

ПРОЕКТ НАУЧНОЙ ПРОГРАММЫ ИНОК – КОМПТОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ГАММА-КВАНТОВ НЦФМ

© 2023 г. Л. В. Григоренко^{1,2,3,*}, Н. В. Антоненко⁴, И. А. Артюков⁵, М. Н. Ачасов⁶, А. Л. Барабанов^{2,3}, С. Л. Белостоцкий⁷, Э. Э. Боос^{8,9}, И. Н. Борзов^{3,4}, В. В. Варламов⁸, А. А. Васильев⁷, А. В. Виноградов⁵, Н. А. Винокуров⁶, М. В. Владимиров², А. А. Воробьев⁷, Л. З. Джилавян¹⁰, Р. В. Джолос⁴, А. А. Дзюба⁷, В. С. Дюбков², Н. В. Завьялов¹¹, Д. А. Зверев¹², С. Г. Кадменский¹³, С. П. Камерджиев³, В. В. Каминский⁶, И. А. Карпов¹¹, Е. Э. Коломейцев^{4,14}, И. Ю. Костюков¹⁵, П. А. Кравцов⁷, П. В. Кравченко⁷, А. А. Кузнецов^{8,9}, И. И. Кузнецов¹⁵, А. М. Лапик¹⁰, А. Е. Левичев⁶, П. В. Логачев⁶, А. И. Львов⁵, Е. М. Маев⁷, О. Е. Маев⁷, М. А. Мартыанов¹⁵, В. С. Мележик⁴, А. П. Менушенков², О. И. Мешков⁶, С. Ю. Миронов¹⁵, И. Б. Мухин¹⁵, Н. Ю. Мучной⁶, В. О. Нестеренко⁴, Д. А. Никифоров⁶, О. В. Палашов¹⁵, А. М. Подурец¹¹, С. М. Полозов², А. Л. Полонский¹⁰, Н. Л. Попов⁵, С. В. Попруженко², А. К. Потемкин¹⁵, А. П. Потылицын², С. Ф. Разиньков¹¹, В. И. Рашиков², С. Г. Рыкованов¹⁶, А. Б. Савельев-Трофимов⁹, А. П. Северюхин⁴, А. М. Сергеев¹⁷, Д. Ю. Сергеева², А. А. Снигирев¹², И. А. Спирин¹¹, М. В. Стародубцев¹⁵, М. В. Таценко¹¹, А. А. Тищенко², Е. В. Ткаля⁵, О. Л. Федин⁷, А. М. Федотов², А. С. Фомичев^{1,18}, Б. Ю. Шарков^{2,17,19}, П. Г. Шаров¹, В. И. Шведун⁸, А. А. Шемухин⁸, О. Н. Шубин²⁰, М. С. Хирк^{1,8}, В. Д. Эфрос³

¹Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁴Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия

⁵Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁶Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

⁷Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”—ПИЯФ, Гатчина, Россия

⁸Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Москва, Россия

⁹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

¹⁰Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

¹¹Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики “РФЯЦ-ВНИИЭФ”, Саров, Россия

¹²Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Россия

¹³Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

¹⁴Университет Матей Бела, Банска Быстрица, Словакия

¹⁵Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

¹⁶Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

¹⁷Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

¹⁸Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия

¹⁹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²⁰Госкорпорация “Росатом”, Москва, Россия

*e-mail: lgrigorenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.10.2023 г.

После доработки 19.10.2023 г.

Принята к публикации 7.11.2023 г.

В качестве первой масштабной научной установки Национального центра физики и математики (НЦФМ, Саров) предлагается создание комплекса ИНОК (ИНтенсивный Обратный Комптон) — источника (квази)монохроматических γ -квантов, основанного на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах. Основными научными задачами перспективного источника комптоновского излучения (ИКИ) НЦФМ яв-

ляются задачи ядерной фотоники – фотоядерные реакции, фотоделение, физика изомеров, ядерная спектроскопия, высокоточное изучение областей гигантского дипольного резонанса (ГДР) и пигми-дипольного резонанса (ПДР) и т.д. При энергии электронов $E_e \lesssim 1$ ГэВ энергии ядерных возбуждений, включая область ГДР $E_\gamma \lesssim 25$ МэВ, могут покрываться высокоинтенсивной генерацией при взаимодействии с первой гармоникой мощных лазеров (квази)непрерывного действия. При увеличении энергии до $E_e \sim 2$ ГэВ возникают дополнительные научные возможности в области адронной фотоники и ядерной физики высоких энергий (комптоновское рассеяние на нуклонах и ядерной материи, мезонные степени свободы в ядерной материи и т.д.) для исследований с E_γ вплоть до 1500 МэВ. Электронные пучки с предельной энергией $E_e = 2$ ГэВ могут также использоваться для генерации интенсивных ультракоротких импульсов γ -излучения для задач исследования быстротекущих процессов, а в сочетании с тераваттным лазером – для исследования физики излучения высокой плотности энергии (например, нелинейного комптоновского рассеяния). Реализация проекта ИНОК возможна в две стадии. На первой стадии вводится в эксплуатацию начальный участок линейного ускорителя и накопительное кольцо $E_e \sim 70$ –120 МэВ, позволяющее генерацию монохроматического рентгеновского излучения с $E_\gamma \sim 10$ –500 кэВ для работ в области неразрушающего контроля, материаловедения и биологии. Для отработки экспериментальных методик, развития детекторной базы, подготовки кадров и формирования научного сообщества ИКИ НЦФМ видится важным развитие и реализация экспериментальной программы по обратному комптону на установках ВЭПП-4 ИЯФ СО РАН и СКИФ и создание ИКИ НИИЯФ МГУ и ИКИ МИФИ, работы над которыми уже ведутся. В рамках этих научных проектов становится возможным проведение ключевых НИР “широким фронтом”. Запуск в НЦФМ ИКИ первого этапа является также важным для успешного старта эксплуатации “полного” ИКИ НЦФМ второй стадии в плане подготовки инфраструктуры и персонала. Весьма вероятно, что реализация ИКИ НЦФМ будет иметь значительную синергию с перспективным проектом многофункционального электрон-позитронного коллайдера. Например, создание ИНОК подготовит инфраструктуру НЦФМ к строительству коллайдера. Также возможно использование в проекте e^+e^- -коллайдера электронного ускорителя ИКИ НЦФМ (или части его инженерной инфраструктуры).

DOI: 10.56304/S2949609823020016, EDN: DDBWOY

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Стратегическая ценность проекта	126
1.1. Мировые тенденции	126
1.2. Смена научной стратегии Российской Федерации	127
1.3. Концепция комплекса ИКИ НЦФМ	128
2. Перспективная научная программа ИКИ НЦФМ	130
2.1. Ядерная фотоника	130
2.1.1. Проблема уравнивания состояния ядерного вещества и ядерная фотоника	131
2.1.2. Изучение резонансных мод возбуждения ядер	133
2.1.3. Получение высокоточных данных о сечениях фотоядерных реакций	135
2.1.4. Перспективы исследований фотоделения ядер	136
2.1.5. Роль фотоядерных и нейтринных реакций в процессе звездного нуклеосинтеза	138
2.1.6. Изучение распределения силы низкоэнергетических дипольных переходов	140
2.1.7. Измерение ширины ядерного двойного гамма-распада	140
2.1.8. Исследования электрической дипольной поляризуемости ядра	141
2.1.9. Перспективные эксперименты по фоторасщеплению легчайших ядер	141
2.1.10. Реакция (γ, n) как источник медленных поляризованных нейтронов	142
2.1.11. Исследование кластерных состояний в ядрах	143
2.1.12. Исследования изомерных состояний атомных ядер	144
2.1.13. Изучение экзотических мод возбуждения ядер	146
2.1.14. Исследование на ИКИ ускорения и ионизации нейтральных атомов	147

2.1.15. Исследование возможности наработки и исследования радиоактивных ядер	148
2.1.16. Квантовый хаос	149
2.1.17. Развитие новых методик наработки медицинских изотопов	149
2.2. Адронная физика с фотонными пучками	150
2.2.1. Фоторождение пионов в области Δ -резонанса	152
2.2.2. Фоторождение пионов на ядрах	154
2.2.3. Образование пионных атомов	155
2.3. Нелинейный эффект Комптона – увеличение яркости источника и фундаментальные аспекты квантовой электродинамики	158
2.3.1. Слабо-нелинейный режим эффекта Комптона	159
2.3.2. Сильно-нелинейный режим эффекта Комптона	160
2.4. Исследование электромагнитных характеристик нуклонов	161
2.4.1. Прецизионное измерение зарядового радиуса протона в упругом рассеянии электронов	161
2.4.2. Проверка лептонной универсальности в процессе Бете–Гайтлера	170
2.4.3. Измерение поляризуемости нуклонов методом комптоновского рассеяния	175
2.5. Прикладные исследования с монохроматическим рентгеновским излучением	181
2.5.1. Исследование быстропротекающих процессов. Скоростная теневая радиография	182
2.5.2. Скоростная фазоконтрастная радиография малоконтрастных объектов	182
2.5.3. Исследование продуктов взрыва и пылевых потоков с использованием малоуглового рентгеновского рассеяния с высоким временным разрешением	184
2.5.4. Импульсный рентгеноструктурный анализ фазовых переходов при ударно-волновом нагружении	184
2.5.5. Исследования квазистатистических процессов	186
2.5.6. Неразрушающий контроль: определение элементного и изотопного состава материалов методом ядерной резонансной флуоресценции	187
2.5.7. Неразрушающий контроль: рентгеновская томография	188
2.5.8. Птихография и когерентная микроскопия	188
3. Ускорительно-накопительные комплексы	190
3.1. Общие замечания	190
3.1.1. Требования к пучку гамма-квантов	190
3.1.2. Требования к рентгеновскому пучку	192
3.1.3. Возможность изучения нелинейного комптоновского рассеяния	192
3.2. Излучение релятивистских электронов	193
3.2.1. Комптоновское рассеяние	193
3.2.2. Синхротронное излучение	194
3.2.3. Тормозное излучение	195
3.3. Некоторые оценки и замечания по комптоновскому источнику гамма-излучения	195
3.3.1. Получение узкого энергетического спектра пучка гамма-квантов.....	198
3.4. Проект ИКИ НЦФМ	199
3.4.1. Общее описание установки	200
3.4.2. Имеющийся опыт и техническая зрелость ключевых технологий ИЯФ СО РАН	202
3.5. Проект ИКИ МГУ	202
3.5.1. Требования к рентгеновскому пучку	202
3.5.2. Схема комптоновского источника рентгеновского излучения	203
3.6. Проект ИКИ МИФИ	205
3.6.1. Магнитная структура кольцевого канала накопителя	207
3.6.2. Перспективное научное оборудование ИКИ МИФИ	210
3.6.3. Научный и технический задел	210
4. Ключевые НИР и НИОКР	212
4.1. Развитие теоретических школ в области ядерной фотоники	213
4.1.1. Методы теории многих тел	213

4.1.2. Алгебраические подходы и методы теории нескольких тел	214
4.1.3. Методы ab initio	214
4.1.4. Методы теории фотоядерных реакций	215
4.1.5. Заключение	216
4.2. Лазерные подсистемы	216
4.2.1. Общие соображения	216
4.2.2. Лазерный канал фотоинжектора “1 мДж/100 Гц”	217
4.2.3. Лазерный силовой канал “1 Дж/100 Гц”	218
4.2.4. Лазерный накопительный канал “1 кВт/40 МГц”	219
4.2.5. Оптические накопительные резонаторы	220
4.2.6. Лазерный комплекс комптоновского источника МГУ	224
4.3. Методические разработки для экспериментов на пучке гамма-излучения комптоновского источника	229
4.4. Преломляющая рентгеновская оптика для комптоновских источников	230
4.4.1. Оптика для жесткого рентгеновского и гамма-излучения	231
4.4.2. Диагностика источников жесткого рентгеновского и гамма-излучения	234
4.4.3. Заключение	235
4.5. Фотопушки для ИКИ	236
4.5.1. Фотопушки для ИКИ с минимальным эмиттансом (МИФИ)	236
4.5.2. Исследование режимов работы СВЧ-пушки с фотокатодом (МГУ)	237
4.6. Прецизионная диагностика пучка	238
4.7. Методические разработки для обратного комптоновского рассеяния	240
4.7.1. Обратное комптоновское рассеяние в ИЯФ СО РАН	240
4.7.2. Возможности для комптоновской программы на ВЭПП-4М и БЭП	241
4.7.3. Проект источника комптоновских фотонов на СКИФ	243
5. Прочие вопросы	244
5.1. Сравнение ИКИ НЦФМ с мировыми аналогами	244
5.2. Коллаборация ИКИ НЦФМ	244
5.3. Дополнительная инновационная и технологическая ценность проекта	247
5.4. Подготовка кадров	247
5.5. Благодарности.	248

1. СТРАТЕГИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ ПРОЕКТА

1.1. Мировые тенденции

Основная мировая тенденция последних трех десятилетий — концентрация сил и средств в научных проектах “надинститутского” и даже “наднационального” масштаба. Максимальным выражением этой тенденции является ЦЕРН. После сворачивания проектов суперколлайдеров в России и США в начале 90-х ЦЕРН остался единственным центром, где развитие ускорительной техники доводится до абсолютного предела.

В области ядерной физики низких энергий концентрация усилий не достигла стадии формирования единого мирового лидера. Ведущие научные державы постарались сохранить каждая своего выраженного “национального лидера” в форме многофункционального центра (“фабрики”), предоставляющего выдающиеся научные возможности. Этому способствовало разнообразие методов, подходов и областей исследования в современной ядерной физике, отсутствие уникальной “выигрышной стратегии” развития, а также экстенсивный характер многих из областей ядерной физики низких энергий. Магистральным направлением развития стало исследование обширных областей карты нуклидов, где находятся едва изученные или еще не синтезированные радиоактивные изотопы. При этом признанные мировые лидеры в последние два десятилетия пошли по пути принципиальной модернизации, что нашло отражение даже в смене названий ядерных центров: GSI (Дармштадт, Германия) → FAIR, NSCL (MSU, Вост. Лансинг, США) → FRIB, GANIL (Кон, Франция) → SPIRAL-2. К “престижному клубу” мировых лидеров пытаются присоединиться Республика Корея с проектом RAON (Тэджон) и Китай с проектом HIAF

(Huizhou, Хойчжоу) — масштабы вложений в эти новые фабрики радиоактивных изотопов существенно больше, чем вложения в модернизацию “старых игроков” и создаются они сразу с претензией на потенциальное мировое лидерство.

Среди задач современной ядерной физики низких энергий, в значительной степени ориентирующейся на задачи, связанные с исследованием радиоактивных изотопов, задачи ядерной фотоники, ограниченные стабильными или долгоживущими ядрами, стоят несколько особняком. Однако нельзя сказать, что эти задачи не актуальны. Скажем, активно развивающийся последнее десятилетие проект VEGA (Variable Energy Gamma System, Мэгуреле, Румыния) [1], являющийся частью европейской инфраструктуры ELI-NP (Extreme Light Infrastructure — Nuclear Physics), ориентирован исключительно на задачи ядерной фотоники, что свидетельствует о существовании массива “недоисследованных” процессов и явлений. Усилия ученых, работающих в разных центрах над задачами ядерной астрофизики, относящимися к ядерной фотонике, оформлены в виде широкой экспериментально-теоретической коллаборации PANDORA (Photo-Absorption of Nuclei and Decay Observation for Reactions in Astrophysics) [2].

