;
- образцы полиуретановых РПМ с наполнителем из шунгита, синтезированные в БГУ;
- образцы РПП с УНВ в эластомерных матрицах, синтезированные в БГУ;
- образцы боросодержащих РПП с УНТ, синтезированные в НИИ ФХП БГУ;
- образцы многокомпонентных оксидных покрытий, синтезированные в НПЦ НАН Беларуси по материаловедению;
- образцы РПП и РПМ, синтезированные в НИИ ЯП БГУ
- и многие другие.

По результатам этих работ можно сделать следующие выводы:

- выполнена систематизация методов характеристики УНМ в СВЧ диапазоне;
- разработан резонансный метод характеристики диэлектрической проницаемости УНМ на основе высокочастотных широкодиапазонных резонаторов;
- получены воспроизводимые УНМ, синтезированные в Обществе с ограниченной ответственностью «Перспективные исследования и технологии», с заданным ослаблением $A(\omega)$, которые могут использоваться при создании пассивных и активных элементов СВЧ техники (согласующие и поглощающие системы);
- получены воспроизводимые полимерные матрицы с массивами скрайбированных МФУНТ, синтезированных в БГУИР, с заданным ослаблением $A(\omega)$ и $G(\omega)$, которые могут использоваться при создании пассивных и активных элементов СВЧ техники (волноведущие тракты, фильтры, направленные ответвители);
- характеристика в СВЧ диапазоне массивов МФУНТ, синтезированных в БГУИР, позволяет получать материалы с заданными электродинамическими параметрами путем формирования структуры с заданной геометрией на различных

подложках с различными наполнителями для разработки гибридных систем СВЧ техники;

- разработана методика синтеза РПП и РПМ на основе УНМ, объединяющая расчетные методы и методы характеристики УНМ и синтезируемых РПП и РПМ в СВЧ диапазоне;
- синтезированы перспективные РПП и РПМ на основе УНМ.

Литература

1. Carbon Nanotubes and Related Structures. Ed. P.J.F. Harris. Cambridge University Press, 1999
2. Carbon Nanotubes: From Basic Research to Nanotechnology. Ed. by V. N. Popov and P. Lambin. Springer, 2005
3. Елецкий А. В. //УФН. 1997. Т.167, № 9. С. 945
4. Раков Э. Г. //Успехи химии. 2000. Т. 69. С. 41
5. Горшков К. В., Лосев В. В., Строганов А. А. // Углерод: фундаментальные проблемы науки, материаловедение, технология: Москва, 2006. С.75
6. Khartov S. V. // Book of Abstracts 8th Biennial International Workshop Fullerenes and Atomic Clusters: St. Petersburg, 2007. P. 202
7. Булатов А. Н. //Нанотехника. 2006. №2(6). С. 9–13
8. Altman Dj. Microwave devices. Mc-Graw Hill, 1970
9. Karpovich V. et al. // IRE NASU, Symposium Proceedings 2. 2007. P. 825–827
10. Karpovich V. A. et al. // NANO-2008, Belorussian science: Minsk, 2008. P. 540
11. Неганов В. А. Электродинамика и распространение радиоволн. Радио и связь, 2005
12. Кузусев А. М., Голубева Н. С., Митрохин В. Н. Основы радиоэлектроники. Электродинамика и распространение радиоволн. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2001
13. Максименко С. А. и др. //Сб. II Межд. радиоэлектронный форум «Прикладная радиоэлектроника, состояние и перспективы развития»: Харьков, 2005. С.V78–V81
14. Жданок С. А. и др. // Нанотехника. 2011. № 2. С. 72–75
15. Лабунув В. А. и др. // Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах: Минск, 2011. С. 14–22
16. Комаров Ф. Ф. // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 11. С. 140–146
17. СТБ 1873-2008. Углерод наноструктурированный. Технические условия

METHODS, MEASUREMENT, EQUIPMENT AND RESULTS OF EXPERIMENTAL STUDY OF ELECPHYSICAL PARAMETERS OF NANOSTRUCTURED MATERIALS AT UHF

**V. A. Karpovich, V. A. Labunov, S. A. Jdanok, V. B. Odzaev, T. V. Gaevskaya,
F. F. Komarov, N. V. Liubetski, S. S. Grabchikov, L. A. Bliznyuk, S. I. Maximov,
V. N. Rodionova, A. V. Krauklis, O. V. Tanana, P. V. Stanovoi, O. M. Svergun**

The research presents the results of study of electrophysical characteristics of a number of carbon nanostructured materials (CNM). The study was performed with the use of measurement equipment and techniques specially adapted for the purpose. Found that the studied CNMs may be successfully used in manufacturing of lightweight composite radio-absorbing materials with high level of absorption, and also for making absorbing structures for the UHF units of signal processing.

МИКРОВОЛНОВОЙ КОМПЛЕКС ОБОРУДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ОТХОДОВ

В. А. Карпович, В. Н. Родионова, Г. И. Волинец, В. М. Терлецкий,
Н. В. Любецкий, С. И. Максимов, Н. В. Пушкина, Л. А. Близнюк*

*Институт ядерных проблем БГУ
ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

Всемирная организация здравоохранения относит медицинские отходы к группе особо опасных отходов и декларирует основные положения, касающиеся переработки медицинских отходов:

- разработка и первоочередное внедрение новых, альтернативных сжиганию, технологий управления отходами;
- поощрение принципов экологически чистого управления здравоохранением в соответствии с Базельской конвенцией, которая обязывает ее участников гарантировать, что утилизация отходов и их уничтожение осуществляются экологически безопасными методами.

Основными критериями при выборе метода обезвреживания медицинских отходов и соответствующего оборудования, согласно основополагающим документам в области обращения с медицинскими отходами (в Республике Беларусь – Санитарные правила и нормы 2.1.7.14-20-2005 «Правила обращения с медицинскими отходами» с изменениями 2008 г. [1]; в Российской Федерации – Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.1.7.2790-10 «Санитарно-эпидемиологические требования к обращению с медицинскими отходами» [2]; в Европейском союзе – Директива от 24 ноября 2010 года №2010/75/ЕС «О промышленных выбросах (о комплексном предотвращении загрязнения и контроле над ним)» (новая редакция) (Directive 2010/75/EU of the European Parliament and of the Council of 24 November 2010 on industrial emissions (integrated pollution prevention and control) (recast) [3, 4], являются следующие:

- безопасность и экологическая чистота метода;
- полная степень обезвреживания отходов;
- абсолютная невозможность повторного использования компонентов перерабатываемых отходов после обезвреживания;
- максимальное уменьшение объема отходов на выходе;
- автоматизация, контроль и непрерывность технологического процесса;
- возможность обезвреживания отходов на месте их образования;
- минимальные затраты на подготовительные работы;
- минимальные затраты на эксплуатационные расходы;
- требуемый уровень подготовки обслуживающего персонала.

В настоящее время рекомендациями ВОЗ оптимальными технологиями для обезвреживания медицинских отходов предложено считать технологии терми-

ческого обеззараживания и переход на централизованный сбор и уничтожение опасных медицинских отходов, а также отказ от применения технологий, связанных с химической дезинфекцией. Вместе с тем большое внимание уделяется созданию и применению новаторских технологий, которые могут обеспечить более высокий общий уровень защиты окружающей среды или по крайней мере такой же уровень защиты окружающей среды при достижении большей эффективности в сокращении затрат по сравнению с существующими наилучшими доступными технологиями.

Целью работы, выполненной в рамках инновационного проекта «Разработать комплекс оборудования для обезвреживания фармацевтических отходов и цитостатических фармацевтических препаратов. Освоить производство комплекса оборудования», являлась разработка комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов на основе микроволновой технологии высокотемпературного нагрева и стерилизации, полностью удовлетворяющей требованиям обезвреживания медицинских отходов, включая фармацевтические отходы и цитостатические фармацевтические препараты, и имеющей важные преимущества перед традиционными методами:

- экологическая безопасность (не используются и не образуются токсичные для человека и вредные для окружающей среды соединения);
- простота, надежность и безопасность эксплуатации (отсутствие токсичных расходных материалов и высокого давления);
- возможность обезвреживания отходов на месте их образования (мобильный вариант комплекса оборудования);
- энергетические затраты существенно ниже, чем при термических методах (инсинерации);
- процесс обезвреживания легко автоматизировать, контролировать и вести в непрерывном режиме.

В ходе создания комплекса оборудования были решены следующие задачи:

- созданы функциональные конструкции электродинамических устройств и блоков (блок микроволнового нагрева и стерилизации, блок высокотемпературного микроволнового нагрева, модули микроволнового нагрева, элементы волноводного тракта для работы в жестких условиях эксплуатации и др.),
- выполнен большой объем экспериментальных исследований и испытаний, разработаны режимы обезвреживания медицинских отходов, разработана технологическая документация процесса микроволнового обезвреживания медицинских отходов (комплект ТД СКУА.113017.001 и СКУА.113019.001-05 (мобильный вариант)),
- изготовлен опытный образец комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов (комплект КД СКУА.113-00.00.000 и СКУА.113-М-00.00.000 (мобильный вариант)),
- успешно выполнены приемочные и экологические испытания опытного образца комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов (получена лицензия №02120/2621 на право обезвреживания медицинских

- отходов, выданная Министерством природных ресурсов и охраны окружающей среды Республики Беларусь),
- выполнены исследования по оценке сокращения нагрузки на окружающую среду в результате использования комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов, выполнены опытно-технологические работы по обезвреживанию медицинских отходов Государственного учреждения «Республиканский научно-практический центр детской онкологии, гематологии и иммунологии», Республиканского унитарного предприятия «Центр экспертиз и испытаний в здравоохранении» (обезврежено более 10 т фармацевтических отходов и цитостатических фармацевтических препаратов),
 - освоено производство комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов.

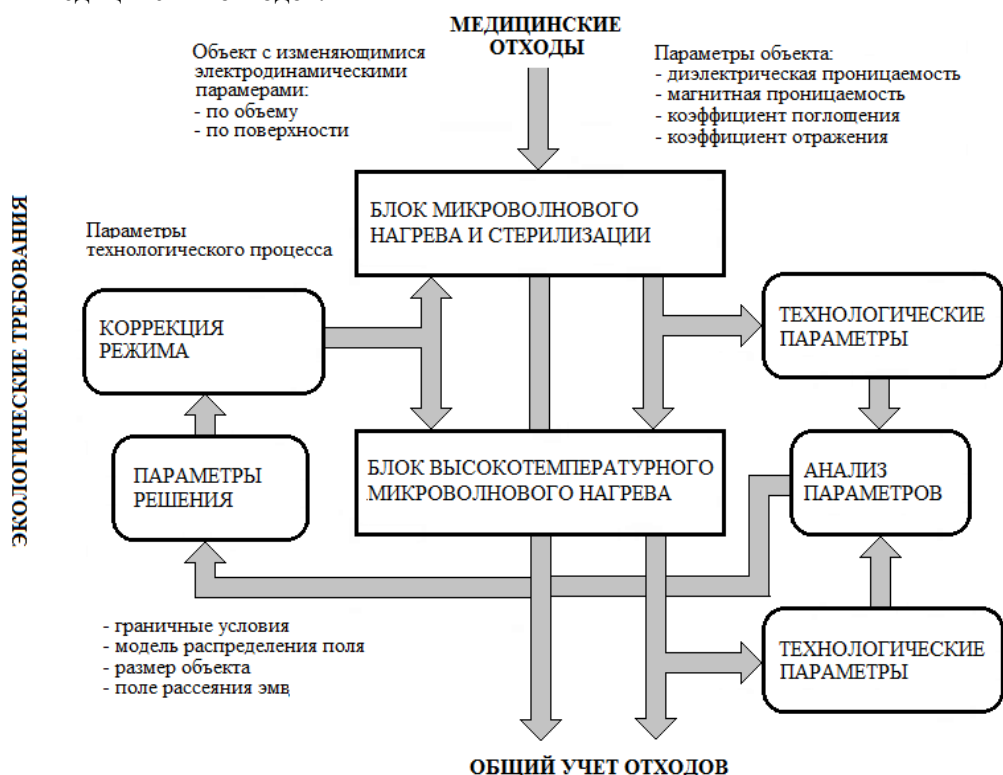


Рис. 1. Технологический процесс микроволнового обезвреживания медицинских отходов

Разработанная технология обезвреживания медицинских отходов представляет собой двухстадийный процесс обезвреживания опасных отходов с использованием микроволновой энергии: на первой стадии при температурах от 100 до 600°C происходит термическое разложение медицинских отходов при отсутствии доступа кислорода (сухой пиролиз) с образованием пиролитических газов и безопасного твердого остатка, на второй стадии при температурах от 900

до 1200°C происходит дожиг пиролизических газов. С точки зрения экологической чистоты метода и степени обезвреживания медицинских отходов первая стадия необходима для обеззараживания бактериальных и вирусных инфекций (вирусы гепатита, вирусы гриппа, вегетативные микроорганизмы и др.) и обезвреживания твердых отходов, вторая стадия – для предотвращения образования диоксинов и обезвреживания цитостатических фармацевтических препаратов. Технологический процесс микроволнового обезвреживания медицинских отходов представлен на Рис. 1. Медицинские отходы с электродинамической точки зрения представляют собой объекты с изменяющимися по объему и поверхности электродинамическими параметрами, основными из которых являются диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$, магнитная проницаемость $\mu(\omega)$, коэффициент поглощения и коэффициент отражения $A(\omega)$ и $\Gamma(\omega)$. Изменение этих параметров в процессе микроволнового обезвреживания должно учитываться для корректной и эффективной работы оборудования.

Возможность управления режимом работы микроволновых генераторов по результатам анализа технологических параметров позволяет учитывать происходящее изменение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, магнитной проницаемости $\mu(\omega)$, коэффициентов поглощения и отражения $A(\omega)$ и $\Gamma(\omega)$ медицинских отходов. Таким образом, мы имеем возможность оптимизации работы СВЧ оборудования с точки зрения оптимальной загрузки $m_{опт}$, допустимых отклонений $m_{мин}$ и $m_{макс}$ при различных мощностях СВЧ генератора с учетом согласования генератора с нагрузкой. Принципы управления электродинамическими характеристиками процесса микроволнового обезвреживания медицинских отходов заключаются в следующем:

- параметры технологического процесса нагрева и стерилизации при заданной температуре в блоке микроволнового нагрева и стерилизации регулируются изменением мощности микроволновых генераторов;
- основными технологическими параметрами в процессе нагрева и стерилизации при заданной температуре в блоке микроволнового нагрева и стерилизации являются on-line температура в реакторе пиролиза, on-line температура пирогазов на выходе блока, on-line давление в газопроводящем тракте,
- параметры технологического процесса высокотемпературного нагрева в блоке высокотемпературного микроволнового нагрева регулируются изменением параметров настройки высокотемпературного резонатора и мощности микроволновых генераторов;
- основными технологическими параметрами в процессе высокотемпературного нагрева в блоке высокотемпературного микроволнового нагрева являются on-line температура в рабочей зоне высокотемпературного резонатора, on-line химический состав конечного продукта процесса микроволнового обезвреживания медицинских отходов, on-line плотность потока электромагнитной энергии в рабочей зоне.

Комплекс оборудования для обезвреживания медицинских отходов разработан на основе унифицированных функциональных конструкций, позволяющих реализовать модульный принцип построения оборудования, представляет собой объединенные конструктивно электродинамические устройства и включает в свой состав:

- блок микроволнового нагрева и стерилизации (нагрев и стерилизация отходов при заданной температуре от 100 до 600 °С),
- блок высокотемпературного микроволнового нагрева (обезвреживание отходов при заданной температуре от 900 до 1200 °С),
- блок измерительно-аналитический (автоматическое измерение и контроль параметров обезвреживания),
- блок управления режимами работы оборудования.

На Рис. 2 представлены фотографии комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов.



Рис.2. Комплекс оборудования для обезвреживания медицинских отходов

Основные технические характеристики комплекса оборудования обезвреживания медицинских отходов:

- производительность – до 20 кг отходов в час в зависимости от их вида,
- потребляемая мощность – не более 25 кВт,
- потребляемая мощность микроволновым оборудованием – не более 9 кВт,
- питание оборудования – 380 В частотой 50 Гц,
- рабочая частота источников эм волн (микроволновых генераторов) – 2450 ± 49 МГц, разрешенная для применения в бытовых, промышленных и медицинских целях,
- комплекс оборудования соответствует требованиям безопасности эксплуатации по уровню электромагнитного излучения [5],
- комплекс оборудования обеспечивает непрерывную работу в течение 24 часов,
- срок службы – не менее 8 лет,
- обеспечена возможность проведения функционального контроля технических средств, входящих в состав комплекса оборудования, в процессе эксплуатации,

- масса – не более 600 кг,
- масса мобильного варианта – не более 1 800 кг.

На Рис.3 представлены фотографии устройств и узлов комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов.



а)



б)



в)



г)

Рис. 3. Устройства и блоки комплекса оборудования для обезвреживания медицинских отходов: а) реактор пиролиза, б) блок фильтрации и газопроводящий тракт, в) устройство охлаждения пирогазов, г) волноводный тракт

Для технологии высокотемпературного нагрева предложен новый тип резонатора, представляющий собой неоднородную коаксиальную электродинамическую систему – цилиндрический резонатор с коаксиальным выступом, позволяющий обеспечить концентрацию электромагнитной энергии в рабочей зоне резонатора (т. е. получение заданной температуры от 900 до 1200 °С). На Рис. 4 представлена фотография внутреннего объема этого резонатора.

Впервые разработана строгая методика электродинамического расчета $E_{\text{опр}}$ – колебаний цилиндрического резонатора с коаксиальным выступом при учете конечной проводимости стенок [6–10]. Расчет выполнялся модифицированным методом вычетов, распространенным на задачи о собственных колебаниях. Получено аналитическое соотношение для собственной добротности:

$$q = \frac{2[(p+1/2)\pi + \gamma(k_0)] \ln(1/x)}{\left\{ \frac{1+x}{k_0 b x} [(p+1/2)\pi + \varepsilon(k_0)] + 2 \ln \frac{1}{x} [1 + k_0^2 b^2 \beta(k_0)] \right\}}, \quad (1)$$

где q – аналитическое соотношение для собственной добротности резонатора $q = k_0 \Delta_0 Q$, k_0 – резонансное волновое число, Δ_0 – толщина скин-слоя материала резонатора, Q – собственная добротность резонатора, $p = 1, 2, \dots$, $x = a/b$, a – радиус внутреннего цилиндра резонатора, b – радиус внешнего цилиндра резонатора. Величины $\gamma(k_0)$, $\varepsilon(k_0)$, $\beta(k_0)$ определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \gamma(k_0) \cong & \sum_{S=1}^{\infty} \left[\frac{k_0 b}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2}} - \frac{k_0 b}{\sqrt{[s\pi/(1-x) - k_0^2 b^2]}} - \frac{k_0 b x}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2 x^2}} \arctg \left(\frac{k_0 b}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2}} \right) \right. \\ & \left. + \arctg \left(\frac{k_0 b}{\sqrt{[s\pi/(1-x)]^2 - k_0^2 b^2}} \right) + \arctg \left(\frac{k_0 b x}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2 x^2}} \right) \right], \quad (2) \\ \varepsilon(k_0) \cong & \sum_{S=1}^{\infty} \left[\frac{k_0 b}{v_m^2} \sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2} - \frac{k_0 b x \sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2 x^2}}{v_m^2} - \left(\frac{1-x}{s\pi} \right)^2 k_0 b \right. \\ & \left(\left(\frac{s\pi}{1-x} \right)^2 - k_0^2 b^2 - \arctg \left(\frac{k_0 b}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2}} \right) + \arctg \left(\frac{k_0 b x}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2 x^2}} \right) \right. \\ & \left. \left. + \arctg \left(\frac{k_0 b}{\sqrt{(s\pi/1-x)^2 - k_0^2 b^2}} \right) \right)^{1/2} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\beta(k_0) \cong \sum_{S=1}^{\infty} \left[\frac{1}{v_m^2} \left(\frac{1}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2}} - \frac{x^2}{\sqrt{v_m^2 - k_0^2 b^2 x^2}} \right) - \frac{(1-x)}{s^2 \pi^2 \sqrt{[s\pi/(1-x) - k_0^2 b^2]}} \right]. \quad (4)$$

Ключевым элементом высокотемпературного резонатора является центральный стержень неоднородного цилиндрического резонатора. Позиционирование стержня позволяет настроить резонатор на максимум добротности на рабочей частоте и осуществить согласование резонатора с волноведущим трактом. Внесение неоднородностей в объем резонатора изменяет его технические параметры. Пределы этих изменений зависят от электро-

динамических характеристик, объема и места расположения неоднородностей в резонаторе. При одновременной работе двух микроволновых генераторов в резонаторе устанавливается суперпозиция типов $E_{онр}$ – колебаний цилиндрического резонатора с коаксиальным выступом ($n = 1...10$, $p = 0...10$), возбуждаемых каждым из генераторов.