1.2. Смена научной стратегии Российской Федерации

Из новых крупных научных проектов, инициированных в Российской Федерации в последние два десятилетия, успешно (т.е. с прогнозируемым сроком начала научной эксплуатации) развиваются только тяжелоионный коллайдер NICA (Дубна) и источник синхротронного излучения поколения “4+” СКИФ (Кольцово, Новосибирская область). Кроме отдельных успешных “нишевых” проектов мирового класса большая часть инфраструктурных усилий в Российской Федерации сводится к поддержанию “на плаву” и усиленной модернизации советского наследия, что зачастую является затягиванием агонии безнадежно устаревшего оборудования.

Как *полное фиаско* можно охарактеризовать результат популярной идеологии развития фундаментальной науки в Российской Федерации: “Мы будем развивать прикладные и имеющие потенциал коммерциализации направления науки, а наиболее передовую фундаментальную науку будем развивать методом долевого участия в масштабных зарубежных проектах; наши ученые будут ездить туда и держать руку на пульсе наиболее передовой современной науки сравнительно дешево.” Такой подход был популярен в определенной части научного сообщества. Он предоставлял доступ (или, чаще, давал возможность имитировать сопричастность) наиболее передовым научным достижениям без необходимости поддерживать долговременные усилия по созданию и поддержанию современной научной инфраструктуры в Российской Федерации, без необходимости поддерживать широкий фронт передовых, а значит ресурсоемких и рискованных НИОКР.

В большинстве случаев масштабное финансирование зарубежных проектов не сопровождалось пропорциональным финансированием элементов их научной программы в российских институтах и вузах (см., также, обсуждение в начале Раздела 4). Результатом стал “научный туризм” для старшего поколения и “производство мозгов на экспорт” в отношении научной молодежи. Оказалось, что сообщества, которые могут работать в таком режиме, незначительны и постепенно деградируют, а их численность естественным образом сокращается. Их участники способны обслуживать текущую активность в рамках этих центров как рабочая сила, но не имеют квалификации, ресурсов, а зачастую и возможности (это очень часто не приветствуется в рамках соответствующих зарубежных центров и коллабораций) предлагать собственную перспективную научную программу. Фундаментальная наука в этих условиях также не выполняла одной из своих важнейших задач — стимулирование самых передовых высокотехнологичных разработок в стране и долговременная поддержка соответствующих производств.

Год 2022 наглядно показал, что инвестиции в зарубежные научные проекты могут быть мгновенно обнулены, а научная коллаборация прекращена совершенно отвратительным образом, ранее невозможным в научной практике. За прошедший год не появилось никаких предпосылок, что ситуация может измениться на временах порядка 1–3 года. Несмотря на это, значительная часть научного сообщества живет грезами о том, что если подождать, то, может, все еще наладится. Определенная стабилизация ситуации в мире, вероятно, наступит, но (i) не факт что на разумном горизонте планирования в 3–5 лет, и (ii) было бы неразумно не использовать невозможность инвестиций в зарубежные проекты для форсированного разворачивания отечественных научных проектов. Начало работ по перспективным масштабным установкам НЦФМ может и должно стать началом новой политической эпохи — эпохи форсированного развития инфраструктуры фундаментальной науки мирового класса в Российской Федерации.

1.3. Концепция комплекса ИКИ НЦФМ

Концептуальный замысел комплекса перспективного источника комптоновского излучения (ИКИ) НЦФМ показан на рис. 1.1. Основными научными задачами ИКИ НЦФМ являются задачи ядерной фотоники. Однако, создание комплекса ИКИ НЦФМ в виде, представленном на рис. 1.1, существенно расширяет научный функционал комплекса, решает несколько важных практических задач и имеет высокую синергию с потенциальной задачей создания “мега-сайенс”-комплекса многофункционального электрон-позитронного коллайдера на площадке НЦФМ. Простые оценки энергий доступных гамма-квантов E_γ в различных сценариях использования обратного комптоновского рассеяния (энергии электронов E_e и фотонов начального со-

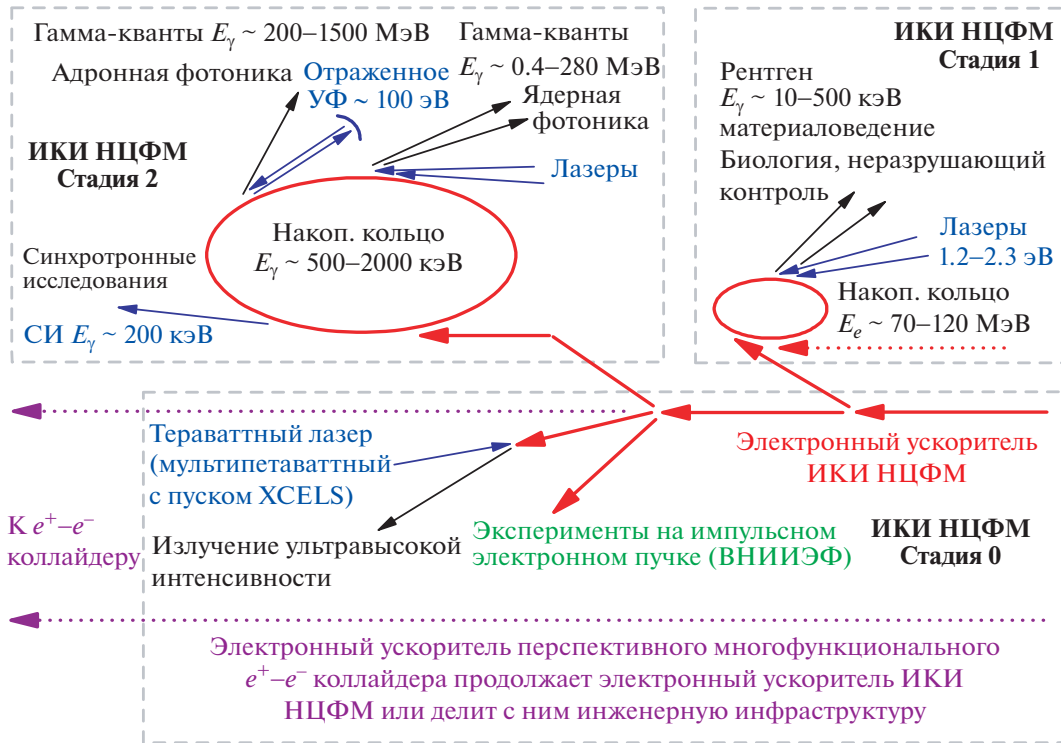


Рис. 1.1. Концептуальный замысел комплекса ИНОК (ИКИ НЦФМ). Энергии комптоновских фотонов оценены для излучения газового лазера $E_{ph} = 0.1$ эВ, с первой по четвертую гармоники высокоинтенсивного твердотельного Nd:YAG лазера с $E_{ph} = 1.165$ эВ и синхротронного излучения УФ диапазона с $E_{ph} = 100$ эВ (см. рис. 1.2).

стояния E_{ph}) могут быть получены, используя выражения для рассеяния фотонов на электронах строго назад:

$$E_\gamma = \frac{E_e + \sqrt{E_e^2 - m_e^2}}{E_e - \sqrt{E_e^2 - m_e^2} + 2E_{ph}} E_{ph} \approx \frac{4E_e^2 E_{ph}}{4E_e E_{ph} + m_e^2}, \quad (1.1)$$

см. рис. 1.2.

Отметим следующие моменты, мотивирующие создание ИКИ НЦФМ в предложенном виде.

(1) В сложившихся условиях фактор времени реализации научных проектов начинает играть решающую роль для отечественной науки. ИКИ НЦФМ является важным “миди-сайенс”-проектом в области низкоэнергетической ядерной физики с относительно небольшим сроком реализации. Состояние фундаментальной ядерной физики низких энергий в Российской Федерации характеризуется крайним устареванием экспериментальной базы, не обновлявшейся, за редким исключением, с советских времен, и деградацией кадрового потенциала. Масштаб от-

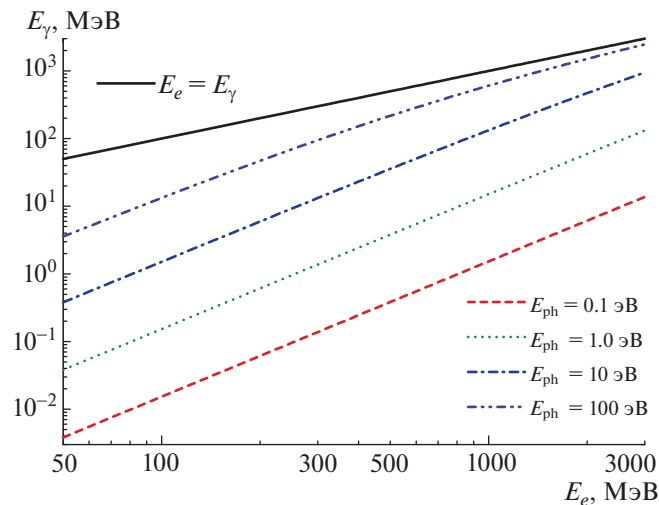


Рис. 1.2. Энергии E_γ фотонов конечного состояния для обратного комптоновского рассеяния как функция энергии электронов E_e и фотонов начального состояния E_{ph} . Случай рассеяния точно назад, отвечающий максимуму лабораторной энергии комптоновских фотонов.

дельных успешно реализованных проектов в этой области не соответствует масштабам обновления, требующегося в Российской Федерации в этой области науки. Новая серьезная “миди-сайенс”-установка оживит фундаментальные исследования в Российской Федерации в области фотоядерной физики. Научная программа ИКИ НЦФМ также находится в области интересов РФЯЦ–ВНИИЭФ – базовой организации НЦФМ.

(2) Фактор времени для многофункционального электрон-позитронного коллайдера. Для развития физики элементарных частиц в Российской Федерации весьма важным представляется скорейшая реализация ключевого для НЦФМ проекта многофункционального электрон-позитронного коллайдера. Проект коллайдера находится в активном обсуждении около двух десятилетий. Безусловно, за это время первоначальный проект подвергся значительному пересмотру и развитию в соответствии с прогрессом в данной области науки, и актуальным состоянием ускорительных технологий. Однако, существует активная научная конкуренция (например, китайский проект), которая может сделать проект коллайдера неактуальным при дальнейшем затягивании с началом строительства. Незамедлительное начало создания инжекционного комплекса, единого для комптоновского источника и коллайдера, потенциально позволят резко ускорить строительство электрон-позитронного коллайдера, если такое решение будет принято. При этом отсутствует риск “омертвления” этих вложений при отказе от проекта коллайдера.

(3) Эффективность использования ускорительной инфраструктуры. При работе электрон-позитронного коллайдера инжекционный комплекс “молчит” значительную часть времени. И это время может быть использовано для других пользователей. В рамках комптоновского источника значительная начальная часть инжектора коллайдера (или, по крайней мере, часть его инженерной инфраструктуры) могут использоваться с высокой эффективностью для исследований в области ядерной фотоники абсолютно без компромиссов для обеих научных программ.

(4) Проблема кадров, “мягкий” старт. Проблема кадров является крайне острой как для проектов ИКИ НЦФМ, многофункционального электрон-позитронного коллайдера, так и для любых других перспективных научных проектов. Комптоновский источник с $E_e \sim 70\text{--}120$ МэВ может быть создан за 3–4 года (с учетом задела по проектированию подобных источников, см. Разделы 3.5, 3.6), комптоновский источник с $E_e \sim 2000$ МэВ — за 6–8 лет (см. Раздел 3.4). В соответствующие сроки начнется их научная эксплуатация “от малого к большому”. Это означает, что технический и научный персонал начнет практическую подготовку, в том числе и на оборудовании, общем с электрон-позитронным коллайдером, в самом ближайшем будущем. Это является одним из важнейших методов решения кадровой проблемы, которая стоит перед таким “мега-сайенс”-проектом, как перспективный электрон-позитронный коллайдер: научное сообщество, научный и технический персонал не “дожидается” в течение десятилетия окончания строитель-

ства комплекса коллайдера, а включается в активную работу на ранней стадии и “мигрирует” с уже работающей установки.

2. ПЕРСПЕКТИВНАЯ НАУЧНАЯ ПРОГРАММА ИКИ НЦФМ

Главной “фокальной точкой” научной программы ИКИ НЦФМ является ядерная фотоника — область фундаментальной ядерной физики низких энергий (Раздел 2.1). Однако, создание этого центра откроет обширные возможности в области исследования ядерной физики высоких энергий — адронной физики (Раздел 2.2), фундаментальной электродинамики (Раздел 2.3), электромагнитных характеристик нуклонов (Раздел 2.4), прикладных исследований, таких как материаловедение, неразрушающий контроль, быстропротекающие процессы, биология (Раздел 2.5).

2.1. Ядерная фотоника

Изучение фотоядерных реакций, таких как комптоновское рассеяние на ядрах, фотовозбуждение ядер, фоторазвал ядер, и многих других является одним из важнейших методов исследования ядерных степеней свободы. Эти исследования помогают найти ответы на фундаментальные вопросы ядерной физики, такие как синтез элементов во Вселенной, уравнение состояния ядерной материи и многие другие [3]. Современное развитие источников фотонов и методов обнаружения продуктов фотоядерных реакций позволяет избежать модельной зависимости результатов исследований.

Переносчиками нуклон-нуклонного взаимодействия могут быть заряженные частицы, такие как заряженные π -мезоны или заряженные ρ -мезоны. Поэтому фотон может взаимодействовать не только с протонами, но и с этими переносчиками (так называемые мезонные токи, играющие важную роль в структуре ядер). Одними из фундаментальных характеристик протона и нейтрона являются так называемые электрическая и магнитная поляризуемости, которые связаны с комптоновским рассеянием и зависят от внутренней структуры протона и нейтрона. Изучение вопроса, насколько поляризуемости нуклонов внутри ядра отличаются от поляризуемости свободных нуклонов является актуальной задачей. В частности, важным является изучение зависимости сечения фотопоглощения различных ядер от энергии фотона. Такими экспериментами занимаются в ведущих лабораториях мира, например, в лаборатории Джэфферсона (США), в лаборатории университета Майнца (Германия) и других. С подробностями можно ознакомиться в обзоре [4].

Предлагаемая программа исследований в области ядерной физики на монохроматическом пучке гамма-излучения с перестраиваемой энергией, генерируемого КИ, ориентирована на использовании преимуществ пучка фотонов нового типа по сравнению с пучками, использовавшимися ранее (квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и фотонов тормозного излучения) применительно к главной задаче обсуждаемых исследований — получению точной, надежной и достоверной информации о сечениях как полных, так и парциальных фотоядерных реакций, разнообразных характеристиках образующихся в таких реакциях частиц и легких ядер. Преимущество пучка фотонов КИ по сравнению с ранее использованными обусловлены формой энергетического спектра образующихся фотонов и интенсивностью пучка.

В рамках проекта ИКИ уникальные пучки монохроматических фотонов дадут новые возможности для решения следующих задач. При энергии вплоть до 10 МэВ представляется интересным исследовать:

- получение новых непротиворечивых данных о сечениях фотоядерных реакций и фотodelения в широкой области масс атомных ядер с высокой точностью необходимо как для улучшения модельных и теоретических подходов к описанию фотоядерных реакций, так и для решения широкого круга прикладных задач, таких как: разработка систем трансмутации ядерных отходов, создания пучков радиоактивных ядер, получения экзотических ядер (высокоспиновых изомеров, сильнонейтроноизбыточных ядер, сильнодеформированных ядер), задач наработки перспективных медицинских радионуклидов;
- изучение радиационных переходов важных для задач ядерной астрофизики, в частности изучение механизма образования обойденных ядер в фотоядерных реакциях в процессе звездного нуклеосинтеза;
- изучение изомерных состояний атомных ядер;
- изучение особенностей низкоэнергетических $E1$ -переходов;
- идентификация структуры дипольных состояний, включая тонкую структуру пигми-дипольного резонанса, и альфа-кластерные состояния;

- изучение фотоделения ядер, в частности для детального изучения барьеров деления;
- измерение ширины двойного гамма-распада, конкурентного с одинарным.