Рис. 4. Высокотемпературный резонатор с керамическим реактором

Впервые на основе унифицированных функциональных конструкций высокотемпературного микроволнового нагрева и стерилизации создано новое поколение оборудования для обезвреживания медицинских отходов, предложена альтернативная высокоэффективная экологически безопасная технология обезвреживания опасных медицинских отходов [11]. Проведенный анализ результатов патентно-информационных исследований, отечественных и зарубежных публикаций показал отсутствие подобных технологий и оборудования. Подана заявка на евразийский патент № NA 20140462 «Объемный резонатор сверхвысокой частоты и устройства для нагрева на основе этого резонатора» от 28.08.2014 г. [12]. Модульная конструкция позволяет в короткие сроки оптимизировать оборудование под конкретные задачи и условия обезвреживания опасных и чрезвычайно опасных отходов. Впервые были выполнены теоретические и экспериментальные исследования воздействия микроволновой энергии на медицинские отходы, представляющие собой сложные химические объекты с изменяющимися по объему и поверхности электродинамическими параметрами. Впервые были созданы электро-

динамические конструкции для работы в сложных условиях эксплуатации, характеризующихся неоднородностью обезвреживаемого сырья, высокими температурами, химически агрессивной средой.

Результаты выполнения НИОТР «Разработать комплекс оборудования для обезвреживания фармацевтических отходов и цитостатических фармацевтических препаратов. Освоить производство комплекса оборудования» способствуют снижению зависимости от импортных технологий в области обезвреживания медицинских отходов, сохраняют передовые позиции в области прикладной электродинамики, способствуют повышению престижа Республики Беларусь, благодаря наличию современных экологически безопасных технологий обращения с опасными отходами.

Литература

1. Санитарные правила и нормы 2.1.7.14-20-2005 «Правила обращения с медицинскими отходами»
2. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.1.7.2790-10 «Санитарно-эпидемиологические требования к обращению с медицинскими отходами»
3. Directive 2010/75/EU of the European Parliament and of the Council of 24 November 2010 on industrial emissions (integrated pollution prevention and control) (recast)
4. The European Waste Catalogue and hazardous waste
5. СанПИН 2.2.4/2.1.8.9-36-2002 «Электромагнитные излучения радиочастотного диапазона (ЭМИ РЧ)»
6. Карпович В. А., Слепян Г. Я., Родионова В. Н. // Фундаментальные и прикладные физические исследования. 2002-2009 гг.: Сб.тр. под ред. В.Г.Барышевского. БГУ. 2009. С. 290
7. Gaevskaya T., Karpovich V., Rodionova V. // International Journal of Microwave Science and Technology. 2011. Vol. 12. P.89–91
8. Акимов А. И., Карпович В. А., Родионова В. Н. // 5 Международная научная конференция «Актуальные проблемы физики твердого тела ФТТ-2011». 18–21 октября 2011г. С.221–223
9. Родионова В. Н., Карпович В. А., Танана О. В. //Международная научно-практическая конференция «Радиотехнические поля, сигналы, аппараты и системы», Киев 22–29 февраля 2012 г. С.117–119
10. Karpovich V. A., Gaevskaya T. V., Rodionova V. N., Tanana O.V. // Instruments and Experimental Techniques. 2013. Vol.56, No.3. P.289–293
11. Карпович В. А., Близнюк Л. А., Родионова В. Н. и др. // Экологический Вестник России. 2014. №9. С.46–48
12. Карпович В. А., Любецкий Н. В., Родионова В. Н., Близнюк Л. А., Голубев В. П., Сенчук В. В., Волюнец Г. И., Терлецкий В. М., Мазовка В. Н. Заявка на изобретение № НА 20140462 «Объемный резонатор сверхвысокой частоты и устройства для нагрева на основе этого резонатора» от 28.08.2014.

EQUIPMENT FOR HIGH TEMPERATURE DISPOSAL OF MEDICAL WASTE WITH USAGE OF MICROWAVE

**V. A. Karpovich, V. N. Rodionova, G. I. Volinets, V. M. Terletskii,
N. V. Liubetski, S. I. Maximov, N. V. Pushkina, L. A. Bliznyuk**

The electrodynamic equipment for hard usage operation (waste structure inhomogeneity, very high temperature – up to 1200 °C, chemically aggressive medium) is designed. The alternative high effective appropriate technology of hazardous medical waste neutralization is designed. The rigorous method of exact calculation of the eigenmodes E_{0mn} of cylindrical resonator with coaxial peak is described. This method takes into account the finite conductivity of the resonator walls, and the calculation of its Q-factor is performed by the modified method of residues.

ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТНОГО СОСТАВА СПИРТСОДЕРЖАЩИХ ПРОДУКТОВ В СООТВЕТСТВИИ С НОВЫМ МЕТОДОМ «ЭТАНОЛ В КАЧЕСТВЕ ВНУТРЕННЕГО СТАНДАРТА»

С. В. Черепица, С. Н. Сытова, А. А. Махомет

Введение

В [1–5] предложен новый метод определения компонентного состава спиртосодержащей продукции, принципиально отличающийся от всех широко используемых в повседневной практике методов определения компонентного состава такой продукции. Необходимость разработки и развития быстрых методов определения компонентного состава этой продукции вызвано колоссальным объемом производимых и потребляемых ежедневно во всем мире алкогольных напитков (коньяка, бренди, виски, водки, ликеров, вина, пива и т. д.), а также огромным производством отходов спиртосодержащей продукции, биоэтанола, парфюмерной продукции и т. д. Отметим, что спиртосодержащая продукция во всем мире является подакцизной, требующей точного определения содержания в ней этанола.

Согласно национальным и международным директивам [6–8], в алкогольных напитках нормируется предельное содержание следующих девяти летучих компонентов, измеряемое в мг на литр безводного спирта (Absolute Alcohol – АА): ацетальдегид, метилацетат, этилацетат, метанол, 2-пропанол, 1-пропанол, изобутанол, н-бутанол, изоамилол. Для определения количественного содержания этих компонентов во всем мире наиболее широко применяется метод внутреннего стандарта (ВС) [9, 10] с добавлением в анализируемый образец компонента ВС, который не может появиться в образце путем естественного брожения, а только специальным добавлением в лаборатории. Это может быть 1-пентанол, 2-пентанол, 4-метил-1-пентанол и др. В странах СНГ используется метод внешнего стандарта [11]. Также возможны комбинации этих двух методов [12]. На основе указанных методов разработаны различные государственные и международные стандарты [6–8], [13–16].

Кроме этого, для получения величин концентраций летучих компонентов в образце необходимо измерить объемное содержание этанола (крепость). Эта процедура выполняется согласно ГОСТ 3639 [17] с использованием спиртометрического ареометра или пикнометра, которые измеряют на самом деле плотность образца. Далее по алкоголеметрическим таблицам [18] определяется крепость образца. Однако подчеркнем, что данный метод и таблицы предназначены только для бинарных водно-этанольных смесей. Бренди, виски, кальвадос, коньяк не являются бинарными смесями. Водка – почти бинарная смесь. Отсюда вытекает проблема: невозможно корректно измерить объемное содержание этанола в образцах бренди, виски, кальвадоса, коньяка и другой алкогольной продукции с требуемой точностью не менее 0,2% при величине концентраций исследуемых

летучих компонентов более 0,8%, поскольку данные алкогольные продукты содержат существенное количество примесей, в том числе имеющих близкую к этанолу плотность. То есть, в процедуре определения крепости смеси вместо «истинной» получают «видимую» крепость образца. Подчеркнем также, что контроль качества и безопасности алкогольной продукции находится в области государственного метрологического надзора, который требует обеспечения надлежащей достоверности определяемых величин. Уплата налогов (акцизов) на этиловый спирт требует точного определения «истинной», а не «видимой» крепости образца.

Приведем пример (см. Рис.1). При определении объемного содержания этанола в спиртосодержащей смеси вода+этанол+изоамилол в соотношении 60:30:10 спиртометрическим ареометром СНП-1 по ГОСТ 3639 получается значение «видимой» крепости 40% (v/v) вместо «истинной» 30% крепости (v/v).

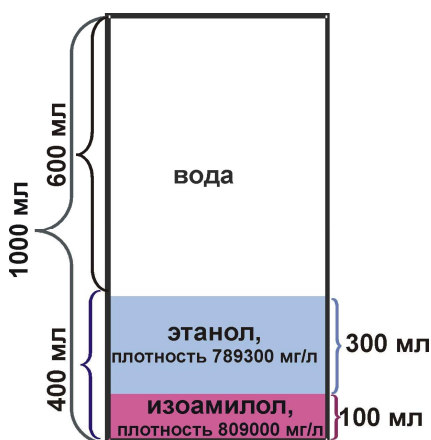


Рис. 1. Определение объемного содержания этанола в спиртосодержащей смеси вода+ этанол+изоамилол в соотношении 60:30:10

1. Метод «Этанол в качестве внутреннего стандарта»

Указанные проблемы решены в новом методе «Этанол в качестве внутреннего стандарта» [1–5], основанном на использовании газовой хроматографии и исключающем необходимость добавления дополнительного летучего компонента ВС в ходе проведения испытаний. Опробование метода проведено в аналитических лабораториях Беларуси, России, Украины, Испании, Польши, Литвы, Армении, в том числе непосредственно на основе получаемых экспериментальных данных при проведении испытаний алкогольной продукции в соответствии с регламентом ЕС2870/2000, и подтверждено свидетельством об аттестации метода измерений количественного компонентного состава летучих компонентов в алкогольной продукции №253.0169/01.00258/2013 Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии Российской Федерации (Росстандарт).

Суть метода «Этанол в качестве внутреннего стандарта» [1] заключается в использовании этанола в качестве внутреннего стандарта. Метод исключает необходимость добавления ВС в исследуемый спиртосодержащий образец, по-

сколько этанол уже содержится в образце. Теоретические основы метода и разные стороны его экспериментальной проверки даны в [1–4], в том числе сравнение результатов с результатами «традиционных», указанных выше методов газовой хроматографии. В [5] приведены аргументы необходимости разработки нового стандарта контроля качества спиртосодержащей продукции, что может быть сделано на основе нового метода «Этанол в качестве внутреннего стандарта».

На основании данного метода разработан и размещен в интернете для свободного доступа on-line калькулятор AlcoDrinks корректного расчета количественного содержания летучих компонентов и этанола в спиртосодержащей продукции. Работа калькулятора основана на данных измерений на газовом хроматографе с пламенно-ионизационным детектором и величине измеренной плотности испытываемого образца спиртосодержащей продукции.

Полное описание теоретических основ предложенного метода приведено в [1–4]. Обратим здесь внимание только на один момент, касающийся коэффициентов RRF (Relative Response Factor) – относительных факторов отклика для компонентов спиртосодержащем образце.

Массовая концентрация этанола в абсолютном (безводном) спирте (АА) хорошо известна и равна $\rho_{ethanol} = 789300$ мг/л. Для количественного расчета летучих соединений в тестируемом образце при использовании метода ВС будем рассматривать смесь с $i = 1, 2, \dots, N$ неизвестными летучими компонентами. Значение концентрации i -го компонента в тестируемом образце может быть описано следующими формулами:

$$C_i = C_{IS} \cdot RRF_i \frac{A_i}{A_{IS}} \quad [\text{мг/л (АА)}], \quad (1)$$

$$RRF_i = RF_i / RF_{IS} = \frac{C_i^{st}}{A_i^{st}} / \frac{C_{IS}^{st}}{A_{IS}^{st}}, \quad (2)$$

где C_{IS} – концентрация ВС в анализируемом образце, мг/л (АА); A_i и A_{IS} – площади пиков i -того компонента и ВС, соответственно; RF_i и RF_{IS} – отклик детектора i -того компонента и ВС; C_i^{st} и C_{IS}^{st} – концентрации i -того компонента и ВС в стандартной смеси, мг/л(АА); A_i^{st} и A_{IS}^{st} – площади пиков i -того компонента и ВС в стандартной смеси; RRF_i – относительные факторы отклика для i -того компонента.

Поскольку этанол содержится в образце и его концентрация в безводном спирте известна, выражения (1) и (2) могут быть переписаны:

$$C_i = \rho_{ethanol} \cdot RRF_i \frac{A_i}{A_{ethanol}} \quad [\text{мг/л (АА)}], \quad (3)$$

$$RRF_i = \frac{A_{ethanol}^{st} \cdot C_i^{st}}{A_i^{st} \cdot \rho_{ethanol}}, \quad (4)$$

где $A_{ethanol}$ и $A_{ethanol}^{st}$ – площади пиков этанола в образце и стандартной смеси.

Формулы (3)–(4) являются основными в методе «Этанол в качестве внутреннего стандарта». Следует отметить, что абсолютные факторы отклика RF_i и RF_{IS} меняются от прибора к прибору и в течение дня на одном приборе. Однако относительные факторы отклика RRF_i являются постоянными для приборов одной модели и не зависят от времени анализа. Этот факт подтверждается многочисленными исследованиями [19–21].

Для описания расчетов концентрационного состава спиртосодержащего образца будем полагать, что он приготовлен путем смешения двух отдельных смесей. Первая смесь представляет собой чистую воду. Вторая смесь представляет собой «безводную часть» исследуемого образца, состоящую из N летучих компонентов, в том числе и этанола. Плотность образца после смешения воды с его «безводной частью» может быть представлена в виде следующего уравнения:

$$\rho_T = C_W \rho_W^{eff} + (1 - C_W) \cdot \sum_{i=1}^N \rho_i C_i^*, \quad (5)$$

где ρ_T – плотность образца, мг/л; $\rho_W^{eff} = \rho_W \cdot F(C_W)$ – эффективная плотность воды в смеси, мг/л; $\rho_W = 998230$ мг/л – плотность чистой воды при 20 °С; $F(C_W)$ – фактор, учитывающий эффект «увеличения плотности воды» в водно-этанольном растворе при смешивании ее с этанолом [3]; ρ_i – плотность i -го летучего компонента, мг/л; C_i^* – объемная концентрация i -го летучего компонента, в том числе этанола, в безводной части образца, мл/мл, C_W – объемная концентрация воды в образце, мл/мл, C_{Eth} – объемная концентрация этанола в образце, мл/мл.

Аналитическая зависимость величины $F(C_W)$ на основе данных алкогелеметрических таблиц [18] может быть представлена с достаточной точностью аппроксимирующей функцией $f(C_W)$ (см. (6) и Рис.2). Зависимость $f(C_W)$ от величины концентрации воды в водно-этанольной смеси является монотонной функцией без экстремумов следующего вида:

$$f(x) = ax^6 + bx^5 + cx^4 + dx^3 + ex^2 + fx + g, \quad (6)$$

где $a = 2,927$, $b = -10,64$, $c = 15,99$, $d = -12,69$, $e = 5,651$, $f = -1,532$, $g = 1,300$.

Величины объемных концентраций i -го летучего компонента, в том числе этанола, в безводной части образца, мл на мл, представлены уравнением [1]:

$$C_i^* = \left(\frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} \right) / \left(\sum_{i=1}^N \frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} \right), \quad (7)$$

где $\tilde{C}_i$ – концентрация i -го летучего компонента в безводной части образца, в том числе этанола, мг/л(АА) определяется из хроматографических данных методом прямого определения концентраций летучих компонентов с использованием этанола в качестве внутреннего стандарта.

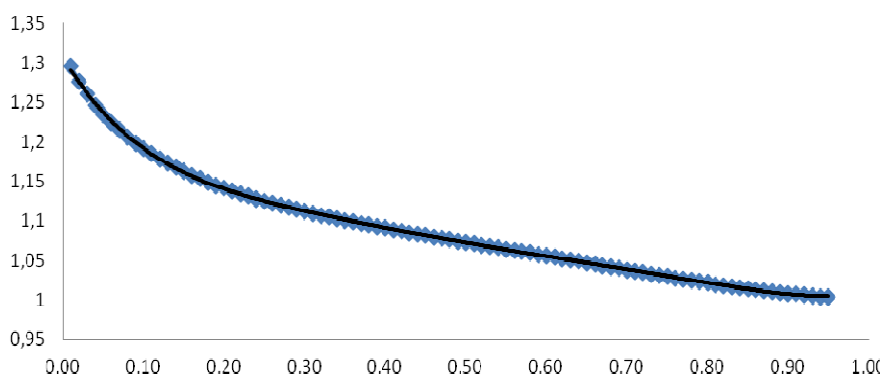


Рис. 2. Зависимость величины $f(C_W)$ (теория и эксперимент)

Подставляя (7) в (5), получаем выражение для объемной концентрации воды в образце, мл/мл:

$$C_W = \frac{\rho_T \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} - \sum_{i=1}^N \tilde{C}_i}{\rho_W \cdot f(C_W) \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} - \sum_{i=1}^N \tilde{C}_i}. \quad (8)$$

Тогда величина объемной концентрации i -го летучего компонента, в том числе этанола, в образце C_i , мл/мл, может быть представлена уравнением:

$$C_i = (1 - C_W) \cdot C_i^*. \quad (9)$$

Аппроксимирующая функция $f(C_W)$ является плавной и систему уравнений (8)–(9) можно решать методом простых итераций. Тогда величины j -той итерации C_W , C_i из выражений (8) и (9) будут представлены в следующем виде:

$$C_W^{(j)} = \frac{\rho_T \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} - \sum_{i=1}^N \tilde{C}_i}{\rho_W \cdot f^{(j-1)} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{C}_i}{\rho_i} - \sum_{i=1}^N \tilde{C}_i}, \quad j = 1, 2, \dots, M, \quad (10)$$

$$C_i^{(j)} = (1 - C_W^{(j)}) \cdot C_i^*, \quad f^j = f(C_W^{(j)}), \quad f^{(0)} = 1.$$

Учитывая гладкость функции $f(C_W)$, данный итерационный алгоритм сходится за несколько итераций.

2. On-line калькулятор AlcoDrinks

Разработанный на основе приведенной выше теории on-line калькулятор AlcoDrinks размещен в интернете для свободного доступа по адресам:

<http://inp.bsu.by/calculator/vcalcr.html> (русская версия) (см. Рис.3) и <http://inp.bsu.by/calculator/vcalc.html> (английская версия).