При энергии фотонов вплоть до 60 МэВ представляется интересным исследовать:

- глобальные моды возбуждения ядерной материи, так называемые гигантские резонансы;
- тонкую структуру гигантских резонансов;
- особенности гигантского дипольного резонанса, такие как изоспиновое, деформационное и конфигурационное расщепление;
- электрическую дипольную поляризуемость ядерной материи.

При энергии фотонов свыше 135 МэВ мы попадаем в области порогов рождения мезонов. Здесь представляется интересным исследовать:

- фоторождение пионов на ядрах, в особенности в области Δ -резонанса;
- исследование свойств пионов в ядерной среде;
- образование пионных атомов.

При всем разнообразии возможных экспериментальных методик, отметим некоторые экспериментальные требования для решения задач ядерной фотоники:

- Возможность достижения высокой степени поляризации излучения.
- Короткая длительность импульса излучения — для линейного ускорителя — несколько пикосекунд. Возможность реализации времяпролетной методики с высоким разрешением на короткой базе.
- Малая угловая расходимость излучения, менее 100 мкрад, для ширины спектра 0.5%. На расстоянии 10 м диаметр пучка с такой монохроматичностью составит около 1.5 мм, что определяет размеры области взаимодействия с мишенью.
- Количество гамма квантов в пределах полосы 0.5% при частоте 1000 Гц в единицу времени составит около $4.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. При сечении реакции $\sim 1 \text{ мб}$ — выход ~ 100 частиц/импульс. Это позволяет использовать методику наведенной активности.

2.1.1. Проблема уравнения состояния ядерного вещества и ядерная фотоника

Ядерная физика давно перестала быть наукой о свойствах отдельных ядер и претендует на описание широкого круга явлений, включающего столкновения тяжелых ионов, взрывы сверхновых, рождение и эволюцию нейтронных звезд. Связующим звеном при описании различных систем является уравнение состояния ядерной материи. Ядерная материя — это гипотетическое вещество, состоящее из протонов и нейтронов, взаимодействующих только за счет сильного взаимодействия, электромагнитное взаимодействие считается выключенным. Поэтому можно рассматривать однородную и бесконечную ядерную систему. В общем случае уравнение состояния представляет собой соотношение между любыми термодинамическими величинами, которые полностью определяют состояние системы при заданных физических условиях. При нулевой температуре систему, состоящую из нуклонов, можно охарактеризовать плотностью энергии $E(n_p, n_n)$ как функции плотности числа протонов n_p , и нейтронов n_n , или энергией связи на частицу:

$$\varepsilon(n_p, n_n) = \frac{E(n_p, n_n)}{n_p + n_n} - m_N,$$

где $m_N \simeq 940 \text{ МэВ}$ — масса свободного нуклона. В терминах полной барионной плотности $n = n_n + n_p$ и параметра изоспиновой асимметрии $\beta = (n_n - n_p)/n$ энергию связи на частицу обычно записывают в виде

$$\varepsilon(n, \beta) = \varepsilon_B(n) + \beta^2 \varepsilon_{\text{sym}}(n) + \dots, \quad (2.1)$$

где многоточие обозначает возможные члены порядка β^4 и выше. Многие теоретические вычисления, а также эмпирическая информация указывают на то, что эти члены малы и ими можно пренебречь. Первое слагаемое в ур. (2.1) — это энергия связи изоспин-симметричной ядерной материи, $n_p = n_n$, $\beta = 0$. В изоспин-симметричной ядерной среде проявляется свойство насыщения ядерных сил при плотности n_0 , при которой в энергии $\varepsilon_B(n)$ имеется минимум, т.е.

$$\varepsilon_B(n) = \varepsilon_0 + \frac{K(n-n_0)^2}{18n_0^2} + \frac{K'(n-n_0)^3}{162n_0^3} + \dots \quad (2.2)$$

Второе слагаемое в ур. (2.1) называется энергия симметрии и может быть вычислено как разность между энергией чисто нейтронной материи и изоспин-симметричной материи, $\varepsilon_{\text{sym}}(n) \approx \varepsilon(n, 1) - \varepsilon(n, 0)$. Вблизи плотности ядерного насыщения энергия симметрии может быть разложена как

$$\varepsilon_{\text{sym}}(n) = J + \frac{L(n-n_0)}{3n_0} + \frac{K_{\text{sym}}(n-n_0)^2}{18n_0^2} + \dots \quad (2.3)$$

Параметры, определяющие свойства ядерной материи вблизи точки ядерного насыщения, n_0 , ε_0 , K , K' , J , L , K_{sym} должны определяться из свойств атомных ядер. К сожалению, многие из этих параметров имеют большую неопределенность [5, 6].

Обычно плотность насыщения выбирается равной $n_0 \simeq 0.16 \pm 0.015 \text{ фм}^{-3}$, а энергия связи на частицу в минимуме, $\varepsilon_0 \simeq -15.6 \pm 0.6 \text{ МэВ}$. Экспериментальное значение ядерной сжимаемости, K , обычно извлекают из данных о гигантском монопольном резонансе, см. [7]. В работе [8] дается ограничение $K = 240 \pm 20 \text{ МэВ}$, тогда как на основе более точных данных об энергиях ГМР в изотопах Sn и Cd, вместе с избранными данными для изотопов от ^{56}Ni до ^{208}Pb , в работе [9] было получено значение K , меняющееся в широком диапазоне от 250 до 315 МэВ. Параметр асимметрии K' плохо ограничен экспериментальными данными и варьируется значительно в различных моделях.

Энергия симметрии, $\varepsilon_{\text{sym}}(n)$, имеет решающее значение для понимания структуры редких изотопов, выхода пионов в столкновениях с тяжелыми ионами, и многих вопросов астрофизики. Экспериментальные данные о зависимости энергии симметрии от плотности доступны в основном для реакций со стабильными пучками [10]. Новые эксперименты с нейтронно-богатыми ядрами на нескольких строящихся установках с радиоактивными пучками (FRIB, Мичиган) смогут существенно улучшить ситуацию. Имеющиеся в настоящий момент ограничения на значения L и K_{sym} , полученные при анализе различных экспериментов, довольно противоречивы. Результаты анализа свойств ядер и ядерного отклика на адронные и электрослабые зонды представлены в работе [11]. Некоторые ограничения на зависимость энергии симметрии от плотно-

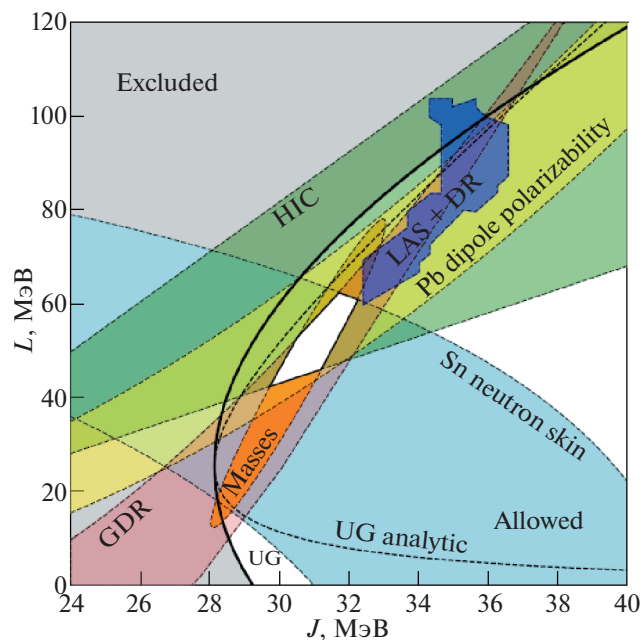


Рис. 2.1. Корреляции между параметрами J – L энергии симметрии (2.3), полученные при анализе различных экспериментов, см текст. (из работы [22]).

сти ($L = 106 \pm 46$ МэВ и $K_{\text{sym}} = 127 \pm 290$ МэВ) были извлечены из сравнения предсказания разности нейтронных и протонных эллиптических потоков в эксперименте FOPI-LAND [12, 13]. Анализ [14] имеющейся экспериментальной информации о толщине “нейтронной шубы” ΔR для 26 стабильных ядер от ^{40}Ca до ^{238}U , полученной из исследований антипротонных атомов, предложил меньшее значение $L = 55 \pm 25$ МэВ. Из анализа энергий изобар-аналоговых состояний в работе [15] были получены ограничения $J = (30.2\text{--}33.7)$ МэВ и $L = (35\text{--}70)$ МэВ.

На рис. 2.1 представлены корреляции значений параметров J и L энергии симметрии, следующие из анализов различных экспериментов. Заполненный эллипсоид указывает на совместные ограничения на $J - L$, полученные на основе анализа ядерных масс [16]. Закрашенные полосы показывают ограничения, связанные с толщиной нейтронной шубы для изотопов олова [17], дипольной поляризуемости ядра ^{208}Pb [18], гигантскими дипольными резонансами (ГДР) [19] и изоспиновой диффузией в столкновениях тяжелых ионов (НІС) [20], изобар-аналоговыми состояниями и нейтронной шубой (IAS ΔR) [21].

Как будет обсуждаться в дальнейшем Комптоновский источник может использоваться для исследований гигантских резонансов (Раздел 2.1.2), ядерной электрической дипольной поляризуемости (Раздел 2.1.8), фотоделения ядер (Раздел 2.1.4), а также в исследованиях кластерных состояний в ядрах (Раздел 2.1.11). Полученная новая экспериментальная информация и ее анализ позволит получить более строгие ограничения на параметры ядерного уравнения состояния при плотностях ядерного насыщения.

2.1.2. Изучение резонансных мод возбуждения ядер

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}40$ МэВ

Сюда следует отнести изучение структуры гигантского дипольного резонанса (ГДР), гигантских резонансов иной природы, пигми- и М1-резонансов. Гигантские резонансы представляют собой проявления коллективных колебаний различного вида в поле волны налетающих гамма-квантов, различающихся своей мультипольностью и (изоскалярной или изовекторной) природой. Так, изовекторный ГДР представляет собой коллективные колебания ядра — когерентные вклады многих частично-дырочных ($1p\text{--}1h$) возбуждений, которые могут классифицироваться в зависимости от мультипольности и изовекторной или изоскалярной природы. В рамках макроскопических моделей изовекторный ГДР представляет собой коллективные колебания протонов ядра относительно нейтронов в поле электромагнитной волны налетающих фотонов. В рамках микроскопических и предравновесных моделей описывается большое разнообразие ядерных колебаний другой природы. Коллективные входные $1p\text{--}1h$ -состояния определяют gross-структуру ГДР (шириной порядка нескольких МэВ), связь входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера приводит к формированию резонансов (с шириной порядка 1 МэВ) промежуточной структуры ГДР, а взаимодействие входных состояний ядра с не коллективными многочастично многодырочными возбуждениями — к появлению резонансов с шириной ~ 100 кэВ. Имеется экспериментальное указание на существование тонкой структуры в ядре ^{16}O [23], полученное в экспериментах на пучке тормозного излучения, а также методом поглощения гамма-квантов [24, 25].

Проблема существования (gross, промежуточной и тонкой) структуры ГДР является актуальной с начала исследований фотоядерных реакций до настоящего времени. Дело в том, что очень хорошо выраженная структура ГДР в сечениях, полученных в экспериментах с тормозным гамма-излучением, практически отсутствует в сечениях, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами. Эти расхождения прямо обусловлены принципиально разными способами получения информации о сечениях реакций.

Тонкая структура ГДР также обнаружена в экспериментах по измерению распределений по энергии и углам для парциальных сечений образования быстрых нейтронов в (γ, n) -реакциях и на средних [26], и на тяжелых ядрах [27].

Более того, фактически само определение тонкой структуры пигми-дипольного резонанса (ПДР) и гигантских мультипольных резонансов (ГМР) изменилось после появления экспериментов [28], в которых индивидуально изучались характеристики каждого 1^- -уровня относящегося к ПДР в ^{208}Pb . Эти результаты также подтверждаются в неупругом рассеянии вперед поляризованных протонов на угол ноль [29, 30], см., также рис. 2.2. О разнообразных физических результатах, полученных с помощью этого метода изучения тонкой структуры см. обзор [31].

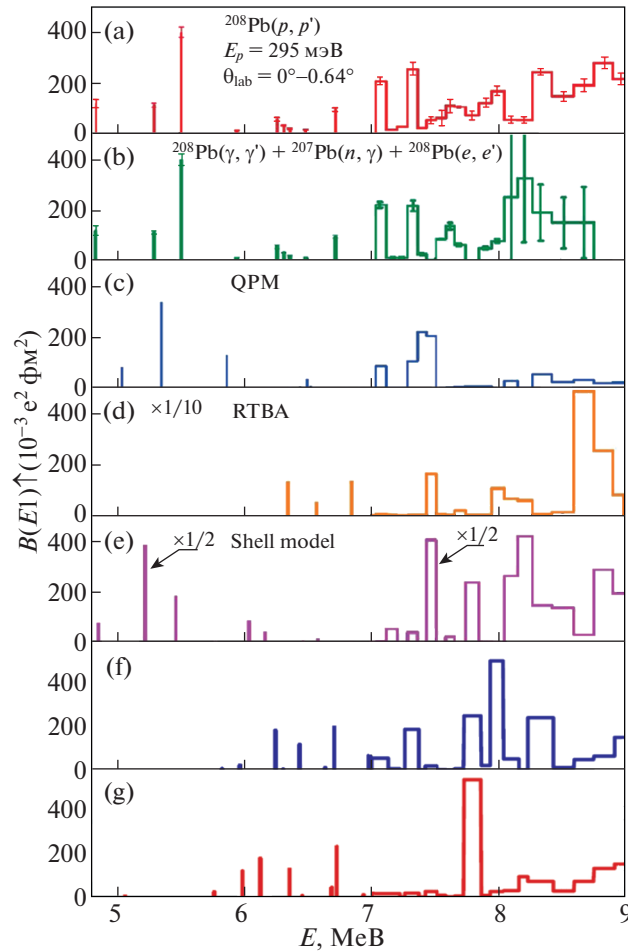


Рис. 2.2. Экспериментальный и теоретический спектр $E1$ -возбуждений в ^{208}Pb в области ПДР. На панели (a) представлены экспериментальные данные из работы [28], на панели (b) — из работы [30]. Ниже показаны результаты, полученные в рамках самосогласованного метода временного блокирования с разными функционалами Скимма [32] с силами SV-bas₀ [панель (f)] и SV-bas₀ [панель (g)].

В целом современные самосогласованные подходы (i) хорошо предсказывают и объясняют интегральные характеристики ПДР и ГМР, (ii) плохо объясняют детали и многообразие физических явлений в области ПДР, изученное в ядерной гидродинамике, (iii) видимо, плохо или “кустарно” объясняют наблюдаемое “сосуществование ядерных деформаций” (т.н. “prolate-oblate shape coexistence”) в области энергий возбуждения 2–4 МэВ, (iv). Несмотря на их быстрое развитие, не могут удовлетворительно объяснить тонкую структуру ПДР и ГМР, рис. 2.2.

Какие ядерные данные потенциально доступные в рамках проекта ИКИ НЦФМ интересны для дальнейшего развития этой области исследований?

- В области энергий ПДР (широкая область вблизи порога отрыва нуклона или двух) наблюдаются много плохо изученных и разнообразных физических явлений: М1 (магнитодипольный) резонанс, компрессионная мода, твистовая мода, ножничные колебания и др., подробнее см. Раздел 2.1.13. Единообразное изучение этих явлений в широкой области ПДР также требует новых теоретических подходов, основанных на использовании последовательных и самосогласованных методов с минимальным количеством универсальных параметров. Например, это достижимо в самосогласованном методе с использованием формализма квантовых функций Грина.