Работа калькулятора основана на данных измерений на газовом хроматографе с пламенно-ионизационным детектором и величине измеренной плотности испытуемого образца спиртосодержащей продукции. В первом столбце представлены названия 22 компонентов, доступных для обработки. Второй столбец содержит справочную информацию об их плотности. Плотности компонентов приведены в соответствии с данными Национальной библиотеки медицины США TOXNET – Toxicology Data Network, U.S. National Library of Medicine <http://toxnet.nlm.nih.gov/>.

Название пробы:

Пример - CRM LG5100 Whisky-Congeners

Компонент	Плотность*, мг/л	RRF		Площадь, произвольн. ед.	Концентрация, мг/л (AA) ▾
		Средний**	Собственный		
ацетальдегид	783400	1.337	1.337	31.216	75.844
изобутиральдегид	793800	1.109	1.109	0	0
этилформиат	916800	1.321	1.321	0	0
ацетон	784500	1.300	1.300	0	0
метилацетат	934200	1.387	1.387	3.481	8.774
этилацетат	900300	1.117	1.117	121.388	246.401
метанол	786600	1.223	1.223	23.757	52.800
2-бутанол	805000	0.900	0.900	0	0
2-пропанол	785000	0.969	0.969	0.917	1.615
этанол	789300	1.000	1.000	434338	789300 (39.90 от %)
диацетил	990000	2.019	2.019	0	0
2-бутанол	806300	0.853	0.853	0	0
1-пропанол	805300	0.679	0.679	471.362	581.619
изобутанол	801800	0.581	0.581	585.582	618.270
изоамилацетат	876000	0.707	0.707	0	0
1-бутанол	809800	0.648	0.648	4.443	5.232
изоамилол	813000	0.632	0.632	775.877	891.095
гексанол	815300	0.600	0.600	0	0
этиллактат	1032800	1.908	1.908	0	0
циклогексанол	962400	0.556	0.556	0	0
бензиловый спирт	1041900	0.909	0.909	0	0
фенилэтанол	1013000	0.730	0.730	0	0
проба	948060				

Печать результатов

*Плотности компонентов приведены в соответствии с TOXNET - Toxicology Data Network, U.S. National Library of Medicine <http://toxnet.nlm.nih.gov/>.

**Средние коэффициенты RRF вычислены на основании результатов, полученных на газовых хроматографах Кристалл (ОАО «Хроматэк», Россия).

Рис. 3. Экранная форма on-line калькулятора AlcoDrinks (русская версия)

Третий, включенный по умолчанию, и четвертый столбцы содержат значения RRF_i – относительных коэффициентов чувствительности детектора хроматографа для i -го определяемого компонента образца относительно этанола. Средние коэффициенты, предлагаемые авторами для экспресс-анализа, даются в третьем столбце. Они вычислены на основании результатов, полученных на газовых хроматографах Кристалл (ОАО «Хроматэк», Россия). Коэффициенты для конкретного хроматографа могут быть вычислены согласно методу «Этанол в качестве внутреннего стандарта» [1] и введены дополнительно для повышения точности вычислений.

В пятом столбце в соответствующие ячейки заносятся измеренные величины площадей под пиками анализируемых летучих компонентов, включая этанол,

и в нижнюю ячейку таблицы «проба» – величина плотности испытуемого образца в мг/л, измеренная с помощью ареометра.

Выходными данными расчетов on-line калькулятора являются значения концентраций анализируемых летучих компонентов в мг/л (АА) и объемная концентрация этанола, выраженная в объемных процентах (крепость образца), помещаемые в последний столбец калькулятора. Калькулятор работает в on-line режиме, практически мгновенно пересчитывая вводимые значения. Пользователь имеет возможность, нажав кнопку «Печать результатов», вывести их на печать в удобной форме.

3. Экспериментальные исследования

Для всестороннего рассмотрения возможностей предложенного метода в лаборатории аналитических исследований Института ядерных проблем БГУ были проведены экспериментальные исследования, результаты которых даются в настоящей статье. Эксперименты проводились на газовом хроматографе Кристалл 5000М, оснащенный пламенно-ионизационным детектором (ПИД). Укажем основные параметры работы хроматографа: капиллярная колонка Rt-Wax, 60 м × 0,53 мм, толщина пленки фазы – 1 мкм (Restek, США); начальная изотерма – на 75°C (9 мин.), программирование до 155 °C со скоростью 7°C/мин с конечной изотермой 155°C длительностью 2,6 мин. Газ-носитель – азот, поток газа – 2,44 мл/мин. Температура инжектора – 160 °C, температура детектора – 200 °C. Объем вводимой пробы – 0.5 мкл, коэффициент сброса – 1:20.

Все индивидуальные стандартные соединения были куплены в компании Sigma-Fluka-Aldrich (Германия). Использовался чистый этанол из пищевого сырья «Крышталль супер-люкс» производства ОАО «Минск-Кристалл». Стандартные рабочие растворы были получены гравиметрическим методом в соответствии со стандартом ASTM D 4307 [22] путем добавления отдельных летучих органических компонентов в бинарную смесь этанола и воды (96:4). Концентрации летучих соединений в готовых стандартных рабочих растворах были рассчитаны в соответствии с «Методикой измерений массовой концентрации летучих компонентов в водке и спирте этиловом методом газовой хроматографии», Свидетельство об аттестации №253.0169/01.00258/2013 Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии Российской Федерации. Данная методика основана на рассматриваемом в данной статье методе «Этанол в качестве внутреннего стандарта».

Рассмотрим результаты экспериментов по исследованию надежности и устойчивости предлагаемого метода на примере водно-этанольных смесей, разбавленных водой. Исходная бинарная смесь этанол-вода (96:4) (смесь А) с начальной концентрацией летучих компонент около 4000 мг/л (АА) разбавлялась водой в соотношении 1:1 (смесь В), 1:9 (смесь С), 1:99 (смесь D), 1:1999 (смесь Е) и 1:9999 (смесь F). Экспериментальные результаты представлены в Таблице 1 для 10 основных компонентов: ацетальдегид, метилацетат, этилацетат, метанол, 2-пропанол, этанол, 1-пропанол, изобутиловый спирт, 1-бутанол, изоамиловый спирт. На Рис. 4 приведены графические данные для ацетальдегида, метанола,

этанол и 1-пропанола. Кругами помечены концентрации анализируемого компонента, выраженные в мг/л (АА), треугольниками – отклик детектора ($\times 10$, пКл), квадратики – концентрации (в мг на 1 л раствора). Ось x – количество рассматриваемого компонента в пг. Для остальных рассмотренных компонентов получены аналогичные зависимости. Следует подчеркнуть, что даже после разбавления водой в 1000 раз различие между измеренными по предлагаемому методу концентрациями и значениями, даваемыми гравиметрическим методом, не превысила 7,8% ни по одному из рассматриваемых компонентов. В смеси F с разбавлением 1:9999 на хроматограмме были обнаружены только пики метанола и этанола. Но даже в этом случае относительное расхождение для измеренных концентраций метанола не превышало 6,6%.

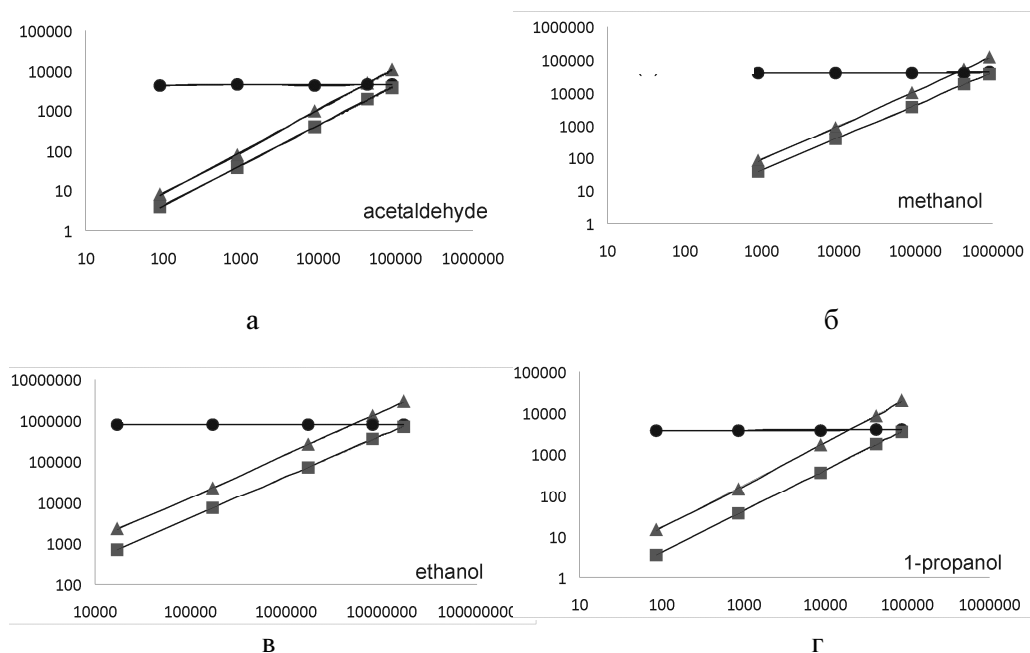


Рис.4. Результаты исследования стандартных растворов А-Е. а) ацетальдегид, б) метанол, в) – этанол, г) 1-пропанол, ● – концентрация, мг/л (АА), ■ – концентрация, мг/л раствора, ▲ – отклик детектора $\times 10$, пКл, горизонтальная ось – количество, пг

Для демонстрации точности метода «Этанол в качестве внутреннего стандарта» рассмотрим результаты экспериментального анализа сертифицированного эталонного материала CRM LGC 5100 Whisky-Congeners. Измеренные хроматограммы приведены в Таблице 2 и на Рис. 5 в логарифмической шкале и линейной шкале (в правом верхнем углу). Здесь обозначены пики следующих летучих органических компонентов: метанол (1), этанол (2), 1-пропанол (3), изобутанол (4), 1-бутанол (5), изоамилол (6). Определенные по предлагаемому методу значения концентраций анализируемых соединений представлены в Таблице 2 вместе с данными сертификата. Видно, что погрешность для метанола, 1-пропанола и

изобутанола составила меньше 10%, для изоамилола – 10,8%. Для 1-бутанола погрешность оказалась 15,4% при неопределенности по сертификату – 22,9%. Отсюда следует, что предлагаемый метод дает вполне удовлетворительные результаты на уровне тех 16 международных лабораторий, которые принимали участие в исследованиях данного эталонного материала CRM LGC 5100 Whisky-Congeners.

Таблица 1. Концентрации летучих компонент и этанола при разведении водой

Образец (пропорции разбавления водой)	концентрации по гравиметрическому методу мг/л (AA) измеренные концентрации мг /л (AA) отн. погрешность, %									
	ацетальде- гид	мети- лацетат	этилацетат	метанол	2- пропропанол	этанол	1-пропанол	изобутило- вый спирт	1-бутанол	изоамило- вый спирт
A (No)	4275	4397	4173	41995	3991	789300	4012	3975	4071	4071
	4556	4436	4253	41995	4112	N/A	4076	4049	4174	4458
	6,6	0,9	1,9	42586 1,4	3,0	N/A	1,6	1,9	2,5	9,5
B (1:1)	4275	4397	4173	41995	3991	789300	4012	3975	4071	4071
	4451	4127	4018	40462	4000	N/A	3973	4007	4096	4412
	4,1	-6,1	-3,7	-3,7	0,2	N/A	-1,0	0,8	0,6	8,4
C (1:9)	4275	4397	4173	41995	3991	789300	4012	3975	4071	4071
	4340	3961	3780	39043	3875	N/A	3868	3904	4012	4318
	1,5	-9,9	-9,4	-7,0	-2,9	N/A	-3,6	-1,8	-1,4	6,1
D (1:99)	4275	4397	4173	41995	3991	789300	4012	3975	4071	4071
	4406	4002	3762	38645	3866	N/A	3862	3903	4107	4479
	3,1	-9,0	-9,8	-8,0	-3,1	N/A	-3,7	-1,8	0,9	10,0
E (1:999)	4275	4397	4173	41995	3991	789300	4012	3975	4071	4071
	4280	4292	4107	38764	3818	N/A	3820	4140	4024	3937
	0,1	-2,4	-1,6	-7,7	-4,3	N/A	-4,8	4,1	-1,2	-3,3
F (1:9999)	N/A	N/A	N/A	41995		789300				
				39210	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
				-6,6		N/A				

4. Метод «Основной компонент в качестве внутреннего стандарта»

Предложенный метод учета основного компонента смеси может быть применен и в других областях контроля качества пищевых продуктов, например, табачной продукции. В других (не водно-этанольных) смесях это будет метод «Основной компонент в качестве внутреннего стандарта». В случае водно-этанольных смесей, поскольку мы пользуемся формулами (3)–(4), метод «Этанол в качестве внутреннего стандарта» позволяет получать сразу результаты, выраженные в мг/л (AA). Для метода «Основной компонент в качестве внутреннего стандарта» нужно пользоваться только формулами (1)–(2).

Таблица 2. Анализ сертифицированного образца
CRM LGC 5100 Whisky-Congeners

Компонент	Серт. величина, г/100 л (AA)	Неопре- делен- ность, г/100 л (AA)	Неопреде- ленность, %	Площадь пика, отн. ед.	С, г/100 л (AA)	Отн. погреш- ность, %	RRF
метанол	5,2	0,32	6,2	0,3878	5,299	1,9	1,2982
этанол				7498			1,0000
1-пропанол	57	2,4	4,2	8,165	60,53	5,8	0,7043
изобутанол	58,8	3,1	5,3	10,13	63,97	8,1	0,5998
1-бутанол	0,48	0,11	22,9	0,08277	0,5673	15,4	0,6511
изоамилол	79,58	2,8	3,5	13,55	89,20	10,8	0,6254

Наше предложение использовать основной компонент смеси вместо добавления вручную компонента внутреннего стандарта является прогрессивным, поскольку в принятой по всему миру практике аналитических лабораторий величина учитываемых пиков должна быть близка по порядкам, а на хроматограммах чаще всего пик основного компонента смеси на 3–5 порядков превышает пики других компонентов. Однако, как неоднократно подчеркивалось в наших работах [1–5], линейный диапазон современных ПИД, как правило, больше, чем 10^7 . Поэтому регистрация сигнала от компонентов примесей и от основного компонента происходит без каких-либо искажений, что дает возможность адекватно учитывать вклады всех компонентов смеси. Ниже мы демонстрируем в проведенных экспериментах по анализу табачной продукции, что использование основного компонента смеси (не только этанола) эффективно и позволяет существенно упростить аналитические процедуры.

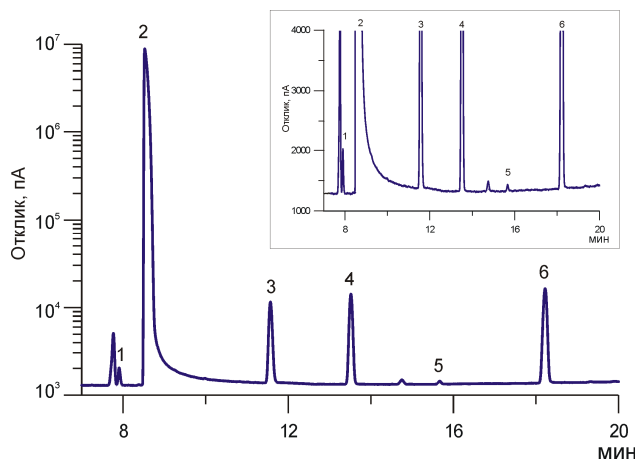


Рис. 5. Фрагмент хроматограммы в логарифмическом и линейном масштабах.

1 – метанол, 2 – этанол, 3 – 1-пропанол, 4 – изобутанол, 5 – 1-бутанол, 6 – изоамилол

В соответствии с ИСО 10315:2013 «Сигареты. Определение никотина в конденсате дыма. Метод газовой хроматографии» [23] прокуривание пяти условных сигарет осуществляется с использованием линейной курительной машины. Далее собранный конденсат основной струи дыма растворяют в растворителе (2-пропанол – изопропиловый спирт – ИПС), содержащем внутренний стандарт. В качестве внутреннего стандарта используется гептадекан. Содержание никотина в аликвотной пробе раствора определяют методом газовой хроматографии и вычисляют содержание никотина в конденсате дыма.

Мы предлагаем использовать основной компонент данного раствора 2-пропанол в качестве внутреннего стандарта. Соответствующие экспериментальные результаты приведены в Таблице 3 и на Рис.6. В экспериментах весовым методом были подготовлены девять стандартных рабочих растворов никотина в 2-пропанол. В соответствии с ISO 10315, гептадекан был добавлен как внутренний стандарт. Полученные концентрации этих стандартных растворов даны во второй колонке Таблицы 3. Экспериментально измеренные данные были рассчитаны двумя способами: 2-пропанол как ВС и гептадекан как ВС. Видно хорошее согласие между результатами, полученными по обоим методам.

Таблица 3. Экспериментальные данные стандартных растворов никотина в 2-пропанол

Стандарт- ный рабо- чий раствор	Основной компонент (2-пропанол) как ВС				Гептадекан как ВС		
	C_{st} , мг/мл	$C_{exp(2-пропанол)}$, мг/мл	Повторяе- мость, %	Отн. смеще- ние, %	$C_{exp(heptadecane)}$, мг/мл	Повторяе- мость, %	Отн. смещение, %
№							
1	0,141	0,138	4,1	-2,0	0,134	1,1	-4,8
2	0,223	0,223	0,3	-4,5	0,230	0,4	-1,7
3	0,314	0,308	3,1	-2,0	0,308	1,5	-1,9
4	0,407	0,400	4,1	-1,7	0,404	0,5	-0,8
5	0,509	0,505	0,5	-0,7	0,505	0,3	-0,8
6	0,623	0,629	1,4	1,0	0,617	1,1	-1,0
7	0,701	0,703	0,5	0,2	0,707	1,5	0,8
8	0,884	0,891	0,0	0,7	0,888	0,3	0,5
9	0,999	1,003	0,6	0,4	1,002	0,5	0,3

Заключение

Проведенная дополнительная к осуществленным ранее исследованиям верификация нового метода «Этанол в качестве внутреннего стандарта» для определения количественного состава примесей в алкогольной продукции продемонстрировала эффективность и простоту метода по сравнению с «традиционным» методом внутреннего стандарта, а также возможность использования метода «основной компонент в качестве внутреннего стандарта» для различных применений, например, для анализа табачной продукции.

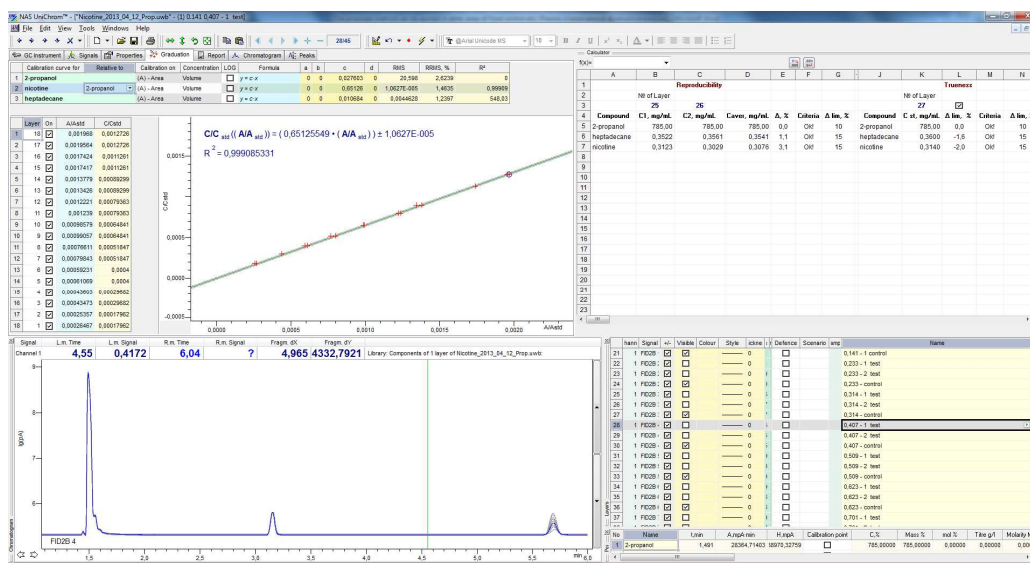


Рис. 6. Обработка экспериментальных данных стандартных растворов никотина в 2-пропанол

Предложенный метод может быть легко внедрен в повседневную практику испытательных лабораторий и включен в международные стандарты по контролю качества и безопасности алкогольной продукции, поскольку ежедневное потребление алкогольных напитков (коньяка, бренди, виски, водки, ликеров, вина и т. д.) формирует необходимость все более быстрого и точного определения компонентного состава таких продуктов в испытательных лабораториях по всему миру. On-line калькулятор AlcoDrinks может быть полезен сотрудникам аналитических лабораторий, проводящих контроль качества спиртосодержащей продукции, для экспресс-анализа такой продукции.

Работа выполняется в рамках ГПНИ «Конвергенция-2020», подпрограмма 3 «Объединение».

Литература

- Charapitsa S. et al. // J. Agric. Food Chem. 2013. Vol. 61 (12). P. 2950–2956
- Черетица С. В. и др. // Доклады НАН РБ. 2012. № 1. С.56–70
- Черетица С. В. и др. // Известия Вузов. Пищевая промышленность. 2013. N4. С.104–107.
- Черетица С. В., Заяц Н. И., Задрейко Ю. В., Сытова С. Н. // Труды БГТУ. 2014. №4. С.201–205
- Черетица С., Задрейко Ю., Кулевич Н., Сытова С. // Стандарты и Качество 2014. № 5 (923). С.40–42
- International Organization of Vine and Wine (OIV). Compendium of international methods of wine and must analysis. 2009. Vol. 1 and 2
- Commission Regulation (EC) No 2870 / 2000 of 19 December 2000 laying down Community reference methods for the analysis of spirits drinks. 2000

8. ГОСТ 30536–2013. Водка и спирт этиловый из пищевого сырья. Газохроматографический экспресс-метод определения содержания токсичных микропримесей. 2014
9. Wang M.-L., Wang J.-T., Choong, Y.-M. // Food Chemistry. 2004. Vol. 86. P. 609–615
10. Kostik V., Memeti S., Bauer B. // J. Hygienic Engineer. Design. 2013. Vol. 4. P.98–102
11. Patent US (1975). Method for determining the ethanol content of alcoholic beverages. Patent US 3896659 A. Publication date: Jul 29, 1975
12. MacNamara K., Lee M., Robbat Jr. A. // J. Chromatography A. 2010. Vol.121. P. 136–142
13. ГОСТ Р 51698-2000. Водка и спирт этиловый. Газохроматографический экспресс-метод определения токсичных микропримесей в водке и спирте этиловом. 2000
14. ГОСТ Р 52363-2005. Спиртосодержащие отходы спиртового и ликероводочного производства. Газохроматографический метод определения содержания летучих органических примесей, 2005
15. ГОСТ Р 53419-2009. Спирт этиловый-сырец из пищевого сырья. Газохроматографический метод определения содержания летучих органических примесей, 2009
16. AOAC Official Methods 972.10. Alcohol (higher) and ethyl acetate in distilled liquors. Alternative gas chromatographic method, 1975
17. ГОСТ Р 3639-79. Растворы водно-спиртовые. Методы определения концентрации этилового спирта. 2010
18. Таблицы для определения содержания этилового спирта в водно-спиртовых растворах. М.: Изд-во стандартов. 1999. Т. 1. 143 с
19. Kollai M., Balla J. // Chromatographia. 2002. Vol. 56. P.357–360
20. Cicchetti E., Merle P., Chaintreau A. // Flavour Fragr. J. 2008. Vol. 23. P. 450–459
21. Rome K., McIntyre A. // Chromatography Today. May/June 2012. P. 52–56
22. ASTM D 4307. Standard Practice for Preparation of Liquid Blends for Use as Analytical Standards, 2007
23. ГОСТ 30570-2015 (ISO 10315:2013) Сигареты. Определение содержания никотина в конденсате дыма. Метод газовой хроматографии. 2015

DIRECT DETERMINATION OF VOLATILE COMPOUNDS IN ALCOHOL PRODUCTS BY THE NEW METHOD "ETHANOL AS INTERNAL STANDARD"

S. V. Charapitsa, S. N. Sytova, A. A. Makhomet

This article focuses on further comprehensive examination of the new method "Ethanol as Internal Standard" of determination of volatile compounds in alcohol products by gas chromatography. This method fundamentally differs from all widely used in everyday practice methods for the determination of volatile compounds in alcohol-containing products. The essence of the method is in the use of ethanol as an internal standard to improve the measurement accuracy. The method eliminates the necessity of manual adding a substance of internal standard in the analyzed alcohol-containing sample, because ethanol is already contained in the sample. The paper presents the results of experimental verification of the method for ethanol-water solutions and certified materials CRM LGC5100 Whisky-Congeners. It is shown that the method "Main component as Internal Standard" may be used in other areas of food quality control, e.g., in analysis the quality of tobacco products. Description of algorithms and principles of work of on-line calculator AlcoDrinks on correct determination of volatile compounds, including ethanol, in alcohol products is given. Calculator can be found in Internet at address <http://inp.bsu.by/calculator/vcalc.html>.

ФРЕЙМВОРК eLab ДЛЯ ШИРОКОГО КРУГА ПРИЛОЖЕНИЙ

С. Н. Сытова, С. В. Черепица, А. Л. Мазаник, А. Н. Коваленко

Введение

В связи с наметившейся мировой тенденцией перехода на свободное программное обеспечение (СПО) и ограничением на использование продуктов Microsoft и других международных компаний возникает необходимость разработки программных систем, работающих не только под управлением операционной системой Windows, но и, например, под различными версиями Linux. В 2010 г. было принято Распоряжение Правительства Российской Федерации №2299-р об утверждении плана перехода федеральных органов исполнительной власти и федеральных бюджетных учреждений на использование СПО. В 2014–2020 гг. запланирован перевод технологических сервисов российского электронного правительства, разработанных на лицензионном коммерческом ПО (Oracle, IBM и Microsoft) и использующих технологически не нейтральное аппаратное и системное обеспечение (ОС Solaris, ПО Oracle, VMware, Symantec и Microsoft, архитектура SPARC и др.), на свободное ПО и доверенное (лишенное незадекларированных возможностей) аппаратное и системное обеспечение. В связи с вхождением России, Беларуси, Казахстана, Армении и Кыргызстана в Таможенный Союз Евразийского экономического союза (ЕАЭС) и процессами унификации законодательства во всех областях жизнедеятельности переход на СПО становится актуальным для этих стран.

Свободное ПО – это широкий спектр ИТ-продуктов, защищённых свободными лицензиями, предусматривающих неограниченные установку, запуск, а также их свободное использование, изучение, распространение и изменение. Использование такого ПО облегчает процессы обеспечения и верификации безопасности разрабатываемых программных продуктов, позволяя проводить полноценные процедуры сертификации, поскольку исходные коды СПО, а также техническая документация, описывающая архитектуру продукта, протоколы и стандарты взаимодействия открыты.

В современном мире электронный документооборот – это важный сервис по работе с документами, представленными в электронном виде, реализующий принципы «безбумажного делопроизводства». В настоящее время в мире, в том числе в странах ЕАЭС, присутствует целый ряд готовых решений ЛИС (лабораторная информационная система или LIMS – сокр. от *Laboratory Information Management System*) и СЭД (система электронного документооборота), которые могут быть настроены под цели и задачи заказчика. Рынок таких продуктов в последние годы является одним из самых динамично развивающихся сегментов ИТ-индустрии. Следует отметить, что программных продуктов, сочетающих свойства ЛИС и СЭД, разработанных на основе свободного ПО и доверенного системного обеспечения, практически нет. Фреймворк eLab, являющийся ЛИС с элементами СЭД, на основе СПО закрывает эту нишу.

Данная статья посвящена описанию фреймворка eLab, программных продуктов, разработанных на его основе, а также вариантов его применения.

Описание фреймворка eLab

Фреймворк eLab представляет собой каркас программной системы, несущий в себе гнезда, в которых размещаются сменные модули и точки расширения. Это электронная система клиент-серверной архитектуры, разработанная на основе свободного ПО: Debian GNU/Linux, Web-server Apache, сервер баз данных Firebird с использованием сервера приложений PHP. Система работает под управлением операционных систем Windows и Linux через Web-интерфейс в многопользовательском режиме с разделением прав доступа посредством широко распространённых браузеров: Internet Explorer, Mozilla Firefox, Google Chrome, Opera и др.

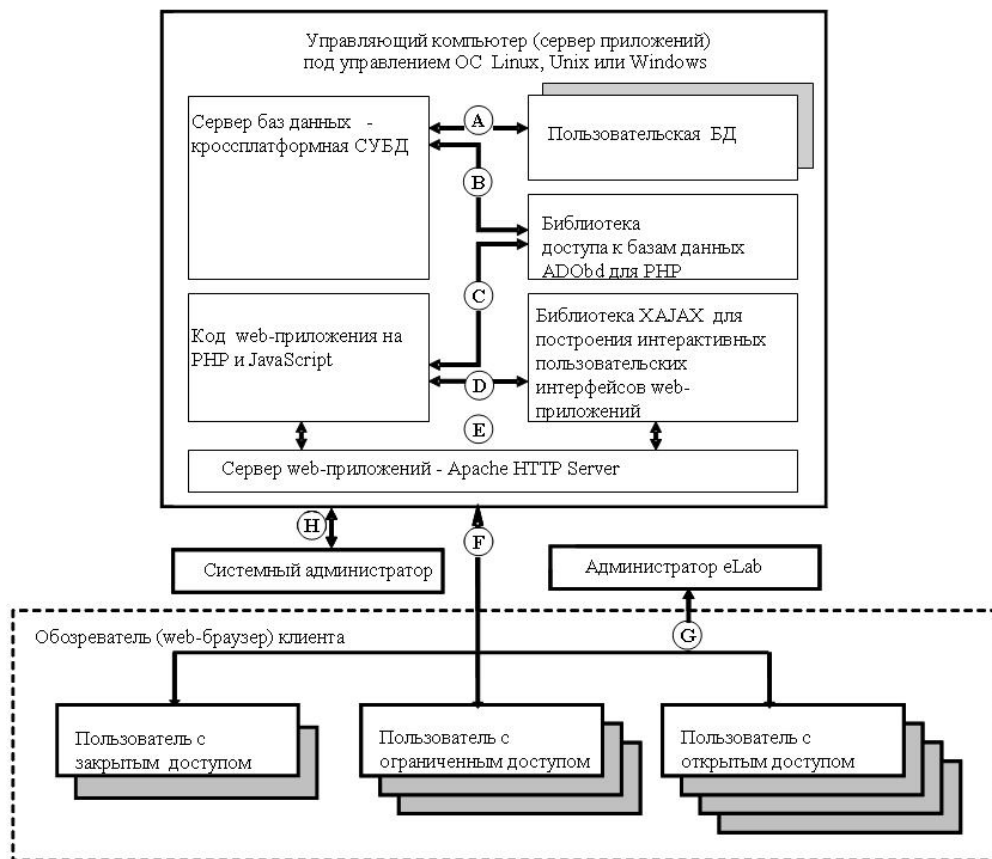


Рис.1. Архитектура фреймворка eLab

Укажем отличительные особенности фреймворка eLab: разделение баз данных (БД) на системную базу данных и пользовательские базы данных, сохранение текущих состояний пользовательского интерфейса, работа в реальном режиме времени с открытием страниц с данными менее чем за пол-секунды при работе во внутренней (корпоративной) сети. Таким образом, в рамках фреймворка eLab удачно использованы современные информационные технологии с целью

создания удобной, быстрой и надежной ЛИС с элементами СЭД, легко модифицируемой и адаптируемой под условия проекта.

Рассмотрим архитектуру (см. Рис.1) фреймворка eLab. Основными компонентами системы являются управляющий компьютер (сервер приложений), сервер баз данных, пользовательские БД, сервер web-приложений, код web-приложения, библиотека доступа к базам данных, библиотека для построения интерактивных пользовательских интерфейсов web-приложений, обозреватель (web-браузер) клиента, администратор eLab, системный администратор, 3 категории пользователей. Здесь указаны следующие потоки данных между основными компонентами системы:

- А. потоки данных между сервером БД Firebird и пользовательскими БД;
- В. потоки данных на уровне библиотеки ADOdb и СУБД Firebird;
- С. взаимодействие web-приложения eLab с пользовательскими базами данных через библиотеку ADOdb и СУБД Firebird;
- Д. внедрение XAJAX библиотеки в web-приложение eLab;
- Е. формирование и обработка HTTP(S) запросов сервером web-приложений Apache;
- Г. передача данных от сервера к клиенту и обратно через сервер web-приложений;
- Г. взаимодействие администратора eLab с системой eLab;
- Н. взаимодействие системного администратора с сервером приложений и системой eLab.

Взаимодействие потоков данных (см. Рис.2) происходит следующим образом. Система и данные размещаются на управляющем компьютере сети – сервере приложений. Системный администратор имеет полный и непосредственный доступ к серверу приложений, включая базы данных. Он отвечает за функционирование, защиту и безопасность серверных приложений и данных. Пользователи являются клиентами системы и взаимодействуют с системой и данными по сети Интернет или по внутренней (корпоративной) сети посредством браузера, который установлен и используется на рабочей станции пользователя. В качестве рабочей станции могут использоваться персональные настольные компьютеры, ноутбуки, планшеты и смартфоны. Потоки данных между клиентами и Web-приложением в обоих направлениях осуществляются через web-сервер Apache, который обеспечивает проверку, фильтрацию и перенаправление HTTP(S)-запросов. Интерактивный интерфейс пользователя формируется на сервере приложений и отображается в окне обозревателя на рабочей станции через серверную (на PHP) и клиентскую (на JavaScript) части прослойки XAJAX в соответствии с HTTP(S) запросами пользователя. Интерфейс включает в себя пользовательские элементы – ссылки, кнопки, списки, таблицы и другие DOM-элементы, где поддерживается динамическое обращение к серверу по технологии AJAX, что позволяет изменять содержимое обозревателя без перезагрузки всей страницы (содержимого окна) целиком. Все программные модули в виде отдельных web-приложений выполнены в едином стиле с использованием одинакового пользовательского интерфейса и подключены к пользовательским базам данных организации.

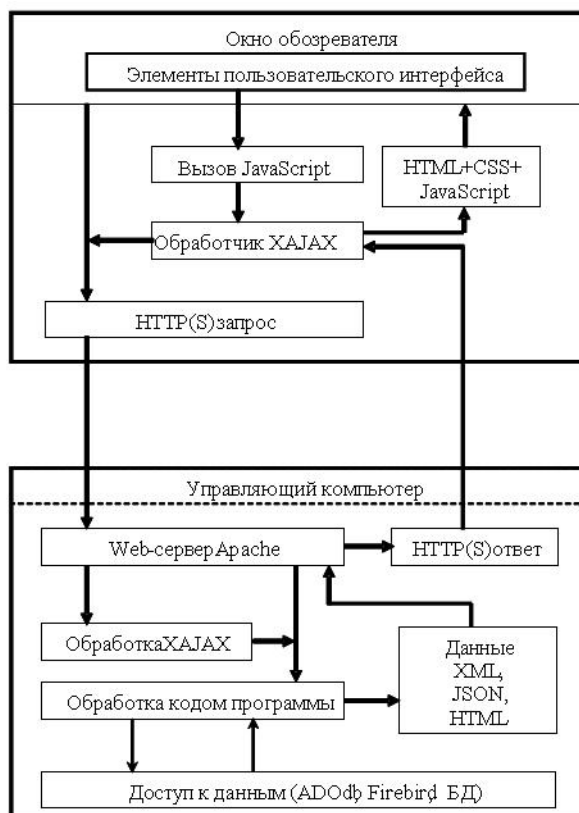


Рис.2. Потоки данных фреймворка eLab

Отличительной особенностью системы eLab как лабораторной информационной системы является разделение баз данных на пользовательские БД и системную БД, что позволяет легко настраивать систему под требования заказчика. Системная БД предназначена для управления подключениями к пользовательским базам данных, для управления пользователями и правами доступа, а также для управления и хранения текущего состояния системы и web-интерфейса для каждого пользователя (см. Рис.1). Пользовательские базы данных являются хранилищами информации, специфичной для каждого приложения фреймворка eLab. Пользовательские БД автономны. Они не связаны с архитектурой, структурой и данными управляющей системы и друг с другом. В общем случае, они могут являться БД под управлением разных СУБД. Например, системная база данных использует Firebird в качестве сервера баз данных, а база данных eLab-Atom (см. ниже) работает под управлением MS SQL. Систему eLab можно подключить к базам данных предприятия, включая базы данных такого известного продукта как 1С «Предприятие», работающем под управлением PostgreSQL или MS SQL. Более того, пользовательские базы данных могут быть «разнесены в пространстве» и находиться на совершенно разных серверах. Благодаря такой особенности системы eLab повышается уровень безопасности как системных, так и пользова-

тельских данных, поскольку введены разграничения между администрированием баз данных и администрированием пользовательских данных в каждой конкретной БД. Функциональность системы eLab настраивается и определяется содержанием системной БД. А содержание пользовательских баз данных может варьироваться от данных по горючим и смазочным материалам (ГСМ), мясо-молочной промышленности, взрывчатым и другим опасным веществам и т.д. Ниже дается краткое описание реализаций фреймворка eLab с характеристикой конкретных решенных пользовательских задач.

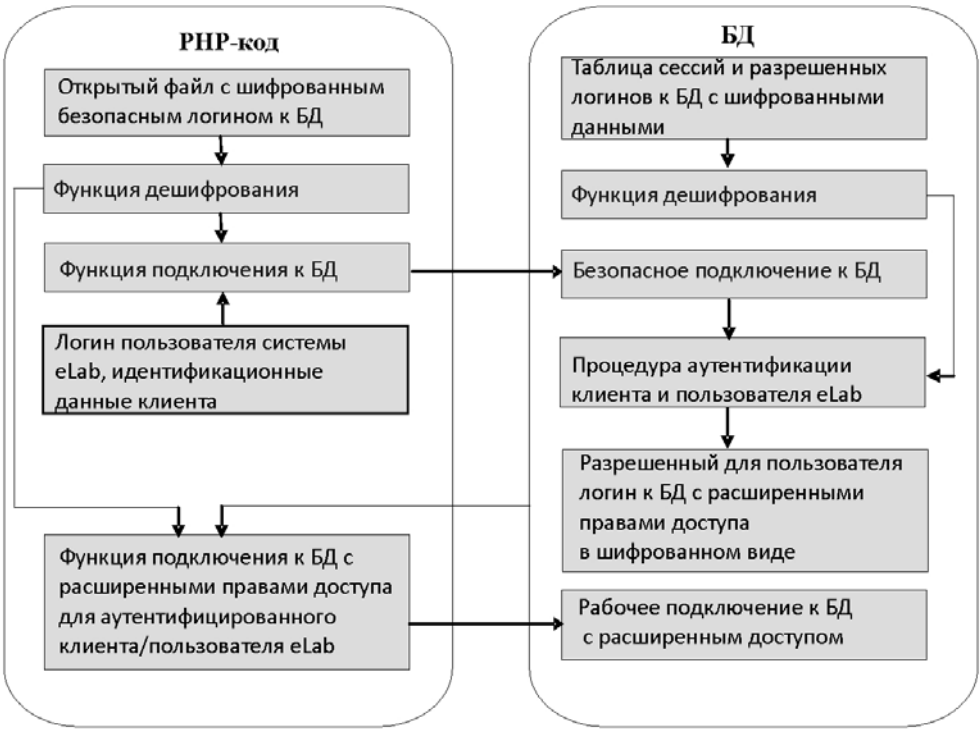


Рис.3. Схема подключения к БД

В процессе создания системы eLab с целью повышения безопасности был разработан алгоритм подключения пользователей к базам данных, где для первого подключения к любой БД, в том числе к системной БД eLab, требуется указать соответствующий логин к БД. Это справедливо для всех аналогичных систем. Как правило, параметры доступа к БД прописываются в защищенном конфигурационном файле системы с открытым кодом. В eLab кроме защиты конфигурационного файла применяется еще и защита данных в этом файле путем шифрования последних.