- Изучение тонкой структуры ПДР и ГМР. Имеющиеся данные для ПДР в ^{208}Pb [28, 29, 30, 31, 32, 33] являются только самым началом исследований этого класса явлений. Нужны эксперименты по тонкой структуре в области энергий как ПДР, так и ГДР, т.е. вся область энергий 0–40 МэВ должна быть обеспечена максимально возможным экспериментальным разрешением.

Например, метод “Wavelet analysis” [34] для экспериментов с разрешением 40–50 кэВ [34], полученном в неупругом рассеянии протонов на передние углы, показал важную роль различных нестатистических механизмов затухания ГДР в ^{152}Sm и изотопах Nd.

- Важны и информативны изучения низкоэнергетических гамма-переходов между возбужденными состояниями [35, 36], между основным и двухфононными состояниями [37]. Наблюдаемое в гамма-переходах “сосуществование ядерных деформаций” в области энергий возбуждения 2–4 МэВ физически очень интересно, информативно и кажется сейчас необъяснимым в рамках единообразного последовательного самосогласованного подхода, см., также [38, 39].

Помимо проблем с недостаточным энергетическим разрешением, существенны погрешности методов регистрации нейтронов в фотоядерных реакциях. В частности, в экспериментах на аннигиляционных гамма-квантах существуют систематические проблемы как с разделением нейтронов по множественности от многочастичных реакций, так и с энергезависимой эффективностью нейтронных детекторов, что накладывает свои ограничения при неизвестных нейтронных спектрах. Поэтому для исследования фотоядерных реакций в настоящем проекте предлагается, помимо прямых методов регистрации нейтронов, использовать также офлайн-методики активационного анализа и времяпролетные методики измерения спектра нейтронов. Предлагаемые измерительные методики, а также характеристики самых изучаемых процессов накладывают жесткие требования к характеристикам пучка гамма-квантов ИКИ:

- высокая монохроматичность (среднеквадратичный относительный разброс по энергии не хуже 0.3%) и малая расходимость;
- интенсивность, достаточная для проведения активационных экспериментов — порядка 10^7 – 10^8 фотонов в секунду;
- короткая длительность импульса — пикосекунды — для проведения экспериментов по времяпролетной методике на достаточно короткой базе;
- быстрая и плавная перестройка энергии с шагом не более 100 кэВ в диапазоне от 10 до 40 МэВ.

Уникальные параметры пучка фотонов ИКИ позволят существенно продвинуться и в области детальных исследований так называемого пигми-резонанса, который обусловлен дипольными колебаниями нейтронов избытка относительно нуклонного кора, магнитный M1-резонанс имеет спин-флипповую природу. К настоящему времени для большого числа ядер получены разнообразные данные о процессах возбуждения и распада высоко- и низковозбужденных ядерных состояний разнообразных гигантских и пигми-резонансов. Это выходы и сечения разных фотоядерных реакций (и обратных реакций радиационного захвата нейтронов и заряженных частиц), энергетические и угловые распределения продуктов реакций и др. Природа тех или иных механизмов, проявляющихся в колебаниях разного типа, может быть изучена с помощью точных и достоверных данных о конкуренции каналов распада резонансов с испусканием фотонов и частиц. Характеристики пучка фотонов перспективного ИКИ должны дать возможность определять с большой точностью соответствующие “ветвления” (branching ratios) в широкой области энергий налетающих фотонов.

2.1.3. Получение высокоточных данных о сечениях фотоядерных реакций

Энергии $E_\gamma \sim 1$ –10 МэВ

Данные по фотоядерным реакциям, прежде всего, $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 1p)$, востребованы и широко используются в разнообразных приложениях. Энергетические зависимости полных и парциальных сечений фотоядерных реакций, измеренные с высокой точностью (лучше 1% по абсолютной величине) и высоким энергетическим разрешением (десятки кэВ) в диапазоне энергий от порогов до (30–40) МэВ, крайне важны для решения проблемы существенных расхождений между результатами разных экспериментов, дальнейшего развития моделей структуры атомного ядра и описания механизма фотоядерных реакций, для построения и уточнения моделирования во многих задачах фундаментальных исследований: от астрофизики до проектирования экспериментальных установок, а также для прикладных целей, например, для разработки методик гамма-активационного анализа, наработки медицинских изотопов, детектирования взрывчатых веществ, радиоактивных и делящихся материалов.

Практически все доступные в настоящее время данные по сечениям таких реакций получены в экспериментах с помощью пучков квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов или фотонов тормозного гамма-излучения. В исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев [40] было установлено, что экспериментальные сечения парци-

альных фотонейтронных реакций на большом числе ядер таким критериям не соответствуют и, следовательно, не являются достоверными. Было показано, что это обусловлено систематическими погрешностями использованных не прямых методов разделения фотонейтронов по множественности и особенностями использованных детекторов, эффективность которых существенно зависела от энергии нейтронов.

В этой связи высокая интенсивность пучка фотонов КИ позволяет при некотором общем снижении общей эффективности регистрации нейтронов обеспечить условия, при которых эта эффективность от энергии нейтронов практически не зависит, и которые вследствие этого позволяют получать экспериментальные данные о сечениях парциальных реакций, соответствующие физическим критериям достоверности [40].

По сравнению с многочисленными исследованиями фотонейтронных реакций, выполненных на пучках как тормозного излучения, так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, исследований реакций с образованием протонов, и тем более дейтронов, тритонов и альфа-частиц, проведено относительно немного. В экспериментах на пучках тормозного излучения это обусловлено тем, что изучение процессов с образованием заряженных частиц существенным образом осложняется присутствием значительного фона от электронов. Необходимость отделения этого фона приводит к использованию специальных методов “очистки”, результатов измерений с соответствующим возрастанием статистических и систематических погрешностей. В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов это обусловлено тем, что их интенсивность весьма невелика (вследствие многоэтапного процесса получения гамма-квантов от аннигиляции позитронов), что с относительно невысокой статистической точностью позволяет получать данные по фотонейтронным реакциям, в которых возможно использование толстых мишеней, и не позволяет получать данные по фотопротонным реакциям, в которых использование толстых мишеней невозможно.

На пучках фотонов КИ возможно эффективное отделение фона электронов, поскольку пучки рассеянных электронов и рассеянных фотонов геометрически разведены. Уникальные характеристики пучка КИ позволяют организовать на новом современном уровне разнообразные исследования фотоядерных реакций с образованием заряженных частиц. Прежде всего это относится к определению сечений фотопротонных реакций для большого количества ядер, которые в настоящее время отсутствуют. Получение такой информации и ее детальное сравнение с результатами фотонейтронных исследований позволит на качественно новом уровне изучить явление изоспинового расщепления ГДР, а также уточнить сведения о таком явлении, как конфигурационное расщепление ГДР. Этому будет способствовать реализация новых возможностей по измерению энергетических и угловых распределений вылетающих протонов (как и других заряженных продуктов реакций). Данные о таких процессах позволят уточнить многие известные и изучить неизвестные пока особенности процессов фоторасщепления ядер, свойств электромагнитных взаимодействий.

2.1.4. Перспективы исследований фотоделения ядер

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}50$ МэВ

Существующие в настоящее время представления о механизме деления ядер с относительно низкими угловыми моментами сложились главным образом в исследованиях с нейтронами. Оговорка о низких угловых моментах является важной, так как высокий угловой момент и связанный с ним центробежный барьер, добавляющийся к барьеру деления, значительно влияют на процесс деления. Именно поэтому физика деления ядерных систем с высокими угловыми моментами, которые формируются, например, в столкновениях тяжелых ионов, представляет собой во многом отдельную область исследований. Заметим при этом, что в фотоделении ядер гамма-квантами с энергиями вплоть до 30–50 МэВ мы имеем дело с делящимися ядрами, обладающими в среднем даже более низкими спинами, нежели в реакциях с нейтронами. Действительно, так происходит из-за малости угловых моментов, которые гамма-кванты передают ядрам в доминирующих переходах низшей мультипольности, а именно, электрических и магнитных дипольных и электрических квадрупольных. Такая ситуация имеет место, пока размер ядра мал по сравнению с длиной волны излучения, и это справедливо в указанном выше диапазоне энергий гамма-квантов.

Причины, по которым исследования фотоделения до сих пор велись в значительно меньших масштабах, нежели исследования деления ядер нейтронами, достаточно просты. Одна из них состоит в том, что сечения фотоядерных реакций в принципе ниже сечений ядерных реакций. Дру-

гая причина — эксперименты по фотоделению выполнялись в основном на источниках тормозного излучения, достаточно интенсивного, но с довольно широким спектром. Это, конечно же, значительно усложняло получение энергетических зависимостей исследуемых величин.

Тем не менее данные по фотоделению представляют очень большой интерес, так как в имеющейся на сегодняшний день картине деления имеется немало пробелов [41–43]. Высокоинтенсивный источник квазимонохроматического гамма-излучения позволит вывести исследования фотоделения на значительно более высокий уровень. Более того, в некоторых отношениях данные, которые будут получены на таком источнике, окажутся более ценными, нежели имеющиеся результаты исследований с нейтронами: во-первых, благодаря узости диапазона спина и четности делящихся ядер, во-вторых, вследствие значительного понижения ограничения снизу на энергию, которая сообщается ядру (в реакциях с нейтронами минимальная энергия, передаваемая ядру, равна энергии связи нейтрона в образующемся ядре).

В ожидании ввода в строй новых интенсивных источников гамма-квантов, способных возбуждать ядра и инициировать ядерные реакции, в литературе активно обсуждаются возможные задачи, в том числе в области ядерного фотоделения [1, 3, 44, 45]. Так, в частности, изучение сечения реакции (γ, f) при энергии, близкой к энергии гигантского дипольного резонанса, может дать полезную информацию не только о делении, но и о структуре резонанса. Вообще, буквально все, что исследовалось и исследуется в реакции (n, f) , следовало бы изучить в реакции (γ, f) : энергетические зависимости как сечений деления, так и множества связанных с делением наблюдаемых величин. Речь, в частности, идет о распределениях осколков по кинетическим энергиям, по массам, зарядам, угловым моментам, о выходах конечных осколков, в том числе находящихся в долгоживущих изомерных состояниях, о множественности и спектрах как мгновенных, так и задержанных нейтронов и гамма-квантов, испускаемых осколками, а также о вероятности и характеристиках тройного деления. В принципе, все эти величины должны немного (или, наоборот, значительно) отличаться в процессах $^{(A-1)}Z(n, f)$ и $^AZ(\gamma, f)$, в которых образуется одно и то же ядро $^AZ^*$ с одной и той же энергией возбуждения. В самом деле, в указанных процессах ядро $^AZ^*$ образуется, вообще говоря, в разных суперпозициях состояний, отличающихся распределением по спину и четности. Если же удастся выделить вклады, соответствующие одинаковым делящимся состояниям (по энергии, спину и четности), то откроется возможность изучения зависимости наблюдаемых величин от входного канала.

В работах [3, 44] отдельно обсуждаются возможности изучения подбарьерного деления. Поскольку барьеры деления многих ядер имеют двугорбую (а для некоторых изотопов — трехгорбую) структуру, то большой интерес представляют квазистационарные состояния ядер в потенциальных ямах между горбами (принято считать, что такие низшие по энергии квазистационарные состояния представляют собой изомеры деления). Ядро с обычной деформацией, обладающее энергией возбуждения, соответствующей энергии квазистационарного состояния между барьерами деления, должно обладать способностью к резонансному туннелированию сквозь барьер деления. Такого рода резонансы в сечении реакции (n, f) на некоторых изотопах действительно наблюдаются. Но для многих ядер такие наблюдения в принципе невозможны, так как при захвате медленных нейтронов они сразу оказываются в надбарьерных состояниях. Именно для таких ядер подбарьерное деление, в том числе резонансное туннелирование сквозь барьер, может быть исследовано только в реакции (γ, f) [например, подбарьерное деление изотопа ^{236}U невозможно наблюдать в реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, но возможно — в процессе $^{236}\text{U}(\gamma, f)$]. Из подобных исследований квазистационарных состояний в потенциальных ямах между барьерами деления можно получить важную информацию как о структуре барьера, так и о характеристиках ядра при деформации, соответствующей барьеру.

При этом, на наш взгляд, в литературе недостаточно внимания уделяется перспективам изучения характеристик (положений, спинов, четности) переходных состояний на барьерах деления посредством измерения угловых распределений осколков деления ядер — как нейтронами, так и гамма-квантами. Результаты ранних исследований угловых распределений осколков в фотоделении представлены в обзоре [46]; итоги немногочисленных экспериментов, выполненных позже, подведены в работе [47]. В этих экспериментах, в частности, была обнаружена связь углового и массового распределений осколков [48, 49], заслуживающая отдельного внимания.

Интерес к переходным состояниям на барьерах обусловлен тем, что расчет сечений деления ядер легкими частицами, в том числе гамма-квантами, основан на вычислении вероятности преодоления возбужденным ядром барьера. При этом вероятность прохода над барьером определя-

ется плотностью переходных состояний, обладающими теми же спином и четностью, что и ядро [50]. Значительную роль играет также дополнительное квантовое число, характеризующее переходные состояния, а именно, проекция K спина ядра на ось деформации. Между тем, угловое распределение осколков определяется зависимостью вероятности деления от этой же проекции K (см. подробности, например, в [51]). Таким образом, из измерений угловых распределений осколков деления ядер легкими частицами, в том числе гамма-квантами, может быть получена именно та информация о характеристиках переходных состояний, которая позволит повысить точность и надежность расчетов сечений деления ядер.

Повторим также, что в реакциях с нейтронами и гамма-квантами, как правило, возбуждаются состояния, отличающиеся друг от друга по спину и четности. При этом, как выше было сказано, для каждого спина и четности имеется свой спектр переходных состояний. Таким образом, в экспериментах по фотоделению может быть получена важная информация о переходных состояниях, недоступная в исследованиях с нейтронами.

В заключение отметим, что комптоновское излучение может быть кругополяризованным. Поэтому в реакции (γ, f) можно изучать не только угловые распределения осколков деления ядер, но и любые другие угловые корреляции, в том числе того же типа, которые исследовались в реакциях с поляризованными нейтронами. В принципе, возможен поиск угловых корреляций, как связанных [52], так и не связанных [53] с нарушением пространственной четности в делении ядер, довольно активно изучавшихся в реакции (n, f) с использованием поляризованных и неполяризованных нейтронов. Позже несколько более сложные угловые корреляции были обнаружены в тройном и двойном делении ядер поляризованными нейтронами — см., например, [54, 55]. Интерес к исследованиям малых эффектов такого рода обусловлен тем, что они наглядно демонстрируют чувствительность такого сложного процесса, как деление ядер, к небольшим изменениям во входном канале. Природа этой чувствительности в настоящее время является предметом обсуждений.