В конфигурационном файле зашифрован безопасный логин к БД, с помощью которого можно выполнить только одну хранимую в базе данных процедуру. Доступ к другим объектам и данным для данного логина ограничен. Указан-

ная процедура принимает на входе идентификационные параметры клиента и в случае удачной авторизации возвращает новый логин с расширенными правами доступа к базе данных, который закрепляется за пользователем и в дальнейшем используется для доступа пользователя к БД. При этом указанные логины с расширенными правами доступа недоступны в явном виде для пользователя ни на стороне клиента, ни на стороне сервера приложений.

Логины с расширенными правами доступа защищены на стороне сервера БД. Идентификационные параметры и логины хранятся в базе данных в зашифрованном виде и передаются по сети также в зашифрованном виде независимо от протокола обмена (HTTP или HTTPS). Для обеспечения такого механизма потребовались одинаковые алгоритмы шифрования данных, как на стороне сервера приложений, так и на стороне сервера баз данных. С этой целью были разработаны на языке PSQL и внесены в системную базу данных соответствующие алгоритмы шифрования, которые хранятся в специальной защищенной правами доступа таблице и скрыты от пользователей, подключающихся к базе данных с помощью безопасного логина. Схема подключения к БД изображена на Рис.3.

Важным в системе eLab является сохранение для каждого пользователя текущих состояний пользовательского интерфейса, включая данные вводимые пользователями в соответствующие элементы редактирования. В web-приложениях этому вопросу не всегда уделяется должное внимание. В качестве примера таких приложений приведем Информационную систему Регулирующего органа RAIS МАГАТЭ (ее описание см. ниже), систему управления обучением Moodle и др.

Рассмотрим часто встречающуюся ситуацию: пользователь вводит данные на текущей web-странице. В процессе набора требуется переключиться на другую страницу, чтобы посмотреть, скопировать или вспомнить часть информации из другого раздела без подтверждения сохранения текущих данных, а затем вернуться на прежнюю страницу для продолжения ввода данных с прежнего места. Зачастую набранные данные теряются и их приходится набирать заново. В системе eLab разработан собственный механизм сохранения промежуточных (в том числе, межстраничных) данных, опирающийся на стандартные возможности языка PHP и протокола HTTP с учетом поведения и логики работы стандартных браузеров. Причем в eLab не используются скрытые поля или специальные cookie-наборы, а также механизм view state технологии ASP.NET. В системе eLab вводимая клиентом информация сохраняется в системной базе или в специальном файле (аналогично файлу сессии) на сервере и восстанавливается каждый раз при загрузке соответствующей страницы. Конфиденциальность этих данных обеспечивается теми же правами доступа клиента к БД и настройками сервера web-приложений Apache и файловой системы.

Приложения фреймворка eLab

Основа фреймворка eLab была заложена разработкой системы электронного документооборота E-lab в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Инфотех» (2006–2008). Система внедрена в учеб-

ный процесс ведущих белорусских вузов страны (Белорусский государственный университет, Белорусский государственный технологический университет, Белорусский национальный технический университет), химико-токсикологической лаборатории Минского городского наркологического диспансера.

E-lab ГСМ

В 2012 г. лабораторная информационная система «Электронная система контроля качества и управления запасами горючих и смазочных материалов E-lab ГСМ» поставлена на боевое дежурство в 202 Химмотологическом центре горючего для контроля качества и учета ГСМ Вооруженных Сил Республики Беларусь. В 2013 г. она внедрена в белорусском отделении российской компании ГазПромНефть.

Электронная система «E-lab ГСМ» включает в себя модули: «E-lab Анализатор» для управления образцами и контроля качества горюче-смазочных материалов; «E-lab Освежение» для управления запасами ГСМ; «E-lab Прейскурант» для расчёта стоимости платных услуг, оказываемых аккредитованной лабораторией в части проведения испытаний ГСМ. Она решает следующие производственные задачи:

- управление образцами, поступающими на испытания, регистрация результатов испытаний, паспортизация и контроль качества ГСМ, ведение лабораторных журналов по установленным нормам в соответствии с системой менеджмента качества (СМК) предприятия;
- определение показателей качества в рамках проводимых испытаний, строго регламентирующихся нормативной базой и списком параметров испытаний, позволяя чётко контролировать выполнение работы, минимизировать издержки и обеспечить эффективное использование оборудования и расходных ресурсов;
- управление складом расходных материалов, включая химические реактивы, учет и контроль средств измерений и испытательного оборудования, расчет калькуляций и прејскурантов цен на услуги по проведению испытаний ГСМ в соответствии с нормами и тарифами, устанавливаемыми белорусским законодательством и в рамках СМК предприятия, управление соответствующей документацией с формированием итогового пакета документов;
- ведение документооборота в части работы с заказчиками, включая систему ведения договоров, управление счетами-нарядами и актами выполненных работ по установленным нормам;
- управление запасами ГСМ длительного хранения, включая управление складами и резервуарами хранения ГСМ, контроль и прогнозирование состояния ГСМ, формирование сводных планов состояния ГСМ для всех структурных единиц.

Система «E-lab ГСМ» позволила оптимизировать производственные процессы, существенно сократить время на регистрацию образцов и результатов испытаний, выписку паспортов, поиск соответствующих записей в лабораторных журналах, уменьшить время и полностью исключить ошибки операторов при создании документов, повысить производительность лаборатории, повысить ка-

чество выполняемых работ и качество контроля за выполнением работ. Система работает надежно, в круглосуточном режиме без сбоев, полностью обеспечивает защиту от несанкционированного доступа и обладает высокой скоростью отклика на пользовательские запросы, обеспечивает наглядность и доступность информации, что существенно упрощает работу пользователей, не допуская их к информации, выходящей за пределы их прав доступа [1–3]. Ее длительная эксплуатация продемонстрировала высокий технический уровень разработки, обеспечивающей работу в соответствии с СМК предприятия международного стандарта ИСО/МЭК 17025-2007 «Общие требования к компетенции испытательных и калибровочных лабораторий».

Также реализована система электронного управления образцами испытательной лаборатории по контролю качества в мясо-молочной промышленности.

Портал ядерных знаний BelNET

С начала 2000-х годов Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) уделяет огромное внимание управлению ядерными знаниями, в том числе разработке специализированных порталов ядерных знаний на различных уровнях. В результате этой работы в мире постепенно складывается единое информационное пространство в области ядерных знаний [4, 5]. Развитие атомной отрасли Беларуси ставит задачи подготовки квалифицированных специалистов в соответствующих областях науки и технологий, в том числе ядерной, нейтронной и реакторной физики, физики ионизирующих излучений, применении ядерно-физических методов в различных областях науки и техники, ядерной медицины и т. д. В связи с этим актуальным является создание в стране портала управления ядерными знаниями. Предложения по созданию учебно-научного портала ядерных знаний BelNET (Belarusian Nuclear Education and Training Portal), который бы в перспективе мог перерасти в общенациональный портал ядерных знаний, содержатся в [6, 7].

Цель портала – объединение информационных ресурсов, позволяющее создателям и потребителям знаний взаимодействовать друг с другом и предоставляющее им единый защищенный доступ к информации и виртуальные каналы коммуникаций для совместной работы над документами из географически разнесенных мест через единый web-интерфейс в режиме коллективной работы со строгой персонализацией и разграничением права доступа к ресурсам: данным, сервисам, приложениям, документам.

Социально-экономическая значимость и настоятельная необходимость создания такого портала заключается в обеспечении быстрого доступа к необходимой информации, накоплении, сохранении и преумножении знаний на уровне, гарантирующем безопасное, устойчивое и эффективное развитие ядерной энергетики и промышленности страны, а также популяризации ядерных знаний с целью привлечения в эту область способных молодых людей и создания позитивного имиджа ядерной энергетики.

В основе программной части портала лежит фреймворк eLab. Пилотный проект портала расположен по адресу <https://bsu.inpnet.net/belnet/> (см. Рис.4).

Здесь реализованы все основные необходимые функции портала, включая возможность удаленной правки структуры портала и занесения новых документов, разнообразной сортировки и фильтрации, а также два уровня доступа к документам в зависимости от прав пользователей. Фактически в рамках данной работы была создана оригинальная система управления контентом, предоставляющая в том числе возможность ввода текста, формул в LaTeX-подобной форме, загрузки различных типов файлов, ссылок, видео, фотографий и картинок.



Рис.4. Экранная копия работы портала BelNET

Следует подчеркнуть, что процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний ядерными знаниями, разработка специализированных материалов для системы дистанционного обучения – процесс трудоемкий и длительный. И в этом смысле работа по созданию портала ядерных знаний находится в самом начале.

Система eLab-Atom

В качестве примера крупной специализированной ЛИС можно привести программное обеспечение Информационной системы Регулирующего органа RAIS 3.3 Web (Regulatory Authority Information System), доступное на сайте МАГАТЭ <http://www-ns.iaea.org/tech-areas/regulatory-infrastructure/rais.asp?s=3> для свободного скачивания и установки. МАГАТЭ указывает, что данное ПО работает в более чем 70 странах мира. Несмотря на это, RAIS 3.3 не лишен недостатков. Система развёртывается только под операционной системой Windows с опреде-

лёнными версиями SQL Server и IIS, .NET. Перевод пользовательского интерфейса не закончен. Справочники баз данных, список видов деятельности существуют только на английском языке. Список производителей и список типов оборудования не включает производителей Таможенного Союза. Возможность расширения БД (добавление полей и запросов) требует от администратора системы знания MS SQL на уровне эксперта.

Нами был разработан вариант аналогичной по функционалу системы, лишенной недостатков RAIS: на основе фреймворка eLab создано ПО по управлению учетом источников ионизирующего излучения eLab-Atom.

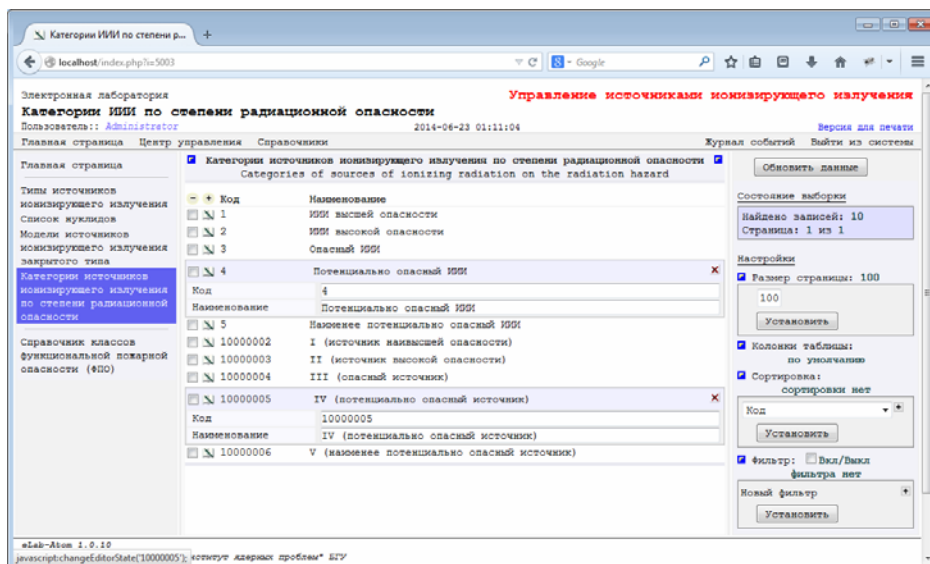


Рис.5. Экранная копия работы системы eLab-Atom

Назначение и основные задачи ПО управления источниками ионизирующих излучений в соответствии с действующим законодательством Республики Беларусь состоят в обеспечении и проведении регистрации радиоактивных источников, обеспечении учета и контроля состояния радиационной безопасности, отслеживании и предоставлении информации о состоянии радиоактивных источников, в том числе находящихся на хранении и захороненных, контроле обращения радиоактивных источников, обеспечении надзора за радиационной безопасностью источников ионизирующего излучения, содействии правоохранительным органам при расследовании случаев незаконного оборота радиоактивных источников и радиологических чрезвычайных ситуаций, анализе состояния безопасности при обращении с источниками ионизирующего излучения и обеспечении информированности соответствующих органов Республики Беларусь, а также уполномоченных международных организаций в соответствии с обязательствами Республики Беларусь. Система eLab-Atom реализует указанные задачи. Экранная копия работы системы представлена на Рис. 5.

Заключение

Таким образом, фреймворк eLab на основе свободного программного обеспечения представляет собой хорошо проработанный программный продукт [8–10], находящийся в постоянной эксплуатации, легко модифицируемый и адаптируемый под условия проекта.

Еще раз подчеркнем отличительные особенности системы: возможность расширять функциональность системы, настраиваемый пользовательский интерфейс и сохранение его текущих состояний, быстрая и удобная система сортировки, фильтрации и поиска данных, автоматическое обновление и отображение текущего состояния выборки, простой механизм вставки, редактирования, удаления записей, редактирование одновременно нескольких записей, проверка правильности вводимых данных, отмена ошибочно введенных данных, исключение дублирования вводимой информации, автоматическая генерация выходных документов для отчетов по установленной форме, возможность пользователю вносить изменения в шаблоны итоговых документов, разделение полномочий пользователя, исключение человеческого фактора и связанных с ним ошибок при формировании регистрационных записей в журналах и выходных документах.

Укажем также некоторые перспективные применения программных продуктов, которые могут быть разработаны на основе фреймворка eLab: лабораторная информационная система в атомной энергетике; система учета и контроля оборота взрывчатых и других опасных веществ в Вооруженных Силах Республики Беларусь; система учета и контроля опасных веществ в области криминалистики и судебной экспертизы; система учета и контроля радиоактивных отходов, системы БД для сейсмического и другого мониторинга; система электронного управления образцами испытательной лаборатории в области анализа стали и сплавов; система электронного управления образцами испытательной лаборатории в области диагностики маслonaполненного оборудования в подразделениях Минэнерго, включая атомную энергетику; система учета и контроля источников ионизирующего излучения для международного использования МАГАТЭ.

Работа выполняется в рамках ГНТП «Интеллектуальные информационные технологии».

Литература

1. Черепица С. В. и др. // Материалы «Международный конгресс по информатике: информационные системы и технологии» (Минск, 31 окт.–3 ноября 2011 г.). С. 223–227
2. Charapitsa S. V. et al. // Abstr. 17 Int. Conf. “Mathematical Modelling and Analysis” (June 6–9, 2012, Tallinn, Estonia). P.30
3. Черепица С. В. и др. Электронная система контроля качества и управления запасами горючих и смазочных материалов «E-Lab ГСМ». Деп. в ГУ «БелИСА» 26.01.2013, № Д20130. Минск, 2013. 85 с
4. International Atomic Energy Agency GC(47)/RES/10. Strengthening of the Agency’s Activities Related to Nuclear Science, Technology and Applications. Part B: Nuclear Knowledge. 2003

5. Knowledge management for nuclear research and development organizations. IAEA-TECDOC-1675. 2012
6. *Сытова С. Н., Черепица С. В., Лобко А. С.* // Труды Международного конгресса по информатике «Информационные системы и технологии – CSIST’2013» (Минск, 4–7 ноября 2013 г.). С.254–259
7. *Дубовская И. Я. и др.* // Международная научно-техническая конференция, приуроченная к 50-летию МРТИ–БГУИР (Минск, 18–19 марта 2014 года) : материалы конф. В 2 ч. Ч. 1. С.450–451
8. *Бычков С. М. и др.* Система управления лабораторной информацией. Свидетельство Национального центра интеллектуальной собственности РБ о регистрации компьютерной программы №051, 12.12.2008
9. *Коваленко А. Н. и др.* Система электронного документооборота испытательной лаборатории по контролю качества топлив для тепловых двигателей. Свидетельство Национального центра интеллектуальной собственности РБ о регистрации компьютерной программы №677, 27.06.2014
10. *Коваленко А. Н. и др.* Компьютерная программа системы управления источниками ионизирующего излучения. Свидетельство Национального центра интеллектуальной собственности РБ о регистрации компьютерной программы №683, 08.07.2014

FRAMEWORK eLab FOR A WIDE RANGE OF APPLICATIONS

S. N. Sytova, S. V. Charapitsa, A. L. Mazanik, A. N. Kavalenka

Free software is a wide range of information products that are protected by free licenses allowing unlimited installation, start-up, free use, study, dissemination and their modification. Nowadays on the IT market there is a small number of electronic document management systems (EDMS) and laboratory information systems (LIMS), developed on the basis of free and trusted (devoid of undeclared capabilities) system software.

The framework eLab is a LIMS with elements of EDMS. It is an electronic system of client-server architecture based on free software: Debian GNU/Linux, Web-server Apache, the Firebird database server using the application server PHP. It runs under Windows and Linux via Web-based multi-user access with separation of user access rights through the widely used browsers. eLab is easily modifiable and adaptable to the conditions of the project. All software modules are realized as separate web-based applications in the same style with the same user interface. It is connected to the organization databases.

The paper describes developed software products based on framework eLab: electronic system of quality control and inventory management of fuels and lubricants “E-lab Fuel”, portal of nuclear knowledge BelNET, software of management of ionizing radiation sources eLab-Atom. There are also mentioned some possible applications of software products on the basis of framework eLab: laboratory information system in the nuclear industry; system of accounting and traffic control of explosives and other dangerous substances in the Armed Forces and others.

ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТЕНТА УЧЕБНО-НАУЧНОГО ПОРТАЛА ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ BelNET

С. Н. Сытова¹, М. Д. Дежурко², И. Я. Дубовская², И. М. Кимленко²,
А. Н. Коваленко¹, А. С. Лобко¹, А. Л. Мазаник¹, Н. И. Поляк²,
Т. А. Савицкая², Т. П. Сидорович³, А. И. Тимошенко², С. В. Черепица¹

¹Институт ядерных проблем БГУ,

²Белорусский государственный университет,

³Брестский государственный технический университет

Введение

Создание специализированного учебно-научного портала ядерных знаний BelNET <https://bsu.inpnet.net/belnet/>, название которого расшифровывается как **Belarusian Nuclear Education and Training** (см. Рис.1), является важной задачей на этапе строительства Белорусской АЭС. Это связано с рекомендациями Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ). Каждая страна, формирующая атомную отрасль, должна иметь свой собственный национальный портал ядерных знаний, который интегрирован в мировую систему управления ядерными знаниями. Созданный специализированный учебно-научный портал ядерных знаний BelNET мы рассматриваем как первый этап в создании национального портала.



Рис. 1. Портал BelNET. Раздел «Основные принципы»

Принципы организации доступа пользователей портала BelNET:

- многопользовательский режим;
- ввод данных через заполнение веб-форм в on-line режиме;
- разделение прав доступа разных категорий пользователей к данным и пользовательскому интерфейсу;
- работа через Web-интерфейс посредством широко распространённых браузеров: Mozilla Firefox, Google Chrome, Opera и др.

Контент портала

Одним из первых шагов при создании портала была формулировка его целей, задач и миссии. Итак, миссия портала BelNET – формирование благоприятной информационной, социально-культурной и образовательной среды для устойчивого развития атомной энергетики страны. Основные цели и задачи портала ядерных знаний – целенаправленно управлять информационными ресурсами, знаниями и компетенциями ядерной отрасли страны, сохранять, поддерживать и развивать эти знания на уровне, который обеспечивает безопасное, устойчивое и эффективное развитие ядерной энергетики и промышленности страны. Актуальным является также научно-популярная пропаганда ядерных знаний с целью привлечения в эту область самых способных молодых людей и повышения имиджа ядерной отрасли. Дальнейший шаг – разработка таксономии (иерархической структуры портала) и разработка собственных материалов.

Контент любого портала – это информация, размещённая на его страницах. Процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний, разработка специальных материалов для системы дистанционного обучения – процесс трудоемкий и длительный. Очевидно, что формирование контента портала является творческим процессом, который требует нетривиального подхода на каждом этапе своего осуществления.

В настоящий момент ведется работа над заполнением следующих разделов портала:

- Менеджмент ядерных знаний,
- Ядерная энергетика как фактор стабильного энергетического развития,
- Фундаментальная наука,
- Прикладная наука,
- Глоссарий,
- Аналитический обзор терминов,
- Лабораторные работы для школьников и студентов,
- Радиохимия,
- Водно-химические режимы АЭС,
- Биографии ученых Беларуси.

Общее количество документов портала BelNET в настоящее время превышает 400. Контент в области ядерных знаний включает глоссарий, монографии, учебники, материалы международных научных конференций, аналитический

обзор терминов «Физика ионизирующего излучения» и «Дозиметрические единицы» с учетом регламентирующих и стандартизирующих документов. Включены учебные модули «Менеджмент ядерных знаний» и «Ядерная энергетика как фактор стабильного энергетического развития». Эти модули созданы в виде подкастов. Они включают лекции в формате аудио- и видеофайлов, тестовые задания к ним и лабораторные работы.

Создан цикл лабораторных работ по изучению прохождения ионизирующего излучения через вещество, которые можно выполнить, используя общедоступные интернет-ресурсы. Эти лабораторные работы предназначены школьникам, студентам младших курсов, а также любым интернет-пользователям, интересующимся данной тематикой.

Далее рассмотрим подробнее некоторые разделы контента портала BelNET.

Менеджмент ядерных знаний

По предложению Дэниела Белла современные экономисты и социологи рассматривают нынешнюю стадию развития человечества как постиндустриальное общество с огромным багажом знаний [3]. В наш лексикон прочно вошел такой термин как инновационный университет с присущим ему треугольником знаний: образование, наука, инновации. Появились термины: трансфер знаний, управление знаниями и брокеринг знаний. В концепцию менеджмента – управления знаниями входит положение о необходимости передачи и сохранения знаний [4]. Известный английский физик, химик и философ Майкл Полани предложил удачную метафору: все знания – это айсберг, надводная часть которого – явные знания, представленные в книгах, базах данных и т. д. А подводная часть – неявные знания, которые имеются у специалиста с опытом и нигде не зафиксированы. Именно их нужно передавать и сохранять в первую очередь.

Среди областей, для которых сохранение неявных знаний в настоящее время является наиболее критичным, особое место занимают ядерные знания, так как именно в ядерной отрасли во всем мире наметилась тревожная тенденция старения кадров при отсутствии притока молодых специалистов. И это касается не только представителей ядерных специальностей, но и профессорско-преподавательского состава, ответственного за подготовку кадров.

Республика Беларусь – молодая ядерная страна, где проблемы старения кадров еще нет. Здесь ядерная энергетика и система ядерного образования находятся в стадии развития. Поэтому задачей номер один в нашей стране является создание системы национального ядерного образования, а задачей номер два – привлечение лучших абитуриентов к получению образования в области ядерных наук и технологий. В таких условиях необходима оптимизация учебного процесса и ориентация образования в целом на практическое обучение.

Следует учитывать тот факт, что нынешнее поколение молодых людей – это поколение интернета. Большую часть сведений современный студент получает из интернета. Поэтому возникает задача – повышать грамотность студентов,

прививая им навыки обращения с информацией и умения каталогизировать. Создание и функционирование портала ядерных знаний на базе учреждений образования может использоваться для повышения интернет-культуры молодежи, а также для предоставления доступа для студентов и преподавателей к информационным ресурсам МАГАТЭ.

Белорусский государственный университет является одним из основных исполнителей Государственной программы подготовки кадров для ядерной энергетики Республики Беларусь на 2008–2020 годы. Главной целью программы является организация системы комплексной подготовки кадров, обеспечивающей получение знаний и навыков, необходимых для строительства и безопасной эксплуатации атомной электростанции, обеспечения ядерной и радиационной безопасности, безопасности персонала АЭС, населения и окружающей среды. Осознавая высокую ответственность за обеспечение качественной подготовки специалистов для инфраструктуры будущей АЭС, БГУ на основе мирового опыта успешно разрабатывает новые инновационные образовательные технологии и продукты. Среди них – специализированный портал ядерных знаний, где сосредоточена систематизированная учебная информация, новости, статьи, публикации, отчеты, обзоры конференций, ссылки на информационные интернет-ресурсы и др.

Концепция менеджмента ядерных знаний стала для МАГАТЭ приоритетным направлением в XXI столетии и предполагает создание знания, его идентификацию, передачу, защиту, оценку, хранение и распространение [5–10].

Содержание модуля «Менеджмент ядерных знаний» портала BelNET включает информацию о менеджменте ядерных знаний как интегрированном, систематическом подходе к процессу идентификации, получения, преобразования, развития, распространения, использования, передачи и сохранения знаний, значимых для достижения поставленных целей. Показаны и разъяснены основные функции менеджмента ядерных знаний, к которым следует отнести управление знаниями и формирование инновационной корпоративной культуры, способствующей обучению сотрудников и производству инноваций. Дана интерпретация понятий: данные, информация, знания, компетенции. Показано деление знаний на явные и неявные, и проанализированы способы передачи каждого вида знаний. Рассмотрена модель взаимопревращения скрытых и явных знаний, которая получила название «петля или спираль познания». Охарактеризованы причины возрастания роли ядерных знаний в современных условиях. При этом отмечено, что особенностью ядерных знаний является их большой объем, накопленный цивилизацией в области физики, атомной инженерии, металлургии, химии, информационных технологий, а также то, что для их создания и передачи требуются высококвалифицированные преподаватели, современные методические пособия, государственные инвестиции и специальное оборудование, в частности, необходимы исследовательские реакторы, число которых во всем мире, к сожалению, сокращается, а не растет [11].

Ядерная энергетика как фактор стабильного энергетического развития

Модуль с таким названием включает следующие разделы: аналитический обзор современного состояния энергетики в мире, перспективы развития возобновляемых источников энергии и ядерной энергетики, историю развития ядерной энергетики, краткую информацию о международных проектах INPRO (МАГАТЭ) и GIF-4, разработанных для решения проблем развития ядерной энергетики, основные противоречия современного этапа развития ядерной энергетики, вопросы ядерной культуры. Здесь показано, что проблемы ядерной энергетики носят системный характер, от их решения зависит не только прогресс человечества, но и сохранение цивилизации. Эти проблемы взаимосвязаны, охватывают многие стороны жизни людей и касаются всех стран мира. Обострение тех или иных аспектов носит динамический характер, в зависимости от социополитического окружения, которое возникает как объективный фактор развития. В настоящее время стало очевидным, что для своего решения проблемы ядерной энергетики требуют объединения усилий всего человечества. В этой связи в модуле уделяется внимание анализу развития ядерной энергетики в свете глобальных проблем человечества: угрозы терроризма, необратимого загрязнения окружающей среды и необходимости преодоления разрыва в развитии между странами. При этом подчеркивается та значительная роль, которую играет ядерная наука и техника в жизни человечества, несмотря на то, что многие вопросы, связанные с ядерной энергетикой, до сих пор являются предметом острейших дискуссий.

Фундаментальная и прикладная наука

Разделы «Фундаментальная наука» и «Прикладная наука» содержат материалы нескольких международных конференций, которые проводились в БГУ в 2014–2015 гг. Это – 64 международная конференция "ЯДРО-2014" (Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий), которая проходила в БГУ 1–4 июля 2014 года, 4-я Международная конференция ИСМАРТ-2014 (Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии), 12–16 октября 2014 года, Международное рабочее совещание «Современные ядерно-физические методы исследования в физике конденсированных сред» (ЯМКС-2015), 15–16 сентября 2015 г. В данный раздел также вошли материалы монографий и научных трудов ведущих белорусских ученых.

Глоссарий

Работа над контентом портала BelNET показала имеющуюся несогласованность в определении терминов, встречающихся в литературе и в интернете, противоречивость между ними, в том числе между терминами, принятыми в документах МАГАТЭ [5–9] и используемыми часто в учебной литературе [12–14]. Поэтому стала очевидной необходимость разработки собст-

венного выверенного глоссария по ядерной тематике, снимающего многие вопросы и разночтения.

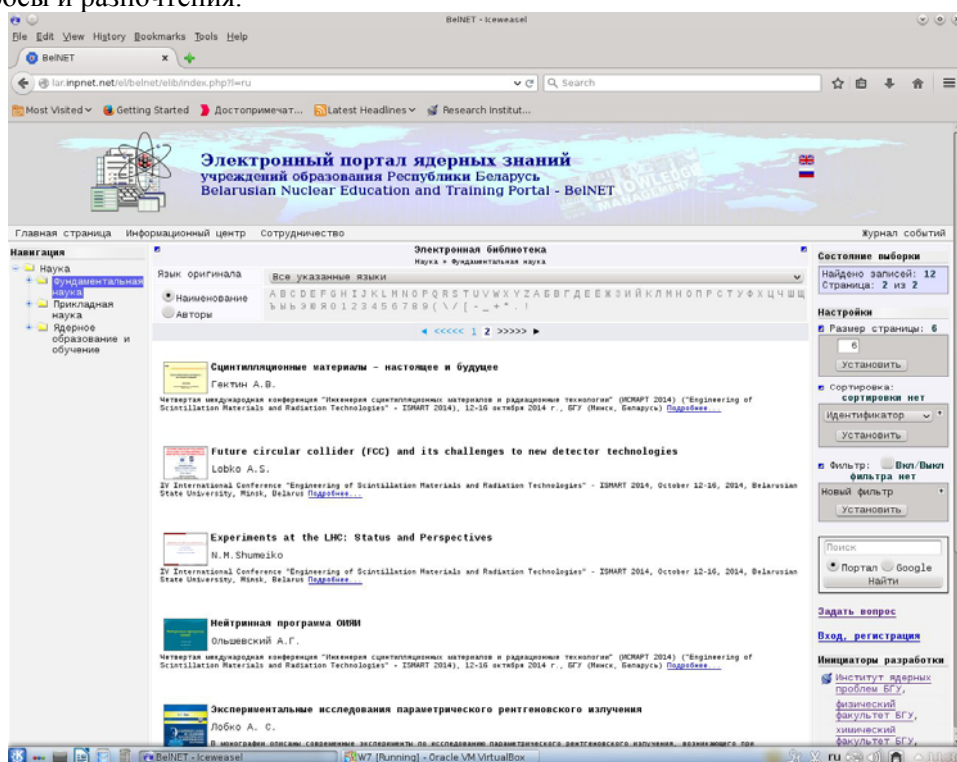


Рис. 2. Портал BelNET. Раздел «Фундаментальная наука»

Первым этапом в создании глоссария был сбор терминов и их определений по разделам ядерной физики и энергетики, физики ионизирующих излучений, ядерной и радиационной безопасности, а также ядерных материалов и радиационного материаловедения. На основе проведенного анализа был составлен перечень относящихся к рассматриваемым темам терминов на русском и английском языках с их определениями, формулируемыми в соответствии с действующими нормативными документами и результатами проведенного анализа. Приведем в качестве примера перечень терминов глоссария для букв Б, В и Г:

Б

Барионное число, Барионы, Бейнит, Бериллий, Бор, Бета-распад, Бета-частица, Бетатрон, Биологическая защита, Бозе-Энштейна статистика, Бозоны, Боросиликатное стекло, Брейра-Вигнера формула.

В

Вайцекера формула, Вакансия, Великое объединение, Вековое уравнение, Вещество, аморфное В., кристаллическое В., поверхностно-активное В., Взаимодействие частиц, Взаимодействие в системе: уран–алюминий, уран–никель, уран–плутоний–азот, уран–фиссиум–коррозионно-стойкая сталь, уран–

цирконий, уран–тугоплавкие металлы, Видманштетт, Виртуальные частицы, Возбужденные состояния ядер, Волновая функция, Волны де Бройля, Водородной энергетический реактор (ВВЭР), Воспроизводство топлива, Включения неметаллические, Вода легкая, Вода тяжелая, Вращательные состояния ядра, Времени пролета метод, Встречные пучки, Вторичное ядерное топливо, Входной канал ядерной реакции, Выход реакции, Выходной канал ядерной реакции, Выгорание топлива, Выход ядерной реакции, Высокообогащенный уран, Вязкость ударная.

Г

Гамма-излучение, Гамма-распад, Гадолиний, Гаусса распределение, Гамма-активационный анализ, Гамма плотнометрия, Гамма-сплавы в атомной энергетике, Генератор нейтронов, Гексафторид урана, Гигантский дипольный резонанс, Гиперзаряд, Гиперядра, Глюоны, Гравитационное взаимодействие, График Ферми-Кюри, Графит, Г. ядерной чистоты, Графитизация, Гранулированное оксидное топливо.

Материалы глоссария подготовлены и частично размещены на портале.

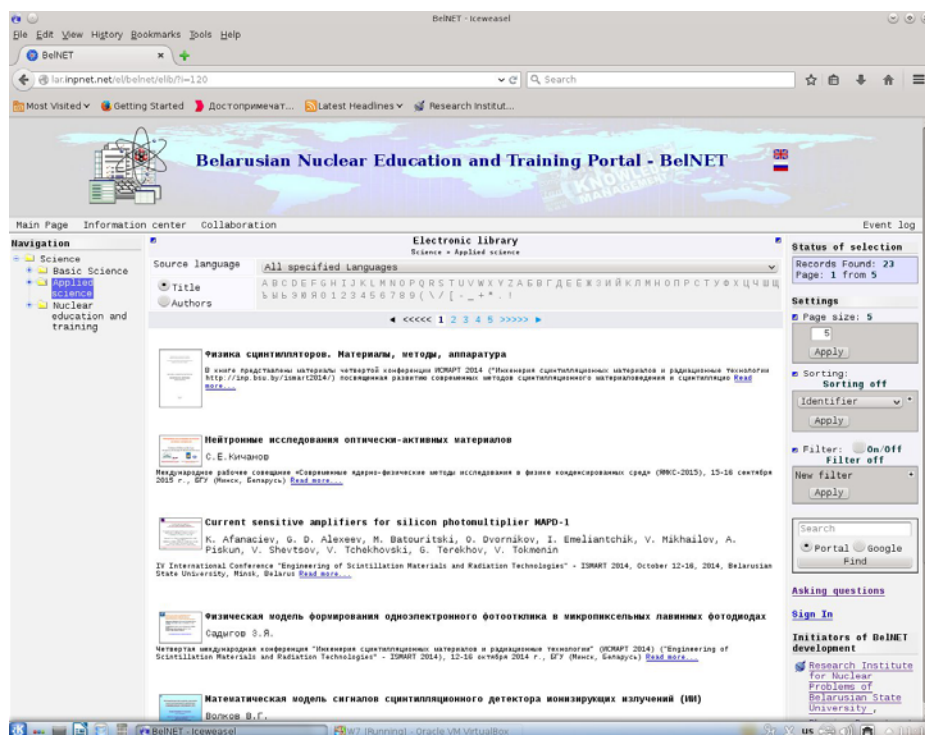


Рис. 3. Портал BelNET. Раздел «Прикладная наука»

Аналитический обзор терминов

Работа над контентом портала по сбору терминов и их определений в области основных и нормируемых дозиметрических величин, а также

ионизирующего излучения привела к необходимости аналитического обзора терминов «Физика ионизирующего излучения» и «Дозиметрические единицы» с учетом регламентирующих и стандартизирующих документов.

В учебно-методическом материале «Дозиметрические величины» представлена классификация дозиметрических величин, приведены их определения, принятые в литературе, в соответствии с публикациями Международной комиссии по радиологическим единицам (МКРЕ) [12] и уточнениями, введенными Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ) [13]. Рассматриваются стохастические и детерминированные дозиметрические величины, оговариваются условия, при которых формулируемые понятия применимы. Обсуждается современная классификация дозиметрических величин, кратко описывается их взаимосвязь между собой.

Далеко не везде в учебной и нормативно-технической литературе ясно формулируется разделение всех дозиметрических величин на микродозиметрические величины, основные дозиметрические величины и эквидозиметрические величины, которые, в свою очередь, подразделяются на фантомные, рабочие и нормируемые дозиметрические величины. Эквидозиметрия – раздел дозиметрии, в котором рассматривается учет стохастических биологических и медицинских эффектов в определении расчетных детерминированных дозиметрических величин применительно к человеку в области уровней облучения, при которых только эти эффекты имеют место. Фантомные и рабочие величины задаются в точке, тогда как нормируемые величины определяются для органа или ткани, либо же на весь организм в целом.

Множество современных дозиметрических понятий, относящихся к области эквидозиметрии, последовательно изложены, пожалуй, только в [14], но эта публикация недоступна широкому читателю. Поэтому краткое изложение системы дозиметрических понятий в принятой сегодня иерархии может быть полезным для пользователей портала.

Например, при введении операционных и фантомных дозиметрических величин используются понятия спрямленного и расширенного полей излучения. В разработанном учебно-методическом материале приводится только формулировка этих понятий и даются краткие разъяснения по области их применения. Ссылки на соответствующую литературу, в которой дается более полное их изложение, должны позволить читателю углубить свои знания по этому вопросу. Связь дозиметрических величин с характеристиками поля излучения рассмотрена в отдельном материале.

Размещение терминов и определений производилось на основе базового ключевого слова. Например, термин «Ионизирующее излучение» определен под заголовком «Излучение ионизирующее». Для облегчения поиска терминов приводятся и другие сочетания слов с отсылкой на основное сочетание, принятое в глоссарии. Например, термин «вторичное ионизирующее излучение» расшифровывается в термине «Излучение ионизирующее вторичное», но ссылка на это определение дана и в разделе терминов под буквой «В»: «Вторичное ионизирующее излучение» см. «Ионизирующее излучение вторичное».

В качестве примера из обзора «Физика ионизирующего излучения» рассмотрим с различных позиций определение поля ионизирующего излучения. Дадим следующее определение этого поля.

Полем ионизирующего излучения (радиационным полем) в некоторой области пространства называется совокупность частиц этого излучения, которая может оказаться в каждой точке данной области пространства в данный момент времени.

Для определенности будем говорить о поле излучения частиц одного вида (фотонов, нейтронов, электронов, протонов, альфа-частиц и т.п.).

В рассматриваемом понятии поля ионизирующего излучения все его частицы считаются точечными и не взаимодействующими между собой. В дальнейшем под точкой пространства понимается сравнительно небольшой объем, называемый элементарным объемом.