2.1.5. Роль фотоядерных и нейтринных реакций в процессе звездного нуклеосинтеза

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}5$ МэВ

Одним из нерешенных вопросов ядерной астрофизики является образование тяжелых обойденных ядер в процессе нуклеосинтеза. В канонической модели считается, что стабильные ядра тяжелее железа образуются, в основном, в результате нуклеосинтеза в s-процессе (медленный последовательный цикл {захват нейтрона — бета-распад} в процессе “гидростатического” горения) или r-процессе (быстрый многократный захват нейтронов при “взрывном нуклеосинтезе”), см. [56]. Исключение представляет группа из 35 нейтронодефицитных, в основном стабильных, четно-четных нуклидов от ^{74}Se до ^{196}Hg (p-нуклидов). Их отличает чрезвычайно низкая распространенность (abundance) — до двух порядков меньшая по сравнению с соседними тяжелыми ядрами. Это предполагает наличие энергетического барьера, препятствующего дальнейшему захвату нейтронов зародышевыми ядрами, образовавшимися в s- и r-процессах [57]. Данная аномалия обнаружена пока только в солнечной системе. В число обойденных ядер входит и “экзотическая пара” нечетно-нечетных долгоживущих нуклидов: изотоп ^{138}La ($T_{1/2} \sim 1.1 \times 10^{11}$ лет) и изомер $^{180\text{m}}\text{Ta}$ ($T_{1/2} > 10^{13}$ лет) — одни из наиболее редких элементов солнечной системы — $^{138}\text{La}/^{139}\text{La} \approx 10^{-3}$, $^{180\text{m}}\text{Ta}/^{181}\text{Ta} \approx 10^{-4}$. Загадка их происхождения вызывает в последнее время много дискуссий и является тестом надежности доступных данных, как по фотоядерным реакциям и радиационному захвату нейтронов, так и данных по реакциям захвата нейтрино за счет нейтральных и заряженных токов.

Классический сценарий образования обойденных ядер — это, так называемый “p-процесс”, среди основных его каналов выделяются: (а) последовательность (p, γ) - и (γ, n) -реакций, непосредственно ведущих к p-нуклидам и (б) сложный путь, включающий сочетания фотонейтронных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, α) и последующий бета-распад [57].

Фотоядерные реакции — пороговые, и необходимое условие их протекания — высокая температура $T_9 = 1\text{--}3.5$ К¹. При этом процессы фотодезинтеграции равновесными γ -квантами начинают превалировать над процессами, связанными с захватом нейтронов. Такие условия суще-

¹ Под T_9 понимается температура в характерных для ядерной астрофизической шкалы гигакаельвинах.

ствуют, например, в глубоких O–Ne-обогащенных слоях массивных звезд (как на фазе предсверхновой, так и на фазе сверхновой). Также они, по-видимому, реализуются при прохождении ударной волны через слои предсверхновой звезды типа SnII после коллапса ядра сверхновой [58, 59]. При коллапсе ядра звезды с массой 25 солнечных масс во внешних слоях могут достигаться температуры $T_9 \sim 3.5$ K и плотности 6×10^5 г/см³, экспоненциально спадающие за несколько секунд [60]. Также фотоядерные реакции могут доминировать и при взрыве сверхновой SnI – во внешних CO-слоях белого карлика, где аккумулируется вещество, перетекающее со звезды-компаньона, при температурах порядка $T_9 = 3.7$ K, и плотностях – порядка 10^7 г/см³ [61, 62].

Современные астрофизические модели позволяют проводить детальные расчеты эволюции состава звезды в процессе термоядерного горения с учетом различных сценариев и набора реакций [63]. Однако отличие распространенности р-нуклидов, рассчитанной по существующим моделям, от солнечной может достигать одного-двух порядков. Так, даже в наиболее надежных расчетах оценка распространенности легких изотопов молибдена, олова и рутения, а также редкого изотопа ¹³⁸La оказывается заниженной до 20–30 раз по сравнению с солнечной, а распространенность обойденных изотопов ртути и платины – завышенной до 10 раз [57].

Основными причинами такого расхождения являются: неопределенности, связанные с конкретным сценарием, недостаток информации о концентрации зародышевых ядер для р-процесса в момент взрыва, а также заметные погрешности в ядерных данных по скоростям соответствующих реакций. Из-за формы спектра гамма-квантов, соответствующих температуре при взрыве сверхновых, процесс образования обойденных ядер оказывается очень чувствительным именно к изменению сечения фотоядерных реакций [64]. Входные скорости реакций для моделирования взрыва сверхновых [65] оценивают с использованием спектра частиц на различных стадиях эволюции звезд [66] и сечений фотоядерных реакций. Сечения (γ, n) -, (γ, p) -, $(\gamma, 2n)$ -, (γ, α) -процессов, обычно рассчитываемые по статистической модели, могут значительно отличаться от экспериментальных данных [67].

Наиболее существенным ядерно-структурным источником неопределенности являются электромагнитные силовые функции. Самосогласованные модели, основанные на современных ядерных энергетических функционалах плотности и квазичастичном приближении случайных фаз позволяют надежно предсказывать эволюцию распределения силы фотопоглощения в широком диапазоне нуклидов вплоть до границ нуклонной стабильности (driplines) [68].

Надежные фотоядерные данные особенно важны для астрофизического моделирования в рамках неравновесных моделей, включающих, например, реакции перезарядки (p, n) , быстрого захвата протонов, аккрецированных на поверхности нейтронной звезды [57]. Для решения “загадки” образования редкого изотопа ¹³⁸La также рассматривались зарядовообменные реакции (p, Xn) [69]. Позже появилась идея о нейтринном нуклеосинтезе [58, 70]. Так называемый ν -процесс существенно неравновесен; он характеризуется конкуренцией реакций фото-дезинтеграции и нейтринных реакций, которые эффективны за счет интенсивных нейтринных потоков из ядра звезды.

Основываясь на расчетах сечений нейтринного и антинейтринного захвата [71], в [72] было найдено, что учет реакции захвата электронных нейтрино ¹³⁸Ba(ν_e, e^-), идущей за счет электрослабых заряженных токов, увеличивает выход редкого изотопа ¹³⁸La в 5–36 раз. Было также показано, что этот результат сильно зависит и от соотношения вкладов конкурирующих фотоядерных процессов: ^{137,138}La (γ, n) и обратных реакций нейтронного захвата (n, γ) . В ряде работ (см., например, [73]) были проведены специальные измерения силовых γ -функций этих и близлежащих изотопов. Однако, использовался так называемый “Осло-метод”, результаты которого существенно зависят от процедуры решения некорректной задачи восстановления спектров. Кроме того, сечения соответствующих (n, γ) -реакций для ^{137,138}La и нейтронно-избыточных изотопов, для которых отсутствуют прямые измерения, были извлечены на основе полученных силовых γ -функций и оценок плотности уровней. Для надежных оценок производства обойденных изотопов нужны новые, более точные измерения силовых γ -функций нейтронно-дефицитных ядер. Это даст возможность подтвердить вывод о преимущественно нейтринном механизме образования редкого изотопа ¹³⁸La в реакции нейтринного захвата на ¹³⁸Ba за счет электрослабых заряженных токов.

Интенсивность протекания фотоядерных реакций в условиях астрофизического р-процесса определяется сечением данной реакции и спектром фотонов. При этом термодинамическое равновесие вещества и излучения приводит к тому, что заселенность возбужденных состояний

ядер-мишеней описывается распределением Максвелла—Больцмана, а спектр фотонов соответствует планковскому. Расчеты распространенностей изотопов требуют надежных измерений скоростей фотоядерных реакций и силовых γ -функций в околопороговой области, участвующих в образовании и распаде обойденных ядер. Необходимо дальнейшее развитие микроскопических моделей учета взаимодействия квазичастиц с фононами и систематические расчеты тонкой структуры и возможного смягчения силовых γ -функций для стабильных нейтронно-дефицитных ядер. Результаты экспериментов и расчетов особенно критичны для пигми-резонансной области, определяющей сечение (n, γ)-захвата [74, 75].

Уникальные параметры ИКИ НЦФМ совместно с применением методик онлайн-измерений с помощью активационного анализа помогут более точно измерить околопороговые сечения фотоядерных реакций на стабильных нейтронно-дефицитных ядрах, необходимые для астрофизического моделирования синтеза обойденных элементов. Новые прецизионные измерения на ИКИ позволят приблизиться к реалистической оценке вкладов фотоядерных реакций, и, опосредованно, нейтринных реакций в p -процессе звездного нуклеосинтеза.

2.1.6. Изучение распределения силы низкоэнергетических дипольных переходов

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}10$ МэВ

В последние годы появились новые экспериментальные данные [76], включая данные фотоядерных реакций, дипольных состояний при энергиях от 3—4 МэВ до энергии отрыва нейтрона, область так называемого пигми-резонанса, который феноменологически и упрощенно описывается как колебания избытка нейтронов относительно остова. Это стимулировало развитие теоретических моделей и разнообразие предсказаний: сложная двухфононная структура низжайших состояний, вихревые и ножничные моды ядерных возбуждений. Хорошо известно, что хотя пигми-резонанс исчерпывает обычно 1—2% правила Томаса—Райхе—Куна, его роль в радиационных процессах астрофизики очень значительна [77]. В рамках проекта ИКИ появляется уникальная возможность экспериментально идентифицировать природу низкоэнергетических дипольных состояний. В качестве примера рассмотрим стабильный изотоп кислорода ^{18}O , для которого энергия отрыва нейтрона и альфа-частицы есть 8.04 МэВ и 6.22 МэВ соответственно. Благодаря моноэнергетичности пучка фотонов, удастся возбудить состояние 1^- с энергией возбуждения 7.62 МэВ. Эмиссия альфа-частиц экспериментально подтвердит альфа-кластерную структуру изучаемого состояния. Теоретическую поддержку может оказать квазичастично-фононная модель ядра.

2.1.7. Измерение ширины ядерного двойного гамма-распада

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}5$ МэВ

Вопрос об электрослабых процессах второго порядка есть один из фундаментальных в ядерной физике. Процесс двойного гамма-распада формально аналогичен безнейтринному процессу двойного бета-распада ($0\nu\beta\beta$ -распад), где в последнем две β -частицы и в первом два гамма-кванта появляются в конечном состоянии и разделяют полную энергию ядерного перехода. Теоретические предсказания матричных элементов ядерного $0\nu\beta\beta$ -распада не представляются возможным без экспериментальных знаний скорости $0\nu\beta\beta$ -распада. Скорость $2\nu\beta\beta$ -распада есть полезный инструмент, но недостаточный для проверки точности. Измеряемый ядерный двойной гамма-распад может стать еще одним полезным инструментом. Конкурентные двойные гамма-распады также открывают новые подходы к изучению коллективных мод ядерной структуры. Экспериментальное подтверждение двойного гамма-распада ядерного перехода в условиях конкуренции с одинарным описано в работе [78]. Новый эксперимент, проведенный совсем недавно [79], уточнил свойства ядерного двойного гамма-распада. До сих пор исследования проводились лишь в частных случаях и проект ИКИ создаст уникальную возможность применения фотоядерных реакций к систематическому исследованию свойств ядерного двойного гамма-распада [80].

2.1.8. Исследования электрической дипольной поляризуемости ядра

Энергии $E_\gamma \sim 0\text{--}60$ МэВ

Важная ядерная характеристика — электрическая дипольная поляризуемость представляет собой фундаментальное явление в ядерной физике, изучение которого позволяет экспериментально фиксировать энергию симметрии J ядерной материи и ее наклона (линейной зависимости от плотности насыщения ядерной материи) L в уравнении состояния ядерной материи [81]. Знание энергии симметрии помогает понять формирование нейтронной “шубы” (разница нейтронного и протонного среднеквадратичных радиусов, R_{skin}) [82].

Электрическая дипольная поляризуемость ядра α_D непосредственно связана с сечением σ_{abs} процесса фотопоглощения

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{\text{abs}}(\omega)}{\omega^2} d\omega, \quad (2.4)$$

где ω — энергия γ -кванта. Для ряда ядер имеющиеся измерения силовых функций фотопоглощения до энергий $\omega \approx 20\text{--}30$ МэВ позволяют извлечь α_D экспериментально, в частности для дважды-магических ядер ^{208}Pb [83] and ^{48}Ca [84]. Оценки квазидейтронной поправки в области от 20 до 60 МэВ, где экспериментальных данных, как правило, недостаточно, являются модельно-зависимыми см. [83, 84]. В рамках проекта ИКИ исследования на пучках монохроматических фотонов дадут возможность решить эту проблему и приведут к повышению точности экспериментального извлечения α_D .

Важность изучения электрической дипольной поляризуемости атомного ядра объясняется также существующей корреляцией между величинами α_D и нейтронной “шубы” (R_{skin} — разность нейтронного и протонного среднеквадратичных радиусов) [82]. Статистический корреляционный анализ [82] показывает, что эти же величины в сферических тяжелых ядрах коррелируют с энергией симметрии J и градиентом ее зависимости от плотности ядерной материи L — параметрами уравнения состояния (УРС) ядерной материи при равновесной плотности [81]. При этом, в настоящее время, наблюдаются расхождения систематики имеющихся величин α_D с результатами определения R_{skin} в ^{208}Pb , ^{48}Ca в масштабных и дорогостоящих экспериментах PREX-II, CREX [85, 86] по нарушающему четность рассеянию электронов. Также результаты экспериментов PREX-II дают большее значение R_{skin} в ^{208}Pb , чем следует из ab initio расчетов EOS, свойств основных состояний ядер с взаимодействием N3LO, систематики данных по массам нейтронных звезд из астрофизических наблюдений и данных, полученных в 2017 г. коллаборацией LIGO-Virgo [87] при обнаружении гравитационных волн от слияния двойных нейтронных звезд.

Новые экспериментальные данные по α_D призваны разрешить это противоречие и существенно уточнить значения параметров ядерного УРС — энергию симметрии J ядерной материи и ее производную L .

2.1.9. Перспективные эксперименты по фоторасщеплению легчайших ядер

Энергии $E_\gamma \sim 20\text{--}150$ МэВ

Представляется перспективным получение новых экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер ^2H , ^3He и ^4He в области энергий фотона 20–150 МэВ. Наиболее ценными были бы данные по сечениям парциальных реакций фотопоглощения $^3\text{He}(\gamma, p)d$, $^3\text{He}(\gamma, ppn)$, $^4\text{He}(\gamma, p)^3\text{H}$, $^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He}$, $^4\text{He}(\gamma, pn)d$ и $^4\text{He}(\gamma, 2p, 2n)$ с точностью, существенно превышающей точность данных, имеющихся в литературе, по полуинклюзивным дифференциальным сечениям фоторасщепления ядер ^3He и ^4He с детектированием одного и двух протонов, по поляризациям вылетающих протонов и анализирующим способностям фотона.

Необходимость этих экспериментальных данных обусловлена следующим. В настоящее время расчеты упомянутых процессов исходя из заданных реалистических NN+NNN сил являются практически точными. Это подтверждается, в частности, исследованиями точности расчетов в [88–90]. Неопределенности результатов расчетов за счет вариаций реалистических NN+NNN сил много меньше, чем неопределенности экспериментальных данных. Кроме того, в области энергий фотона 20–50 МэВ, в большинстве случаев достаточно приближения E1-перехода без учета запаздывания. Согласно теореме Зигерта в этом приближении оператор перехода выражается через дипольный оператор. В таких случаях теория дает многочисленные однозначные

предсказания и их проверка была бы проверкой существующих представлений об ядерной динамике. Однако, на основе имеющихся экспериментальных данных эта проверка невыполнима, поскольку данные разных экспериментов не согласуются друг с другом, см. в этой связи [91, 92]. В большинстве случаев для неэксклюзивных процессов даже такие данные отсутствуют.

В случае полных сечений фотопоглощения сказанное выше в основном справедливо и для энергий фотона, превышающих 50 МэВ. В целом, для таких энергий теоретические предсказания для неинклюзивных процессов имеют значительную неопределенность, вызванную неопределенностями многочастичных компонент тока перехода. Эта трудность теории будет устранена в самом близком будущем на основе развиваемой в настоящее время киральной эффективной теории поля. В этой теории последовательно выводятся NN- и NNN-силы исходя из низкоэнергетических разложений эффективного лагранжиана, см., например, [93]. Константы, входящие в эти разложения, фиксируются по данным о процессах сильного взаимодействия в двух- и трехнуклонных системах. Большим достоинством этого подхода является то, что одновременно в форме низкоэнергетического разложения автоматически возникает ток перехода, что и устраняет упомянутые выше неопределенности в выражении для этого тока. Обсуждаемые искомые экспериментальные данные по фоторасщеплению легчайших ядер стали бы нетривиальной проверкой этой развиваемой в настоящее время универсальной микроскопической теории ядра, см. в этой связи [94].