При определении характеристик ионизирующего излучения под элементарным объемом понимается сравнительно малый объем пространства, в котором частицы ионизирующего излучения можно рассматривать как некоторый ансамбль. Этот ансамбль может быть чисто квантовым, например, в вакууме это может быть либо ансамбль Ферми–Дирака для частиц с полуцелым спином, либо ансамбль Бозе–Эйнштейна для частиц с целым спином. Если же в элементарном объеме находится вещество, в котором первичное излучение может произвести ионизацию и другие явления, возникающие при его взаимодействии с веществом, и порождает при этом вторичное ионизирующее излучение, то необходимо говорить о результирующем поле ионизирующего излучения, ансамбль частиц которого будет, вообще говоря, смешанным квантово-статистическим ансамблем. Состояние вещества в пределах элементарного объема должно поддаваться описанию с помощью законов статистической механики, которые наряду с квантовой природой частиц и распределением вероятностей событий взаимодействия ионизирующего излучения с веществом будут определять матрицу плотности.

Характеристики поля излучения будут рассматриваться как средние величины по этому ансамблю. Как следствие, эти средние величины не должны изменяться в пределах элементарного объема и поэтому могут быть отнесены к одной точке пространства. Таким образом, при рассмотрении взаимодействия ионизирующего излучения с веществом элементарный объем представляет собой некоторый макроскопический объем вещества, который достаточно мал, чтобы в его пределах можно было бы считать однородными поле ионизирующего излучения и макроскопические характеристики вещества. Именно в этом смысле элементарный объем здесь и будет пониматься в дальнейшем.

Промежутки времени, которые допустимо рассматривать в этой модели, не могут быть меньше среднего времени пролета частицами ионизирующего излучения через элементарный объем (следовательно, характеристики поля излучения слабо изменяются в пределах рассматриваемых промежутков времени). Только при этих ограничениях обсуждаемые ниже характеристики поля излучения имеют смысл.

В русскоязычной литературе встречаются несколько иные формулировки определения поля ионизирующего излучения, которые с той или иной степенью полноты отражают данное выше определение. Так в [15] полем ионизирующего излучения называется «Распределение частиц ионизирующего излучения в рассматриваемой среде». В [16] уточняется, что речь идет о пространственно-временном распределении ионизирующих частиц в среде. А в [17] под полем излучения понимается «область пространства, каждой точке которой поставлены в соответствие физические величины (скалярные и векторные), являющиеся характеристиками поля излучения. Характеристики поля определяют пространственно-временное распределение излучения в рассматриваемой среде». В последнем уже содержится ссылка на понятие характеристик поля излучения и предложено разделить их на скалярные и векторные величины. Следует отметить, что характеристики поля излучения, определяемые в [15, 17–19] как скалярные, на самом деле могут рассматриваться как временные компоненты некоторых четырехмерных векторов в 4-мерном пространстве–времени. Поэтому необходимо с осторожностью пользоваться терминами «скалярные» и «векторные», оговаривая, в рамках какой модели пространства они определяются. В задачах радиационной безопасности, как правило, не встречаются случаи, где относительность одновременности играла бы роль при измерении характеристик ионизирующего излучения. Релятивистскую механику необходимо здесь учитывать только для отдельных его частиц. Поэтому оставим пока в стороне вопрос о том, как характеристики поля ионизирующего излучения могут быть определены в пространстве–времени Минковского.

Цикл лабораторных работ для школьников

Концепция портала BelNET предполагает создание системы дистанционного обучения в области ядерных знаний, поэтому большое внимание было уделено разработке комплекса учебных лабораторных работ, позволяющего познакомить пользователей с особенностями проведения экспериментов и обработки результатов в области ядерной физики.

В школьной программе ядерная физика традиционно представлена лишь небольшим разделом, не предусматривающим выполнение лабораторных работ. Это объясняется тем, что лабораторные работы по ядерной физике требуют применения источников ионизирующих излучений, что для школьников запрещено санитарными нормами. Однако практические навыки, которые можно получить только при выполнении лабораторных работ, позволяют более полно понять особенности прохождения ионизирующего излучения через вещество, а также опасность и принципы защиты, связанные с использованием радиоактивных веществ. В современном мире это очень важно, поскольку масштабы использования ионизирующих излучений и радионуклидных источников в медицине, технике и других областях растут чрезвычайно быстро. Процесс развития атомной энергетики в Республике Беларусь предъявляет соответствующие требования к знаниям основ взаимодействия излучения с веществом и его воздействия на окружающую среду. Опыт и последствия Чернобыльской катастрофы показали, насколько необходим хотя бы минимальный уровень знаний в данной области для широких слоев населения.

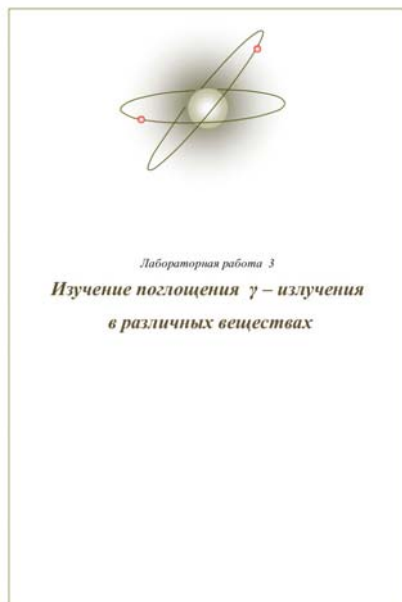


Рис.4. Лабораторная работа №3

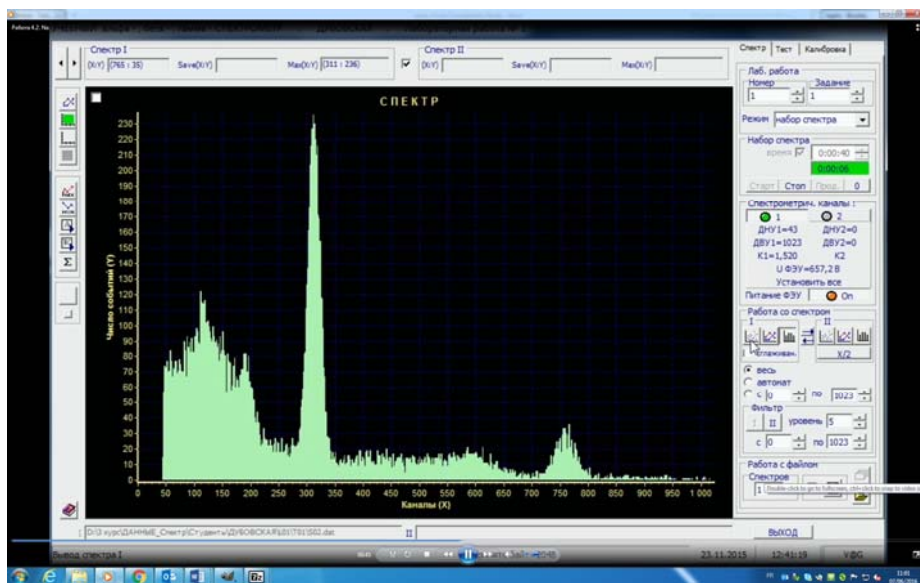


Рис.5. Видео к лабораторной работе №3

В рамках развития контента портала BelNET был разработан цикл лабораторных работ по изучению прохождения ионизирующего излучения через вещество, которые можно выполнить, используя общедоступные интернет-ресурсы. Эти работы могут быть выполнены школьниками, студентами младших

курсов, а также любым интересующимся пользователем интернета. Для выполнения работ пользователю необходимо пройти регистрацию на портале.

Общей частью цикла лабораторных работ является материал «Краткие сведения из ядерной физики и ядерной спектрометрии», где приведены основные закономерности явления радиоактивности. Здесь объясняются работа детектора ионизирующего излучения, принципы формирования и интерпретации экспериментального энергетического спектра излучения. Даны формулы для оценок статистических погрешностей эксперимента.

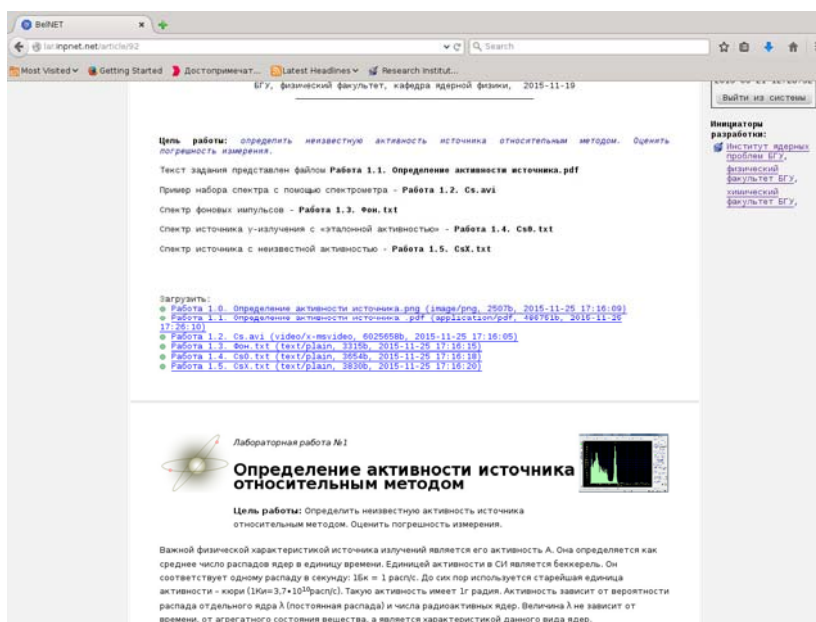


Рис.6. On-line страница лабораторной работы №1

Практический цикл включает в себя пять лабораторных работ: «Определение активности радиоактивного источника относительным методом», «Поглощение электронов в веществе», «Изучение проникающей способности гамма-квантов различных энергий», «Изучение проникающей способности гамма-квантов в различных веществах» и «Естественные радиоактивные ряды» (см. Рис.4–7). Каждая лабораторная работа содержит краткое описание изучаемых процессов, что необходимо для понимания выполнения измерительной части работы, а также для анализа полученных в работе результатов. В отдельном разделе работы описаны условия и проведение экспериментальных измерений. К каждой работе прилагается видеофайл (см. Рис.5), который позволяет наблюдать на экране компьютера панель спектрометра, а также то, как устанавливаются рабочие режимы на спектрометре, время регистрации, сам процесс набора спектра и его запоминания в файл. Объем видеофайла составляет несколько Мб. Использование видеоматериала приближает пользователя к проведению физического эксперимента по регистрации ионизирующего излучения. Полный

набор спектров, необходимых для выполнения работ, предлагается в виде текстовых файлов.

В отдельном разделе даны методические указания по порядку обработки экспериментальных данных, расчету и анализу конечных величин. Так как экспериментальные спектры приведены в виде текстовых файлов, обработку результатов можно делать с использованием широкого круга популярных программ, позволяющих вводить текстовые данные, делать простейшие расчеты и рисовать графики. Разработанная методика выполнения работ ориентирована на использование широко распространенной программы MS Excel. Это позволяет выполнять лабораторные работы, имея только компьютер с часто используемым набором программ. С помощью электронных таблиц может осуществляться обработка экспериментальных спектров, расчет необходимых величин, представление результатов в графическом виде.

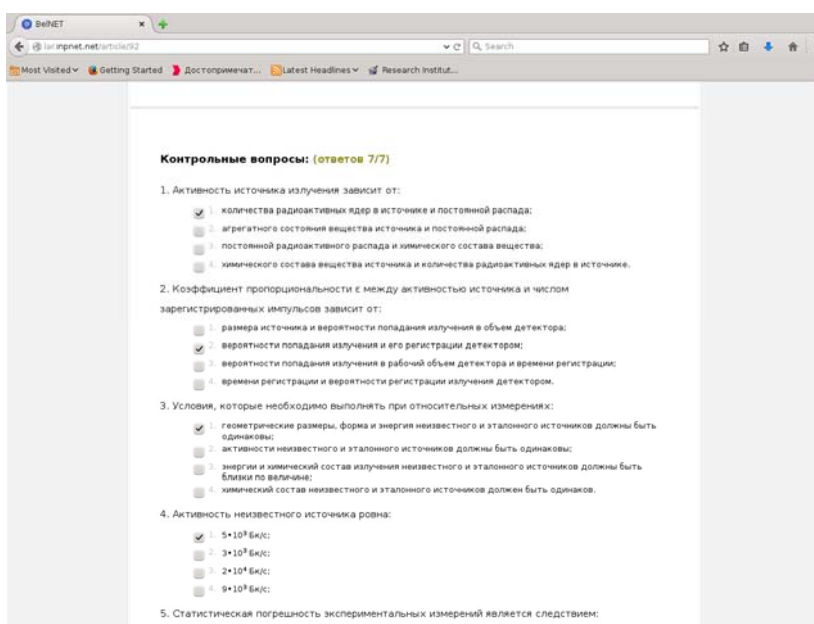


Рис. 7. Тесты к лабораторной работе №1

К каждой работе разработаны тесты (см. Рис.7), позволяющие оценить правильность полученных результатов, а также уровень понимания пользователем изучаемых процессов и его готовности применить полученные результаты, например, для оценки параметров необходимой защиты от ионизирующего излучения.

Контент портала в области радиохимии

В области ядерных знаний физика неотделима от химии и наоборот. Радиохимия относится к той области химической науки, знание которой совершенно необходимо для подготовки специалистов, способных решать

вопросы, связанные с обеспечением безопасной работы АЭС и других предприятий ядерного топливного цикла, включая переработку отработанного ядерного топлива и обезвреживания радиоактивных отходов [20, 21].

Радиохимия изучает химические свойства и физико-химические закономерности поведения радиоактивных элементов и отдельных радионуклидов, методы их выделения и концентрирования. Она включает также промышленную отрасль, связанную с получением высокорadioактивных материалов и регенерацией ядерного горючего, разработку методов применения радионуклидов, а также специальной техники и оборудования для защиты от вредного воздействия ионизирующего излучения. Современную радиохимию можно условно разделить на три раздела: химию радиоактивных элементов, общую и прикладную радиохимию.

Контент портала по радиохимии включает в себя презентации лекций, комплекс лабораторных работ, лекции на английском языке, учебный модуль «Основы химии ядерного топливного цикла», созданный в виде подкастов и включающий лекции в формате аудио- и видеофайлов и тестовые задания к ним.

В содержание учебного модуля «Основы химии ядерного топливного цикла» входит информация о типах ядерных топливных циклов (ЯТЦ), их достоинствах и недостатках, промышленной инфраструктуре ЯТЦ в разных странах. Здесь показано, что выбор оптимального варианта ЯТЦ – серьезная проблема для страны и мира в целом. В настоящее время только пять государств имеют предприятия по переработке отработанного ядерного топлива (ОЯТ) на своей территории (Франция, Россия, Великобритания, Япония, Индия). В модуле особое внимание уделено наиболее распространенному урановому циклу. Показано мировое распределение запасов природного урана, рассмотрены способы добычи и переработки урановой руды, а также обогащения урана, обсуждается производство ядерного топлива, типы существующих ядерных реакторов, включая реакторы с водой под давлением, реакторы с кипящей водой, быстрые реакторы, реакторы на тяжелой воде, газоохлаждаемые реакторы. Рассмотрена ядерная реакция деления, условия для ее осуществления, коэффициент размножения нейтронов и основные продукты, образующиеся в ходе деления. Показано, что среди продуктов деления представлены элементы всех групп периодической системы Менделеева. Рассмотрен завершающий этап ядерного топливного цикла или “back end”, включающий временное хранение отработанного ядерного топлива, его радиохимическую переработку, а также подготовку к окончательному захоронению радиоактивных отходов. Обсуждаются характеристики ОЯТ, которые необходимо учитывать при переработке. Уделено внимание основам радиохимической переработки ОЯТ (рассмотрены висмут-фосфатный метод, пурекс- и редокс-процессы). Отмечено, что полномасштабное развитие ядерной энергетики, способное решить проблему энергетического стабильного развития, возможно только в рамках замкнутого топливного цикла с использованием быстрых реакторов-размножителей.

Водно-химические режимы и водоподготовка для АЭС

На атомных электростанциях типа водо-водяной энергетический реактор (ВВЭР) предъявляются особые требования к водно-химическому режиму (ВХР). ВХР представляет собой параметры, определяющие состояние теплоносителя (в данном случае воды) рабочих сред, а также коррозию поверхностей и образование отложений на оборудовании. Контролируемыми параметрами ВХР являются катионы (Li^+ , Na^+ , K^+), анионы (Cl^- , SO_4^{2-} , PO_4^{3-} , NO_3^-), жёсткость, электрическая проводимость, цветность, pH, сухой остаток, щелочность, содержания железа, ХПК и прочее. В настоящее время контроль ВХР по различным параметрам осуществляется комплексно с привлечением как классических методов аналитической химии, так и при помощи современных физико-химических методов (одним из которых является ионная хроматография) [22, 23].

Контент в области водно-химических режимов и водоподготовки для АЭС включает презентации лекций и комплекс лабораторных работ. Данный лекционный курс включает характеристику роли воды и её функций с акцентом на значение водоподготовки и водно-химических режимов АЭС для обеспечения их безаварийной эксплуатации. Дана характеристика структуры, физических и химических свойств воды. Рассмотрено использование воды как теплоносителя в системе охлаждения первого и второго контуров, водоеме-охладителе. Особое внимание уделено химическому аспекту процессов, протекающих в воде и с участием воды. Дается трактовка водно-химического режима как совокупности мероприятий, регламентирующих соответствующее качество рабочих сред с целью обеспечения надежной и экономичной эксплуатации оборудования, контактирующего с ними. Обсуждаются водно-химические режимы работы АЭС с реакторами различных типов. Приведено систематическое изложение физико-химических основ внутриконтурных процессов, включающих коррозию конструкционных материалов; преобразование естественных примесей, привносимых в цикл извне; распределение примесей и продуктов коррозии между водой и образующимся из нее насыщенным паром; выпадение твердых соединений на поверхности оборудования; взаимодействие естественных примесей и продуктов коррозии с различными добавками, корректирующими водный режим и др.; специфических процессов радиолиза воды. Приведены основные загрязнители природных и сточных вод, методы их контроля. Охарактеризованы процессы очистки воды, включающие осветление фильтрованием, коагуляцией, флокуляцией, теоретические основы и аппаратное оформление мембранных методов (обратный осмос, нанофильтрация, ультрафильтрация, микрофильтрация), ионного обмена и др. Рассмотрены технологии очистки водных жидких радиоактивных отходов, в том числе на примере разработок белорусских ученых. Дана характеристика современных направлений исследования по использованию в реакторах АЭС воды со сверхкритическими параметрами.

Биографии ученых Беларуси

В рамках работы над порталом BelNET было решено представить биографии выдающихся ученых кафедры ядерной физики физического факультета БГУ – академиков, профессоров и докторов наук. Здесь представлены

БГУ – академиков, профессоров и докторов наук. Здесь представлены биографии В. Г. Барышевского, И. М. Габриловича, М. А. Ельяшевича, А. К. Красина, В. Н. Линева, А. С. Лобко, А. А. Михалевича, В. Б. Нестеренко, А. Н. Писаревского, Э. А. Рудака, В. В. Тихомирова, И. З. Фишера, А. Л. Холмецкого, Э. А. Чернявской, А. Ф. Чернявского, С. С. Шушкевича, В. Е. Ямного (см. Рис.8).