2.1.10. Реакция (γ, n) как источник медленных поляризованных нейтронов

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}5$ МэВ

Первые предложения [95, 96] по использованию фоторасщепления ядер для генерации нейтронов возникли в связи с появлением мощных источников относительно высокоэнергетического синхротронного излучения. Энергия отделения нейтрона S_n является наименьшей для ядер ${}^9\text{Be}$ (1.665 МэВ) и ${}^2\text{H}$ (2.225 МэВ). Отметим, что энергия образующихся нейтронов определяется разностью энергии квантов и величины S_n . Поэтому монохроматическое гамма-излучение порождает монохроматические нейтроны, необходимые для многих исследований. Если при этом энергия квантов не намного превышает энергию S_n , то формируются медленные нейтроны, также широко востребованные в экспериментах.

Позже были выдвинуты аргументы в пользу того, что медленные (s -волновые) нейтроны, образующиеся при расщеплении некоторых ядер кругополяризованным гамма-излучением, могут обладать значительной поляризацией [97]. Наиболее подходящими представляются ядра с четным числом протонов и нечетным — нейтронов, при этом неспаренный нейтрон располагается в pj -оболочке, так что спин ядра равен угловому моменту $j = 1/2$ или $3/2$ этого нейтрона. При расщеплении ядра в радиационном $E1$ -переходе нейтрон переходит из связанного p -волнового состояния в свободное s -волновое, и если падающее излучение, например, правополяризовано, то, как показывают расчеты, нейтрон оказывается в состоянии с поляризацией вдоль направления распространения гамма-излучения, равной $p_n = 1$, если $j = 1/2$, и $p_n = -1/2$, если $j = 3/2$. Можно предположить, что ядра ${}^9\text{Be}$ ($J^\pi = 3/2^-$) и ${}^{13}\text{C}$ ($J^\pi = 1/2^-$) (энергия отделения нейтрона 4.946 МэВ) являются ядрами указанного типа.

В реакции ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$ вблизи порога не наблюдаются квазистационарные уровни, соответствующее сечение фоторасщепления очень мало [98]. Иначе обстоит дело с реакцией ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$; повышенное внимание к этому процессу отчасти связано с интересом к обратной реакции ${}^8\text{Be}(n, \gamma){}^9\text{Be}$, имеющей важное астрофизическое значение. К настоящему времени сечение фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ в области энергий падающих гамма-квантов от пороговой 1.665 МэВ до 6–7 МэВ исследовано довольно хорошо, в частности, зафиксированы пики, соответствующие квазистационарным уровням $1/2^+$ (с энергией 1.684 МэВ, близкой к пороговой), $5/2^-$, $1/2^-$ и $5/2^+$ [99, 100]. При этом планируется продолжение этих исследований [1]. Однако нет никаких сведений об исследованиях реакций (γ, n) с использованием кругополяризованного падающего излучения и об измерениях поляризации образующихся нейтронов.

Таким образом, вопрос о возможности использования квазимонохроматического кругополяризованного жесткого гамма-излучения для формирования медленных и поляризованных нейтронов (без привлечения замедлителей и поляризаторов) остается открытым. При этом исследо-

вания реакции (γ, n) при энергиях гамма-квантов до 10 МэВ на других ядрах могли бы представлять интерес в более широком плане, в связи, например, с перспективами осуществления трансмутации радиоактивных отходов ядерной энергетики, как это было предложено в [101].

2.1.11. Исследование кластерных состояний в ядрах

Энергии $E_\gamma \sim 10\text{--}15$ МэВ

Изучение изоспиновой симметрии в атомных ядрах имеет фундаментальное значение для понимания структуры возбужденных состояний ядра и различных мод ядерного распада. Поскольку ядро не является точечным объектом, оно может обладать как глобальной, так и локальной изоспиновой симметрией. Действительно, эксперименты по изучению низколежащих состояний ядер показывают, что состояния положительной четности могут быть описаны, предполагая равномерное распределение протонов с нейтронами в ядре (глобальную изоспиновую симметрию). В то же время, известно, что глобальная изоспиновая симметрия нарушается в области гигантского дипольного резонанса, который может быть описан, как когерентное движение протонов по отношению к нейтронам. В недавних экспериментах, проведенных в ведущих научных мировых центрах, было показано, что сила дипольных переходов с нижайших состояний отрицательной четности в актинидах и ядрах с $Z \approx 56$ может быть описана только в предположении нарушения локальной изоспиновой симметрии, как, например, происходит при формировании легкого кластера (или α -частицы) на поверхности ядра.

Кластерный подход, активно разрабатывающийся в ЛТФ ОИЯИ, основан на предположении, что полная волновая функция состояния ядра может быть представлена как суперпозиция волновых функций различных кластерных систем. В рамках разработанной модели описано большое количество накопленных за последнее время экспериментальных данных по энергиям нижайших 1^- -состояний, вероятностей альфа-распада и спонтанного деления. Показано, что нижайшие состояния соответствуют конфигурациям с легкими кластерами, а процесс спонтанного деления может идти через формирования почти симметричных кластерных конфигураций. Такие конфигурации соответствуют супер- и гипердеформированным состояниям ядер. Важной особенностью подхода являются усиленные $E1$ -переходы с кластерных состояний в основное состояние ядра. В этом смысле, важное экспериментальное обоснование кластерной модели может быть получено с использованием монохроматического источника γ -квантов в (γ, γ') -реакциях по изучению распадов 1^- -состояний в диапазоне энергий от 0 до энергии отрыва нейтрона. Кластерный подход также позволяет связать спектроскопические характеристики атомных ядер (энергии 1^- -состояний, вероятности электромагнитных переходов) с распадными характеристиками атомных ядер, такими как вероятности α -распада, β -распада, кластерного распада и спонтанного деления. Если состояние связано с кластеризацией, резонансное заселение такого состояния будет приводить к усилению (γ, α) , $(\gamma, \text{кластер})$ и (γ, SF) -каналов реакций. Интересно изучить возможность заселения изомерных состояний ядра при воздействии на него γ -квантами. Есть надежда на управление с помощью источника γ -квантов временем жизни изомерных состояний путем возбуждения из изомерного состояния в близлежащие состояния с меньшим запретом на распад в основное состояние.

γ -квантами с энергиями от 10 до 15 МэВ можно возбуждать предделительные гипердеформированные состояния, интерпретируемые как почти симметричные кластерные конфигурации. Существование таких состояний предсказано теоретически и ждет своего экспериментального подтверждения. Плавное изменение энергии пучка позволит увидеть резонансный характер заселения этих состояний. Корреляция переходов между нижайшими ротационными состояниями и распадом с вылетом определенного кластера будет сильным аргументом в пользу кластерной интерпретации деления атомных ядер.

Для изучения процессов кластеризации в ядрах необходим монохроматический источник γ -квантов с плавным изменением энергии пучка до 15 МэВ и энергетическим разрешением $\delta E \approx 10$ кэВ. Также необходимы детекторы γ -квантов и детекторы частиц, позволяющие определять их массу и желательно заряд. Возможные ядра для изучения реакций (γ, γ') и (γ, α) : ^{150}Nd , ^{146}Sm , ^{150}Gd , $^{144,146,148}\text{Ba}$. Для изучения кластерной радиоактивности, спонтанного деления и гипердеформированных состояний: ^{240}U , ^{240}Pu . Экспериментальное изучение должно сопровождаться теоретической поддержкой для оптимальной постановки эксперимента и интерпретации его результатов.

2.1.12. Исследования изомерных состояний атомных ядер

Энергии $E_\gamma \sim 0.1\text{--}7$ МэВ

Ядерные изомеры — это метастабильные состояния с периодами полураспада, большими, чем 10^{-9} сек. Эта временная граница достаточно условная и связана с тем что ядро с такими временами жизни имеет макроскопическую длину траектории до распада, скажем, в релятивистском пучке. Поэтому изомерные состояния, заселенные в типических ядерных реакциях могут быть отделены от основного состояния только спектрометром высокого разрешения. Систематическое изучение природы и свойств ядерных изомеров (в научной литературе так в настоящее время называют все метастабильные состояния ядер независимо от канала распада) — это обширный раздел современной ядерной физики, имеющий отношение к ядерной спектроскопии, ядерным реакциям, ядерным моделям, ядерной энергетике и другим областям физики. Появление в РФ заявленного источника фотонов создаст уникальные условия для наработки и исследований практически любых изомерных состояний атомных ядер, сколь бы редкими они ни были и сколь бы экзотическими свойствами не обладали.

Ядерные изомеры формы

Относительная стабильность изомеров возникает из-за кардинальных различий между их квантовыми свойствами и свойствами лежащих ниже состояний. Одним из таких свойств может быть форма ядра. Форма ядра не фиксирована жестко, а флуктуирует. Строго говоря, форма ядра не относится к числу наблюдаемых, поэтому исследуются ее проявления в вероятностях переходов, в спектрах возбужденных состояний. Эти исследования представляют большой интерес, так как дают информацию о среднем поле ядра.

Информацию об изомерах формы ядра можно получать из данных о $E0$ -переходах между 0^+ -состояниями ядер. 0^+ -состояния ассоциируются либо с изменением парных корреляций, либо с изменением формы ядра относительно основного состояния. Наиболее сильные $E0$ -переходы связаны с изменением деформации. Таким образом, изучая $E0$ -переходы, мы фактически исследуем явление сосуществования форм в ядрах.

Имея пучок монохроматических гамма-квантов с плавно изменяемой энергией можно возбуждать различные 2^+ -состояния, характеризующиеся в том числе и разной формой. Эти 2^+ -состояния будут переходить, испуская гамма-кванты, преимущественно в 0^+ -состояния той же формы, а последние будут распадаться либо в результате внутренней конверсии, либо рождая электрон-позитронную пару в основное состояние. Такие исследования предоставляют возможность обнаружить 0^+ -состояния с квантовыми свойствами, сильно отличающимися от свойств основного состояния.

“Фотоны с угловым моментом”

Прорывной технологией здесь может быть использование так называемых *twisted photons*, или фотонов, несущих орбитальный угловой момент. Дело в том, что большое время жизни ядерных изомеров очень часто обусловлено значительной разницей в спинах начального и конечного состояний ядра и, как следствие, высокой мультипольностью перехода. В случае электромагнитного распада метастабильного уровня (гамма-излучения, внутренней электронной конверсии гамма-лучей, электронного моста и т.д.) ядра на изомерное состояние, в принципе, можно возбуждать обычными гамма-квантами. Связано это с тем, что в плоской волне присутствуют все мультиполи. Однако амплитуда рассеяния последних на ядре, а соответственно, и сечение поглощения гамма-излучения быстро убывают с ростом орбитального момента мультиполя при условии $R/\lambda \ll 1$ (R — радиус ядра, λ — длина волны гамма-кванта). Поэтому процесс фотовозбуждения ядерных изомеров для переходов высокой мультипольности становится крайне неэффективным (практически нереальным). Если же использовать лазерные *twisted photons* нужной мультипольности плюс обратное Комптоновское рассеяние, то весь пучок гамма-квантов будет состоять из фотонов с нужным орбитальным моментом. Это качественно другая ситуация. И если потери энергии при преобразовании плоской волны в *twisted photons* в оптическом диапазоне окажутся разумными, то мы получим первый в мире источник *twisted gamma rays* для прямого инициирования высокомультипольных ядерных переходов. Последнее важно не только для физики изомеров. Появление такой техники может вообще изменить весь облик современной ядерной спектроскопии.

Как пример, можно привести одну известную нерешенную задачу. Стандартными электромагнитными каналами распада изомеров являются гамма-излучение и внутренняя электронная конверсия гамма-лучей. Должен существовать еще и так называемый “электронный мост” — процесс третьего порядка в рамках теории возмущений для КЭД. Однако все попытки наблюдать этот процесс пока успеха не имели. Тем не менее, правильный подбор изомера и его эффективное возбуждение должны обеспечить положительный результат такого эксперимента.

Одной из нерешенных задач ядерной физики, которую можно условно отнести к фундаментальным, является проблема изменения скорости спонтанного распада долгоживущих возбужденных состояний атомных ядер. Плотность энергии, запасенной в системе изомерных ядер, может быть колоссальной и уступать только энергии деления ядер. В этом смысле наработка ядерных изомеров и управляемое высвобождение энергии — задача двойного назначения, и представляет не только академический интерес.

Являющиеся наиболее перспективными для ряда приложений высоколежащие долгоживущие ядерные изомеры нарабатываются в настоящее время в исключительно малых количествах в довольно сложной цепочке процессов, включающих, помимо собственно ядерной реакции (обычно это разбивание более тяжелого ядра протонами), радиохимию, массесепарацию и несколько других этапов. Проще говоря, такие изомеры практически недоступны. Соответственно, ни о каком систематическом подходе к экспериментальному изучению обозначенной в настоящем пункте проблемы речи идти не может. Предлагаемый в Проекте вариант источника на базе “twisted photons + обратный Комптон” решает проблему эффективной наработки в том числе и относительно высоколежащих (сотни кэВ — единицы МэВ) ядерных изомеров. Это позволит существенно продвинуться вперед в области изучения процессов управления радиоактивным распадом атомных ядер.

Исследование неэкспоненциальности закона распада

Базовая квантовая механика утверждает, что закон распада не может быть экспоненциальным во всем временном домене; неэкспоненциальность основного закона распада наступает на больших временах.

Проверка основных предсказаний квантовой механики, к которым относится и экспоненциальность закона распада изолированного метастабильного состояния, является одной из важных (и в данном случае не вполне исследованных) задач. Интерес к проблеме вызван: во-первых, разными мнениями о временной эволюции изолированного квазистационарного состояния на больших и очень малых временах; во-вторых, возможной связью закона распада с рядом фундаментальных явлений, с такими, в частности, как распад протона, двойной бета-распад, туннелирование, квантовый эффект Зенона и других; в третьих, поведение кривой распада может оказаться критически важным для некоторых физических теорий, например, эволюционной квантовой механики Пригожина, или интерпретации Боба квантовой механики на основе представления о скрытых параметрах (возможно, уже не актуальной).

Работ по длительному измерению кривой распада после первой публикации Резерфорда 1911 года сделано очень мало (около пяти). И постановка каждого нового эксперимента, как и обнаружение ядра пригодного для такого рода измерений представляют немалый интерес. Эксперименты эти крайне сложны, требуют комплексного подхода и отражают уровень научно-технического развития страны в целом.

Одной из главных проблем здесь является создание подходящего экспериментального образца. Комптоновский источник монохроматических гамма-квантов НЦФМ как нельзя лучше подходит для производства мощного радиоактивного источника для эксперимента указанного типа. Возможность оптимального выбора распадающегося состояния из обширного списка ядерных изомеров, возбуждение которых будет доступно посредством ИНОК, позволит проводить измерения спонтанного распада изомеров на временах $T \gtrsim 50T_{1/2}$, и тем самым выйти на лидирующие позиции в мире в этом направлении исследований.

Излучение аксионов

Аксион — псевдоскалярная частица, призванная разрешить strong CP problem, является в настоящее время одним из главных кандидатов в темную материю. Некоторые типы аксионов могут взаимодействовать непосредственно с барионной компонентой материи и, соответственно, излучаться при распаде ядерных изомеров в M0- и M1-переходах.

Речь может идти о сложной и амбициозной программе поиска подходящих ядерных уровней, из распадов которых можно выделить дисбаланс между общим числом распавшихся ядер и числом зафиксированных актов распада по обычным каналам (иными словами, измерить избыточный распад изомеров за счет излучения аксиона). По всей видимости наиболее интересный вариант, а именно, аксионный $M0$ -переход $0^- \rightarrow 0^+$ между первым возбужденным и основным состояниями в голом полностью лишенном электронов ядре, где конкурирующий распад за счет гамма-излучения возможен лишь во втором порядке теории возмущений для КЭД, найти и тем более реализовать экспериментально будет очень сложно (если вообще возможно). Однако широкий выбор других ранее недоступных ядерных изомеров делает интригующую задачу поиска аксионов в ядерных переходах уже не столь безнадежной. Отдельное внимание здесь можно будет уделить сильно деформированным ядрам, в которых правила отбора по асимптотическим квантовым числам могут разрешать аксионный переход, подавляя при этом электромагнитные каналы распада. В любом случае, проект Комптоновского источника НЦФМ—это отличная возможность использовать достаточно развитую технику ядерноспектроскопических измерений для исследований на переднем крае физики элементарных частиц.

2.1.13. Изучение экзотических мод возбуждения ядер

Энергии $E_\gamma \sim 1\text{--}10$ МэВ

Существование вихревых $E1$ -возбуждений тороидального типа в ядрах было предсказано около полувека назад [102, 103]. В частности, был предсказан тороидальный дипольный резонанс (ТДР), расположенный при энергии $60\text{--}90 A^{-1/3}$ МэВ, т.е. в областях изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР) и пигми-дипольного резонанса (ПДР). Фактически ТДР представляет собой т.н. сферический вихрь Хилла, предложенный в 19-м веке как решение уравнения Эйлера для несжимаемой жидкости в сферическом конфайнменте [104]. Вихревое кольцо Хилла является одним из простейших и наиболее распространенных видов вихревого движения. Оно встречается в самых разных разделах физики: гидродинамика классических и квантовых жидкостей и газов [105, 106], разнообразные наносистемы [107–109], физика анаполей и темной материи [110], распределения адронов при высокоэнергетических центральных столкновениях тяжелых ионов [110] и т.д. Разумно предположить, что данная вихревая мода может присутствовать и в динамике атомного ядра [111].

В последние годы тороидальным возбуждениям в ядрах было посвящено большое число работ в рамках различных теоретических моделей: флюид-динамических подходов [106], квазичастично-фононной модели [28], приближении хаотических фаз (релятивистским и силами Скирма) [112–115], антисимметризованной молекулярной динамики [116, 117]. Было показано, что ТДР является общим свойством атомных ядер, независимо от их массового числа, формы и избытка нейтронов [115, 118]. Более того, в сферических и деформированных легких ядрах были предсказаны индивидуальные низкоэнергетические тороидальные $E1$ -состояния [116, 117, 119].

Важно, что низкоэнергетическая часть ТДР расположена в области пороговых энергий, совпадая тем самым с энергией $E1$ пигми-резонанса. Интерференция ТДР и ПДР может влиять на оценки для реакций, важных для ядерного синтеза. Более того, имеются аргументы в пользу того, что ПДР является проявлением ТДР на периферии ядер с избытком нейтронов [111, 114, 115].

Также важно, что ТДР, будучи в основном вихревым возбуждением, является примером ядерной динамики за пределами уравнения непрерывности. Вихревая ядерная динамика пока в значительной степени является “terra incognita” как для теории, так и для эксперимента. Пока нет надежных экспериментальных методов для поиска и идентификации внутренних вихревых электрических возбуждений в ядрах. В этом плане изучение тороидальных $E1$ -возбуждений могло бы послужить первым и естественным шагом в решении фундаментальной проблемы изучения вихревой ядерной динамики.

В рамках научной программы ИКИ НЦФМ представляет интерес заняться разработкой методов по изучению вихревой ядерной динамики. Тороидальные $E1$ -возбуждения могут вызывать поляризацию выходящих фотонов в реакции (γ, γ') и влиять на угловые распределения вылетающих частиц в реакциях на совпадение (γ, α) , (γ, p) и т.п. Было бы полезно провести сравнение ядерных $E1$ тороидальных мод с аналогичными тороидальными модами в наноматериалах и нанопотонике. В этом плане изучение $E1$ тороидальных возбуждений может представлять общий интерес для первой и второй стадий программы ИКИ НЦФМ.

2.1.14. Исследование на ИКИ ускорения и ионизации нейтральных атомов

Энергии $E_\gamma \sim 10$ эВ–100 кэВ

В настоящее время достаточно интенсивно и экспериментально и теоретически изучается влияние недипольных эффектов $\sim 1/c = \alpha = 1/137$ на различные атомные процессы в сильных лазерных полях [здесь $c = 1/\alpha = 137$ – скорость света в атомной системе единиц (а.е.)]. Однако, недипольный эффект ($\sim \omega/c$) неоднородности электромагнитной волны $\mathbf{k}\mathbf{r} = \omega/cz$, приводящий к неразделению переменных центра масс и электронов в атоме, взаимодействующем с лазерным импульсом, практически неисследован [120], как мы полагаем, из-за вычислительной сложности возникающей задачи. Даже в простейшем случае в задаче об атоме водорода, взаимодействующем с лазерным излучением, учет этого слагаемого, перепутывающего переменные электрона и протона в гамильтониане задачи, приводит к необходимости решения шестимерного нестационарного уравнения Шредингера. Кроме того, в оптическом диапазоне этот эффект менее актуален по сравнению с другими недипольными эффектами за счет малости частоты излучения $\omega \sim 0.06$ – 0.12 а.е. Однако для частот ИКИ $\omega \geq 137$ а.е., т.е. начиная с энергий фотона $E_\gamma = \hbar\omega = 3.7$ кэВ, порядок этого эффекта становится сравнимым с основным дипольным взаимодействием и даже может его превышать, поскольку в этом случае $\omega/c \geq 1$. В этой связи, становится актуальной задача об исследовании на ИКИ влияния недипольного эффекта неразделения переменных центра масс и электронов в атоме на различные атомные процессы.

В недавней работе [121] исследовалась задача об атоме водорода в сильном лазерном поле с учетом движения ядра (за счет недипольного эффекта неразделения переменных центра масс и электрона) в рамках разработанного автором квантово-классического метода. В частности, выполненный расчет продемонстрировал пропорциональность ускорения атома энергии фотона, см. рис. 2.3. Было показано, что с ростом энергии фотона от 1.5 эВ до 13.6 эВ атом может ускоряться до величины $\sim 10^{15} g$ при интенсивности 10^{14} Вт/см² и длительности импульса ~ 10 фс, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным работы [122], где удалось ускорить атомы гелия и неона до величины $\sim 10^{14} g$ в фемтосекундном лазерном импульсе интенсивности 8×10^{15} Вт/см² с энергией фотонов 1.0–1.5 эВ. Установленная пропорциональность между ускорением атома и энергией фотона $E_\gamma = \hbar\omega$ обусловлена тем, что слагаемое в гамильтониане задачи, “перепутывающее” переменные электрона и центра масс во внешнем электромагнитном поле и приводящее атом как целое к ускорению, содержит общим множителем параметр малости $\omega/c = \omega\alpha = \omega/137$. Поэтому увеличение энергии фотона (частоты ω) приводит к усилению “пе-

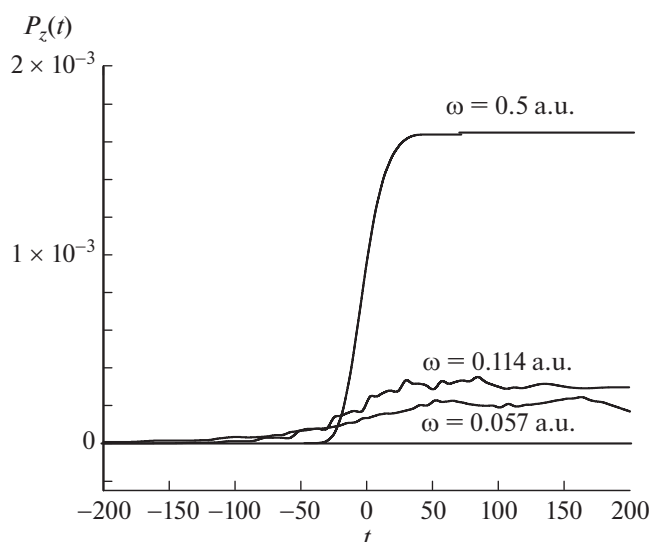


Рис. 2.3. Рассчитанная в работе [121] зависимость ускорения атома водорода от частоты лазера ω (энергии фотона $E_\gamma = \hbar\omega$): 0.057 (1.5 эВ), 0.114 (3 эВ), 0.5 (13.6 эВ). Импульс атома $P_z(t)$ и время t приведены в атомных единицах.

репутывания” переменных электрона и центра масс и к увеличению ускорения атома как целого. При достижении энергией фотона $E_\gamma = \hbar\omega$ величины 137 а.е. = 3.7 кэВ параметр малости $\omega/c = \omega\alpha = \omega/137$ при “перепутывающем” переменные слагаемом в гамильтониане задачи исчезает и оно сравнивается по величине с основным дипольным взаимодействием. Таким образом, фотоны от источника комптоновского излучения представляют уникальную возможность для исследования недипольных эффектов, обусловленных неразделением переменных в атоме, подверженном излучению от ИКИ. Причем ИКИ более перспективен для исследования возможности получения пучков ускоренных нейтральных атомов по сравнению с мощным лазерным излучением. Действительно, лазерное поле кроме ускорения атома вызывает также его ионизацию, вероятность которой в широком диапазоне исследованных интенсивностей возрастает с ростом интенсивности. В ИКИ интенсивности существенно ниже и ионизация подавлена, что дает дополнительный аргумент в пользу ИКИ по сравнению с мощным лазерным излучением для ускорения нейтральных атомов.

Резюмируя: нам представляется перспективной задача исследования возможности ускорения нейтральных атомов на ИКИ в широком диапазоне изменения энергий фотонов $E_\gamma \geq 137$ а.е. ≈ 3.7 кэВ, формы и длительности импульсов ИКИ, с интенсивностями существенно слабее мощного лазерного излучения для подавления ионизации. Ускоренные атомы могут иметь широкий спектр приложений, в частности, для литографии и диагностики плазмы в термоядерных установках (обзор литературы можно найти в работе [123]). В группе В.С. Мележика (ЛТФ ОИЯИ, Дубна) наработан существенный задел [121, 124] для проведения теоретических расчетов в указанной области. За рубежом эта задача пока не исследовалась. Область энергий фотонов, в которой представляет интерес исследование эффектов ускорения и ионизации нейтральных атомов на ИКИ от 10 эВ и до ~ 10 –100 кэВ (первый этап реализации проекта ИКИ НЦФМ).

Следует отметить, что перспективным также представляется исследование на ИКИ влияния недипольного эффекта несепарабельности центра масс на ионизацию атома ИКИ и генерацию атомом высоких гармоник, поскольку эти эффекты до настоящего времени не исследовались. В то же время, недипольные эффекты, не приводящие к “перепутыванию” движения электрона и ядра атома, достаточно изучены. В частности, предсказывается их влияние на “стабилизацию” атомов при больших лазерных интенсивностях (вероятность ионизации выходит на плато существенно ниже единицы) [125] и генерацию высоких гармоник (в спектре излучения атома появляются четные гармоники, которые запрещены в дипольном приближении) [126]. Эти недипольные поправки [125, 126] составляют величину $\sim 1/c = 1/137$ по сравнению с дипольным взаимодействием. Очевидно, что влияние недипольных поправок, приводящих к неразделению переменных центра масс и ядра, на ионизацию атома и генерацию высоких гармоник необходимо тем более учитывать на ИКИ, где их порядок становится сравнимым с основным дипольным взаимодействием и даже может его превышать (на ИКИ $\omega/c \geq 1$). В этой связи представляются перспективными исследования ионизации атомов и генерации высоких гармоник на ИКИ. Заделом для теоретических расчетов в этой области также может служить квантово-классический подход разработанный в работах [121, 124].

2.1.15. Исследование возможности наработки и исследования радиоактивных ядер

Энергии $E_\gamma \sim 3$ –30 МэВ

Исследование радиоактивных изотопов, сильно удаленных от “долины стабильности”, находящихся вблизи границ ядерной стабильности и даже за ней (уже в виде резонансных состояний) являются магистральным направлением развития современной ядерной физики низких энергий [127, 128]. Развитие этой области науки в огромной степени зависит от развития методов получения пучков радиоактивных изотопов. Наиболее значимые методы здесь это:

- исторически первые развивавшиеся методы получения новых ядер — реакции синтеза и многонуклонной передачи; это “мягкие” процессы, протекающие при невысоких энергиях, соответствующих верхушке кулоновского барьера;
- наиболее “ходовым” методом сегодня является метод выделения экзотических продуктов релятивистской фрагментации (тяжелых) ядер на специализированных спектрометрах — фрагмент-сепараторах (о развитии этого метода в ЛЯР ОИЯИ см. [129]);
- вторым по значимости методом является ISOL (Isotope Separation On-Line), в котором редкие изотопы выделяются методом резонансного лазерного возбуждения из потока продуктов ин-

дуцированного деления тяжелых ядер; деление индуцируется протонами (оптимум энергии порядка 1 ГэВ — комплексы ЦЕРН ISOLDE, TRIUMF), нейтронами (конверсионными ускорительными — SPIRAL2 — или реакторными — проект ИРИНА НИЦ “КИ”—ПИЯФ [128]), или тормозным излучением электронов (десятки и сотни МэВ).

Распределение продуктов индуцированного деления по массам имеет очень резкую зависимость от энергии и механизма реакции — качественно это могут быть “одногорбые” и “двугорбые” распределения по массам. При этом очевидно, что будет резко меняться и распределение по массам и изотопическому составу для экзотических продуктов деления, лежащих далеко от основных пиков упомянутых массовых распределений. Особенности таких распределений для деления, индуцированного протонами и нейтронами, изучены не очень подробно, а для индуцированных гамма-квантами и вовсе никак. На настоящий момент все относительно “простые” случаи синтеза новых радиоактивных нуклидов уже исчерпаны и речь в обозримом будущем будет идти о тонкой оптимизации этих процессов в попытках продвинуться дальше от “долины стабильности”. Исследование фотodelения тяжелых ядер именно в этом контексте может дать нам важное понимание в каком направлении нужно здесь двигаться.

2.1.16. Квантовый хаос

Сложные ядра, в случае хорошо развитых теоретических и вычислительных средств и наличие достаточно большого набора экспериментальных данных, полученных при различных энергиях возбуждения, представляют собой интересный объект для изучения физики мезоскопических систем.

С ростом энергии возбуждения, в силу исключительно комбинаторных причин, растет и плотность уровней, а вместе с ней усложняются и волновые функции стационарных состояний, постепенно приобретая черты квантового хаоса.

Исследование перехода от коллективных возбуждений при низких энергиях к квантовому хаосу при высоких энергиях представляет большой интерес. Изучение перехода к квантовому хаосу связано с изучением распределения энергетических расстояний между ближайшими соседями, отношения энергетических разностей, флуктуаций вероятностей переходов и вообще отклонения от предсказаний метода случайных матриц. Такую информацию можно будет получать, имея пучки монохроматических гамма-квантов с плавно изменяемой энергией.