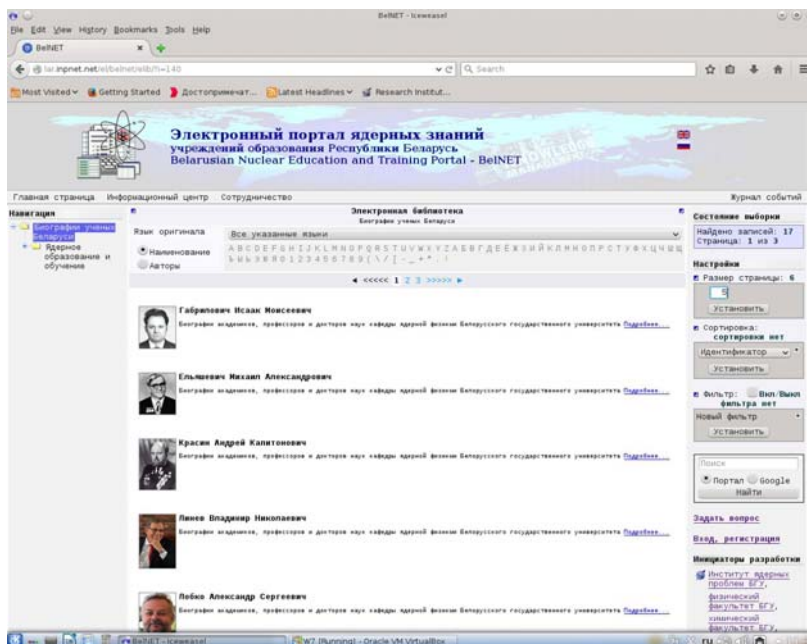


Рис.8. Портал BelNET. Раздел «Биографии ученых Беларуси»

Заключение

Следует еще раз подчеркнуть, что процесс наполнения портала информацией и заполнения базы знаний, разработка специальных материалов для системы дистанционного обучения любого портала, тем более портала ядерных знаний – процесс трудоемкий и длительный. И в этом смысле работа над BelNET находится в самом начале. Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований (ГПНИ) Республики Беларусь «Информатика и космос», подпрограмма «Информатика» (2014–2015 гг.) и ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии», подпрограмма «Атомная энергетика и ядерно-физические технологии» (2016–2018 гг.).

Литература

1. Сытова С. Н., Черепица С. В., Мазаник А. Л., Кулевич Н. В. // Веб-программирование и интернет-технологии WebConf 2015 : материалы 3-й Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 12-14 мая 2015 г. 2015. С. 107–108
2. Charapitsa S.V. et al. // E-Print Archive: 1512.04313 <http://xxx.lanl.gov/abs/1512.04313>.
3. Bell D. The Coming of Post-Industrial Society: A Venture in Social Forecasting. New York: Basic Books, 1973

4. *Kosilov A.* // Int. J. Nuclear Knowledge Management. 2009. Vol. 3, N 4. P. 431–440
5. Status and Trends in Nuclear Education. Nuclear Energy Series No. NG-T-6.1 STI/PUB/1475, ISBN:978-92-0-109010-2. IAEA, 2011
6. Comparative Analysis of Methods and Tools for Nuclear Knowledge Preservation. Nuclear Energy Series No. NG-T-6.7 STI/PUB/1494, ISBN 978-92-0-113610-7. IAEA, 2011
7. Knowledge Management for Nuclear Research and Development Organizations. IAEA-TECDOC-1675, ISBN 978-92-0-125510-5. IAEA, 2012
8. Fast reactor knowledge preservation system: taxonomy and basic requirements. IAEA, 2008
9. International Atomic Energy Agency. Safety Glossary, Terminology used in Nuclear Safety and radiation Protection, 2007 Edition. IAEA, 2007
10. *Yanev Y.* // Int. J. Nuclear Knowledge Management. 2009. Vol. 3, No. 2. P.115–124
11. *Абламейко С. В., Савицкая Т. А. и др.* Университет в современном обществе. БГУ в стране и мире. БГУ, 2015
12. Величины и единицы в дозиметрии защиты от ионизирующих излучений. Доклад МКРЕ № 51 (перевод). 1993
13. Рекомендации Международной комиссии по радиационной защите от 2007 года Публикация 103. Пер с англ./под общей ред. М.Ф.Киселева и Н.К.Шандалы. 2009
14. *Кутьков В. А.* Величины в радиационной защите и безопасности. Препринт РНЦ «Курчатовский институт», 2011
15. *Гусев Н. Г., Климанов В. А., Машикович В. П., Суворов А. П.* Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты от излучений. Энергоатомиздат, 1989.
16. Излучения ионизирующие и их измерения. Термины и определения. ГОСТ 15484-81
17. *Иванов В. И.* Курс дозиметрии. 4-е изд. перераб. и доп. Энергоатомиздат, 1988
18. *Shultis J. K., Faw R. E.* Radiation shielding. Prentice Hall, PTR, 1996
19. *Sabol J., Weng P. S.* Radiation protection dosimetry. World Scientific, 1995
20. *Давыдов Ю. П.* Основы радиохимии. Мн., 2014
21. *Friedlander G. et al.* Nuclear and Radiochemistry. 3rd Edition. John Wiley and Sons, 1981
22. *Воронов В. Н., Ларин Б. М., Сенина В. А.* Химико-технологические режимы АЭС с ВВЭР. Издательский дом МЭИ, 2006
23. *Копылов А. С., Лавыгин В. М., Очков В. Ф.* Водоподготовка в энергетике: Учебное пособие для вузов. Издательский дом МЭИ, 2006

THE PRINCIPLES OF THE CONTENT OF EDUCATIONAL AND RESEARCH WEB-PORTAL OF NUCLEAR KNOWLEDGE BelNET

**S. Sytova, M. Dezhurko, I. Dubovskaya, I. Kimlenko, A. Kovalenko,
A. Lobko, A. Mazanik, N. Polyak, T. Savitskaya, T. Sidorovich,
A. Timoschenko, S. Charapitsa**

It is given a detailed description of the content of educational and research portal of nuclear knowledge BelNET. Portal is developed by the group of scientists and teachers of the Ministry of Education of the Republic of Belarus and is intended for students, teachers and all interested in the subject Internet users.

Creating specialized educational and research portal of nuclear knowledge BelNET (Belarusian Nuclear Education and Training) is an important step at the stage of the Belarusian nuclear power plant construction, since by the IAEA recommendations, each country that forms its own nuclear industry must have an original national portal of nuclear knowledge, integrated into the global nuclear knowledge management system.

The mission of BelNET is creation of favorable information, socio-cultural and educational environment for the sustainable development of the country's nuclear power industry. At present a pilot version of BelNET is located here: <https://bsu.inpnet.net/belnet/>. It is implemented all necessary functions of the portal, including the ability to remotely edit the portal structure and recording documents, various sorting and filtering tools, as well as two level of access to documents depending on the user rights. In fact, in this work the original Belarusian content management system was established. It provides, inter alia, the ability to enter text, formulas in LaTeX-like form, input of different types of files, photos, images, video etc.

We emphasize that the process of filling the portal by information and development of special materials for distance learning is the process time-consuming and lengthy. In this sense, the work on BelNET is at the beginning.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Барышевский В. Г., Максименко С. А.</i> Введение.....	5
--	---

ЯДЕРНАЯ ОПТИКА И ПУЧКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

<i>Барышевский В. Г.</i> Ядерная оптика поляризованных сред.....	16
<i>Ахмади А., Лобко А. С., Феранчук И. Д.</i> Параметрическое гамма-излучение.....	19
<i>Сытов А. И., Тихомиров В. В.</i> Разработка теории и методов управления движением и электромагнитным излучением частиц высоких энергий при помощи кристаллов ...	27
<i>Анищенко С. В., Барышевский В. Г., Белоус Н. А., Гуринович А. А., Гуринович Е. А., Гурневич Е. А., Молчанов П. В.</i> Электростатическая кумуляция сильноточных электронных пучков.....	45
<i>Baryshevsky V., Gurinovich A., Gurnevich E., Molchanov P.</i> Experimental study of an axial vircator with resonant cavity.....	60
<i>Gurinovich A., Bogdanovich P., Komorny A.</i> Shock-wave initiation of a high-explosive charge to create axially symmetric detonation front.....	71
<i>Сытова С. Н.</i> Численные методы в моделировании нелинейной динамики процессов излучения, образуемого сильноточными пучками заряженных частиц в неоднородных пространственно-периодических структурах.....	79

КОСМОМИКРОФИЗИКА

<i>Тихомиров В. В., Целков Ю. А.</i> Многомерные первичные черные дыры: эволюция в голографической Вселенной и поглощение компактных небесных тел.....	91
<i>Целков Ю. А., Тихомиров В. В., Гавриловец В. В., Морозова А. П.</i> Моделирование пробоя на релятивистских убегающих электронах с учетом фотонных и позитронных цепочек обратных связей.....	106
<i>Shalyt-Margolin A. E.</i> Minimal length at all energies scales, measurability and mathematical tools of quantum theory and gravity.....	123
<i>Черкас С. Л., Калашиников В. Л.</i> Решение дискретного уравнения Уиллера–ДеВита в окрестности малых масштабных факторов и квантовая механика в пространстве постоянной отрицательной кривизны.....	139
<i>Силенко А. Я.</i> Определение и анализ конформной симметрии релятивистских волновых уравнений для массивных и безмассовых скалярных частиц и частиц со спином $\frac{1}{2}$	145

ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

<i>Дыдышко Е. В., Ермольчик В. Л., Суарес Х. Г., Шумейко Н. М.</i> Процесс Дрелла–Яна на Большом адронном коллайдере	158
<i>Akushevich I., Ilyichev A.</i> Radiative corrections to inelastic processes in lepton–nucleon scattering	167

<i>Korjik M., Auffray E., Borisevich A., Fedorov A., Drobyshev G., Dormenev V., Zoueyski R., Kozlov D., Mechinsky V., Novotny R. W., Zaunick H.-G., Orsich P., Panov V., Tolstik A. Limits of Inorganic Scintillating Materials to Operate in a High Dose Rate Environment at Future Collider Experiments.....</i>	179
<i>Афанасьев К. Г., Другаков В. В., Емельянчик И. Ф., Макаренко В. В., Шумейко Н. М. Об участии в работах по проектированию будущего линейного коллайдера.....</i>	202
<i>Азарян Н. С., Батурицкий М. А., Будагов Ю. А., Демин Д. Л., Демьянов С. Е., Карпович В. А., Книга В. В., Любецкий Н. В., Максимов С. И., Поболь И. Л., Родионова В. Н., Ширков Г. Д., Шумейко Н. М., Юревич С. В. Измерение СВЧ параметров сверхпроводящих резонаторов Тесла-типа для нового поколения линейных ускорителей.....</i>	209
<i>Дворников О. В., Чеховский В. А., Дятлов В. Л. Средства регистрации импульсного видимого излучения малой интенсивности.....</i>	223
<i>Ермак Д. В., Ермольчик В. Л., Мосолов В. А., Шумейко Н. М. Вычислительные ресурсы Центра ФЧВЭ НИИ ЯП БГУ.....</i>	243

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР И НАНОЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

<i>Максименко С. А. Наноэлектромagnetизм – новое научное направление.....</i>	248
<i>Батраков К. Г., Поддубская О. Г., Волинец Н. И., Воронович С. П., Кужир П. П., Максименко С. А. Поглотители электромагнитного излучения атомарной толщины.....</i>	267
<i>Быченко Д. С., Плюц А. О., Горохов Г. В., Кужир П. П. Эффективные поглотители СВЧ излучения на основе антиотражающих покрытий.....</i>	278
<i>Мельников А. В., Шуба М. В., Максименко С. А. Электромагнитные свойства углеродных нанотрубок, содержащих дефектные участки высокого сопротивления.....</i>	288
<i>Fedotova J., Kasiuk J., Maximenko A., Bayev V., Przewoznik J., Kapusta Cz., Marszalek M. Heterogeneous films with perpendicular magnetic anisotropy: correlation of structure and magnetic properties... ..</i>	304

РАДИАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

<i>Кутень С. А., Хруцинский А. А., Миненко В. Ф., Веренич К. А., Макаревич К. О., Ушева К. И., Лэ Т. З. Х. Применение методов Монте-Карло в решении задач радиационной защиты и ядерной безопасности.....</i>	324
<i>Карпович В. А., Лабунов В. А., Жданок С. А., Оджаев В. Б., Гаевская Т. В., Комаров Ф. Ф., Любецкий Н. В., Грабчиков С. С., Близнюк Л. А., Максимов С. И., Родионова В. Н., Крауклис А. В., Танана О. В., Становой П. В., Свєргун О. В. Характеризация наноструктурных материалов по электродинамическим параметрам (методики, аппаратура, результаты).....</i>	348
<i>Карпович В. А., Родионова В. Н., Волинец Г. И., Терлецкий В. М., Любецкий Н. В., Максимов С. И., Пушкина Н. В., Близнюк Л. А. Микроволновой комплекс оборудования высокотемпературного обезвреживания медицинских отходов.....</i>	365

<i>Черепица С. В., Сытова С. Н., Махомет А. А.</i> Прямое определение компонентного состава спиртосодержащих продуктов в соответствии с новым методом «Этанол в качестве внутреннего стандарта».....	375
<i>Сытова С. Н., Черепица С. В., Мазаник А. Л., Коваленко А. Н.</i> Фреймворк eLab для широкого круга приложений.....	388
<i>Сытова С. Н., Дежурко М. Д., Дубовская И. Я., Кимленко И. М., Коваленко А. Н., Лобко А. С., Мазаник А. Л., Поляк Н. И., Савицкая Т. А., Сидорович Т. П., Тимощенко А.И., Черепица С.В.</i> Принципы формирования контента учебно-научного портала ядерных знаний BelNET.....	400

CONTENTS

<i>Baryshevsky V. G., Maksimenko S. A.</i> Introduction.....	5
--	---

NUCLEAR OPTICS AND CHARGED PARTICLE BEAMS

<i>Baryshevsky V. G.</i> Nuclear optics of polarized particles.....	16
<i>Ahmadi A., Feranchuk I. D., Lobko A. S.</i> Parametric gamma-rays.....	19
<i>Sytov A. I., Tikhomirov V. V.</i> Recent development of theory and simulations of high energy particle motion and radiation in crystals.....	27
<i>Anishchenko S. V., Baryshevsky V. G., Belous N. A., Gurinovich A. A., Gurinovich E. A., Gurnevich E. A., Molchanov P. V.</i> Electrostatic cumulation of high-current electron beams.....	45
<i>Baryshevsky V., Gurinovich A., Gurnevich E., Molchanov P.</i> Experimental study of an axial vircator with resonant cavity.....	60
<i>Gurinovich A., Bogdanovich P., Komorny A.</i> Shock-wave initiation of a high-explosive charge to create axially symmetric detonation front.....	71
<i>Sytova S. N.</i> Numerical methods in simulation of nonlinear dynamics of processes of radiation formed by high-current beams of charged particles in multidimensional space-periodic structures.....	79

ASTROPARTICLE PHYSICS AND COSMOLOGY

<i>Tikhomirov V., Tsalkou Yu.</i> Multidimensional primordial black holes: evolution in the holographic universe and absorption of compact celestial bodies.....	91
<i>Tsalkou Yu. A., Haurylavets V. V., Tikhomirov V. V., Marozava H. P.</i> Simulation of relativistic runaway electron breakdown with photon and positron chains feedbacks...	106
<i>Shalyt-Margolin A. E.</i> Minimal length at all energies scales, measurability and mathematical tools of quantum theory and gravity.....	123
<i>Cherkas S. L., Kalashnikov V. L.</i> Solution of the discrete Wheeler–DeWitt equation in the vicinity of the small scale factors and quantum mechanisms.....	139
<i>Silenko A. J.</i> Determination and analysis of conformal symmetry of relativistic wave equations for scalar and spin-1/2 particles.....	145

PARTICLES AND HIGH ENERGY PHYSICS

<i>Dydyshka Y., Yermolchuk V., Suarez J., Shumeiko N.</i> The Drell–Yan process at the LHC....	158
<i>Akushevich I., Ilyichev A.</i> Radiative corrections to inelastic processes in lepton–nucleon scattering	167

<i>Korjik M., Auffray E., Borisevich A., Fedorov A., Drobyshev G., Dormenev V., Zoueyski R., Kozlov D., Mechinsky V., Novotny R. W., Zaunick H.-G., Orsich P., Panov V., Tolstik A.</i> Limits of Inorganic Scintillating Materials to Operate in a High Dose Rate Environment at Future Collider Experiments.....	179
<i>Afanaciev K., Drugakov V., Emeliantchik I., Makarenko V., Shumeiko N.</i> On the participation in the future linear collider project.....	202
<i>Azaryan N. S., Baturitsky M. A., Budagov Ju. A., Demin D. L., Demyanov S. E., Karpovich V. A., Kniga V. V., Liubetsky N. V., Maximov S. I., Pobol I. L., Rodionova V. N., Shirkov G.D., Shumeiko N. M., Yurevich S. V.</i> Measurement of UHF-parameters of Tesla-type superconducting microwave resonator for new generation of LINAC.....	209
<i>Dvornikov O. V., Diatlov V. L., Tchekhovski V. A.</i> Analog IC design for light sensor applications.....	223
<i>Mossolov V., Shumeiko N., Yermak D., Yermolchik V.</i> Computational resources of the Centre PHEP INP BSU.....	243

PHYSICS OF NANOSTRUCTURES AND NANOELECTROMAGNETICS

<i>Maksimenko S. A.</i> Nanoelectromagnetics – a new research direction.....	248
<i>Batrakov K. G., Paddubskaya A. G., Volynets N. I., Voronovich S. P., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A.</i> Atom-thickness absorbers of electromagnetic waves.....	267
<i>Bychanok D., Plyushch A., Gorokhov G., Kuzhir P.</i> Effective microwave absorbers based on antireflective coatings.....	278
<i>Melnikov A. V., Shuba M. V., Maksimenko S. A.</i> Electromagnetic properties of carbon nanotubes with narrow high resistive defective section.....	288
<i>Fedotova J., Kasiuk J., Maximenko A., Bayev V., Przewoznik J., Kapusta Cz., Marszalek M.</i> Heterogeneous films with perpendicular magnetic anisotropy: correlation of structure and magnetic properties... ..	306

RADIATIVE TECHNOLOGIES AND APPLIED RESEARCH

<i>Kuten S., Khrutchinsky A., Minenko V., Viarenich K., Makarevich K., Usheva K., Le T. D. H.</i> Application of Monte-Carlo methods to the solution of radiation protection and nuclear safety problems.....	324
<i>Karpovich V. A., Labunov V. A., Jdanok S. A., Odzaev V. B., Gaevskaya T. V., Komarov F. F., Liubetski N. V., Grabchikov S. S., Bliznyuk L. A., Maximov S. I., Rodionova V. N., Krauklis A. V., Tanana O. V., Stanovoi P. V., Svergun O. M.</i> Methods, measurement, equipment and results of experimental study of electrophysical parameters of nanostructured materials at UHF.....	348
<i>Karpovich V. A., Rodionova V. N., Volinets G. I., Terletskii V. M., Liubetski N. V., Maximov S. I., Pushkina N. V., Bliznyuk L. A.</i> Equipment for high temperature disposal of medical waste with usage of microwave.....	365

<i>Charapitsa S. V., Sytova S. N., Makhomet A. A.</i> Direct determination of volatile compounds in alcohol products by the new method "Ethanol as Internal Standard"	375
<i>Sytova S. N., Charapitsa S. V., Mazanik A. L., Kavalenka A. N.</i> Framework eLab for a wide range of applications.	388
<i>Sytova S., Dezhurko M., Dubovskaya I., Kimlenko I., Kovalenko A., Lobko A., Mazanik A., Polyak N., Savitskaya T., Sidorovich T., Timoschenko A., Charapitsa S.</i> The principles of the content of educational and research web-portal of nuclear knowledge BelNET	400

Научное издание

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2010–2016 гг.**

Сборник трудов

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 200 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