2.1.17. Развитие новых методик наработки медицинских изотопов

В настоящее время широкий круг радионуклидов исследуется и используется для точечной доставки, при этом для большей части таких изотопов остаются открытыми вопросы о возможности их получения в необходимых для медицины количествах, оптимальных методах наработки и выделения из облученных мишеней. Создание соответствующих радиофармпрепаратов для точечной доставки напрямую зависит от наличия простых способов их наработки. Наряду с циклотронным и реакторным методами получения радионуклидов существует возможность наработки их на электронных ускорителях в результате фотоядерных реакций. Эти возможности ограничены имеющимися ускорителями электронов с характеристиками, недостаточными для наработки изотопов в количествах, необходимых для терапии. В НИИЯФ МГУ разработаны проекты линейного ускорителя электронов и микротрона на энергию 35 МэВ с высоким средним током от 100 мкА до 1 мА. Использование этих ускорителей позволит набирать изотопы в количествах, необходимых для клинических исследований и терапии.

Таким образом, фотоядерный метод может стать серьезной альтернативой реакторным или циклотронным методам. В НИИЯФ МГУ ведутся исследования возможности получения медицинских радиоизотопов необходимых для позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ) и радиотерапии в результате фотоядерных реакций (γ, n), (γ, p) и (γ, pn). Из широкого круга перспективных медицинских изотопов, которые можно получить в результате фотоядерных реакций, можно выделить ^{18}F , ^{47}Sc , ^{67}Cu , ^{166}Ho , ^{177}Lu , $^{198,199}\text{Au}$ и ^{225}Ac . Достоинствами фотоядерных методов являются возможность использования компактных ускорителей электронов в непосредственной близости от медицинского центра и, в ряде случаев, простая химия разделения макроколичеств мишени и микроколичеств целевого нуклида, в ряде случаев — невозможность наработки изотопов традиционными циклотронными или реакторными методами.

Наиболее перспективными для наработки медицинских изотопов выглядят реакции с вылетом протонов (γ, p) и (γ, pn) или фотонейтронные реакции (γ, n) с последующим β -распадом. В таких реакциях целевой нуклид нарабатывается без носителя. В базах ядерных данных (EXFOR) отсутствуют сечения фотопротонных реакций. Теоретические оценки основываются на расчетах сечений по программам статистического описания ядерных реакций, таких как TALYS, EMPIRE и др. В многочисленных экспериментах на тормозных пучках показано, что теоретические сечения фотопротонных реакций занижены от нескольких раз до двух порядков относительно экспериментальных. Это связано с тем, что в программах расчетов не учитывается явление изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса, приводящее к существенному увеличению вероятности фотопротонных реакций. Поэтому оценка возможности наработки с использованием подобных расчетов может быть сильно занижена, а с другой стороны может быть неправильно оценено образование побочных радионуклидов, приводящих к переоблучению в процессе лечения или диагностики. Для оценки перспективности наработки различных изотопов на электронных ускорителях необходимо иметь информацию о сечениях всех реакций приводящих к образованию как целевых, так и побочных нуклидов. На это может быть нацелена программа исследований фотоядерных реакций на ИКИ НЦФМ с вылетом заряженных частиц.

2.2. Адронная физика с фотонными пучками

Квантовая хромодинамика (КХД) заявила о себе как о фундаментальной теории сильных взаимодействий предоставив количественное описание жестких процессов с рождением адронов [130]. Однако ее непосредственное применение к описанию адронов, адронных резонансов и их взаимодействий при низких энергиях невозможно ввиду нерешенной проблемы кваркового конфайнмента. Поэтому при описании адронного мира приходится использовать эффективные модели, в какой-то степени отражающие фундаментальную теорию.

Один из подходов состоит в том, что адроны рассматриваются как объекты, состоящие из кварков, находящихся в некотором удерживающем (не самосогласованном) потенциале. Подбирая остаточное кварк-кварковое взаимодействие, пытаются описать сначала ядерно-стабильные адроны, а затем, добавляя возбуждения в систему, и адронные резонансы. Такой подход оказался достаточно успешным и существует несколько моделей, по-разному учитывающие релятивистские поправки для движущихся кварков и использующие разные наборы остаточных сил [131–137]. Общей особенностью кварковых моделей является то, что они предсказывают существование дополнительных резонансов, которые еще не наблюдались в адронных взаимодействиях [138]. С начала 2000-х годов поиску недостающих резонансов была посвящена обширная программа исследования множества различных конечных состояний (πN , $\pi\pi N$, ηN , ωN , ρN и др.) в фотоиндуцированных реакциях на протоне и дейтроне. Эксперименты проходили на установках CEBAF в лаборатории Джефферсона в Ньюпорт-Ньюс (США), ELSA в Бонне (ФРГ), ESRF в Гренобле (Франция), MAMI в Майнце (ФРГ) и Spring8 в Осаке (Япония). При этом на установках ELSA, CLAS (лаборатория Джефферсона) и MAMI использовалось тормозное излучение, а на установках ESRF (эксперимент GRAAL) и Spring8 (эксперимент LEPS) – обратное комптоновское рассеяние. Преимуществом второго метода является то, что поляризационные степени свободы передаются от лазерных фотонов рассеянным комптоновским фотонам высоких энергий. Обзор экспериментов дан в работах [139, 140].

Альтернативный к кварковым моделям подход основан на простом наблюдении, что адронные резонансы наблюдаются в реакциях адрон-адронного рассеяния, следовательно для понимания их свойств нужно развить теорию адрон-адронного рассеяния. В адронных реакциях уже при не очень больших энергиях мы имеем дело с неупругим рассеянием. Таким образом, мы приходим к необходимости решения задачи рассеяния со связанными каналами. Построенное решение должно удовлетворять фундаментальным условиям унитарности, причинности и кросс-синг-симметрии. Очевидно, что элементарное (затравочное) взаимодействие между адронами следует формулировать не в терминах кварков и глюонов, а непосредственно в терминах адронов. Такая эффективная адронная теория должна быть, по возможности, ограничена максимально большим количеством свойств КХД. Эффективная теория поля, отвечающая указанному критерию, так называемая киральная теория возмущений (КТВ или χ PT), была развита в работах [141–144] и отлично зарекомендовала себя для описания пион-нуклонных взаимодействий [в рамках SU(2) симметрии] при низких энергиях. Достоинство стандартной КТВ состоит в том, что, во-первых, она основана на эффективном лагранжиане, построенном с учетом всех киральных ограничений КХД, а во-вторых, она позволяет ввести формальные параметры разложения и

систематически улучшать вычисления хотя и ценой стремительного роста (с ростом порядка разложения) числа новых типов вершин эффективного взаимодействия и соответственно числа новых неизвестных параметров (эффективных констант связи). Существуют обобщения стандартной КТВ, в которых в число эффективных адронных степеней свободы включают не только нуклоны и голдстоуновские частицы (пионы), но также ближайшие нуклонные и мезонные резонансы (в первую очередь Δ -резонанс, векторные и аксиально-векторные мезоны), для которых опять строятся эффективные киральные лагранжианы [145, 146]. Таким путем предполагается учесть часть многопетлевых вкладов стандартной КТР и улучшить сходимость и точность остающихся разложений.

Расширение подхода КТВ в рамках $SU(3)$ симметрии на взаимодействие странных частиц показало необходимость пресуммирования ряда диаграмм, что эффективно сводится к решению уравнения типа Бете–Солпитер или Липпманна–Швингера. Было разработано несколько схем решения таких уравнений [148–152], в разной степени удовлетворяющих фундаментальным ограничениям на амплитуды рассеяния. При решении уравнений теории рассеяния оказалось, что полюс в амплитуде рассеяния может возникать даже в случае гладкого затравочного потенциала. Такие полюса в комплексной плоскости соответствуют динамически-сгенерированным резонансам. Предположение, что адронные резонансы могут быть интерпретированы как пороговые состояния, было выдвинуто Базем в [153]. В продолжении этой гипотезы в работе было сформулировано радикальное предположение, что все барионные резонансы, с важным исключением тех резонансов, которым принадлежат основным барионным мультиплетам в пределе большого цветового числа N_c в КХД, должны генерироваться динамикой связанных каналов.

Особенностью подхода является существенный рост числа свободных параметров эффективного лагранжиана. Как следствие, любые новые экспериментальные данные об адронных взаимодействиях оказываются чрезвычайно полезными для лучшего ограничения параметров лагранжиана [154].

В таблице 2.1 приведены пороговые значения энергии с.ц.м. для различных фотоиндуцированных реакций и соответствующие им пороговые значения энергии налетающего фотона. Видно, что планируемая энергия установки позволяет уверенно изучать одно- и двухпионные фотоиндуцированные процессы. Вместе с тем относительно небольшое увеличение энергии фотонов

Таблица 2.1. Пороговые энергии в системе центра масс и пороговые энергии фотонов для различных фотоиндуцированных реакций

Реакция	Энергия с.ц.м. (МэВ)	E_γ (МэВ)
однопионные реакции		
$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$	1073.2	144.7
$\gamma n \rightarrow \pi^0 n$	1074.5	144.7
$\gamma n \rightarrow \pi^- p$	1077.8	148.4
$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$	1079.1	151.4
двухпионные реакции		
$\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$	1208.2	308.8
$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$	1217.4	320.7
рождение η -мезонов		
$\gamma p \rightarrow \eta p$	1487.4	707.6
$\gamma n \rightarrow \eta n$	1486.1	707.8
рождение странности		
$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	1609.4	911.1
$\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda$	1613.3	915.3

до 900–920 МэВ открыли бы новые возможности исследования η -мезонов и Λ -гиперонов в ядрах.

2.2.1. Фоторождение пионов в области Δ -резонанса

Реакции фоторождения пионов на нуклонах при энергиях фотонов $E_\gamma < 400$ МэВ являются важным дополнением к относительно старым данным по πN -рассеянию, обновление которых потребовало бы создания новых установок с пионными пучками. Учет $\gamma N \rightarrow \pi N$ -реакций накладывает дополнительные ограничения на параметры кирального лагранжиана (так называемые низкоэнергетические константы), в частности, на такой важный низко-энергетический параметр πN -взаимодействия, как пион-нуклонный σ -член, $\sigma_{\pi N}$. Эта величина, являющаяся показателем нарушения киральной симметрии в сильных взаимодействиях, оказалась связанной со многими аспектами физики, такими, как происхождение массы частиц, детектирование темной материи, вычисление энергии связи ядер, и вопросы нуклеосинтеза [155, 156]. Низкоэнергетические теоремы, следующие из киральных лагранжианов, связывают $\sigma_{\pi N}$ с амплитудой πN -рассеяния. Несмотря на то, что было приложено много усилий по определению $\sigma_{\pi N}$, его величина по-прежнему не определена достаточно точно. Начиная с $\sigma_{\pi N} \sim 50$ МэВ, его значение колебалось от меньшего к большему в течение последние 50 лет. Есть существенные расхождения между результатами, полученными при совместном описании $\pi N \rightarrow \pi N$ - и $\gamma N \rightarrow \pi N$ -данных [154], только $\pi N \rightarrow \pi N$ -рассеяния и расчетов на решетке [157, 158].

Хотя p -волновой $\Delta(1232)$ -резонанс является самым сильным резонансом в πN -рассеянии при низких энергиях, экспериментальные данные по $\gamma N \rightarrow \pi N$ -сечениям существенно расходятся с расчетами, учитывающими только один этот резонанс. Это указывает на существенный вклад фоновых процессов, который особенно заметен в реакциях с заряженными пионами в конечном состоянии [159]. Следует отметить, что реакции в каналах $\pi^0 p$, $\pi^+ n$ и $\pi^- p$ измерялись на разных экспериментальных установках, а о канале $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$ вообще очень мало экспериментальной информации.

Исследования реакций с нейтроном в начальном состоянии $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ и $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$ можно проводить в квазисвободной кинематике на дейтронных мишенях. Возможные процессы в реакциях $\gamma d \rightarrow \pi NN$ показаны на рис. 2.4. Процесс M_a с вылетом быстрого нуклона и медленным протоном-спектатором соответствует интересующей нас кинематике. Дополнительными фоновыми процессами являются перерассеяние пиона на нуклоне-спектаторе (диаграмма M_b), перерассеяние двух конечных нуклонов (диаграмма M_c) и комбинация этих двух эффектов (диаграмма M_d). Экспериментальное и теоретическое исследования реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ были проведены в работах [147] и [160]. Сравнение теории и эксперимента показывает, что из экспериментальных

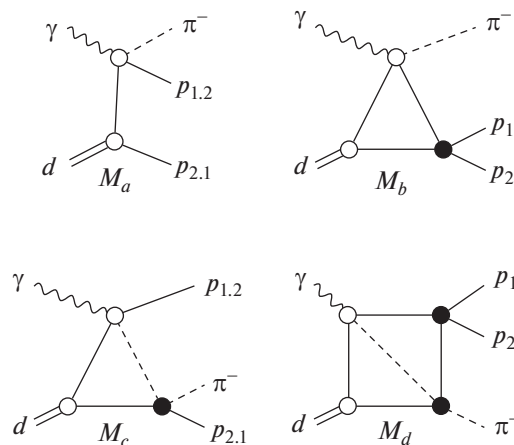


Рис. 2.4. Диаграммы, дающие вклад в $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ -реакцию, см. работу [147].

данных при пороговых энергиях можно извлечь информацию о взаимодействии частиц в конечном состоянии, но экстраполяция к уже чуть большим энергиям требует дополнительной экспериментальной и теоретической работы. Эксперимент, способный полностью восстанавливать конечное состояние заряженных и нейтральных бозонов и фермионов, был бы очень востребован.

К настоящему времени остается нерешенной проблема сильного расхождения между вычислениями, подобными тем, что показаны на рис. 2.4, и экспериментально измеренными сечениями фоторождения нейтрального пиона, $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$, которые оказываются существенно ниже расчетных в области Δ -резонанса [161–163], хотя для других изотопических каналов расчеты хорошо согласуются с данными. Такое расхождение указывает на существование сильного дополнительного взаимодействия, не учитываемого диаграммами на рис. 2.4, что ставит под сомнение надежность извлечения информации о реакциях на нейтроне из данных о реакции на дейтроне [164].

Наиболее наглядно проблема проявляется в попытке [165] определить полное сечение адронного фотопоглощения на нейтроне σ_n из измеренного полного сечения на дейтроне σ_d путем вычитания (ферми-размазанного) полного сечения на протоне σ_p . Определенное таким способом сечение σ_n в Δ -резонансе оказывается на 17% ниже σ_p , хотя современные парциальные анализы фоторождения пионов указывают, что нейтронное сечение должно быть наоборот, на 8% выше протонного. При этом сами сечения σ_d и σ_p определены надежно и подтверждены более поздними измерениями.

Проблема несомненно носит принципиальный характер и заслуживает дальнейшего теоретического и экспериментального изучения, в том числе в проекте ИНОК.

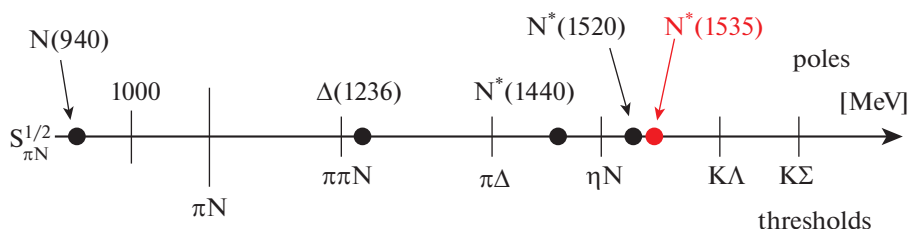


Рис. 2.5. Схема мира πN -взаимодействия в зависимости от энергии с.ц.м., $\sqrt{s_{\pi N}}$ для $\sqrt{s_{\pi N}} < 1700$ МэВ. Точками отмечены нуклон и резонансы, а вертикальными черточками пороги реакций.

Процессы с образованием двух пионов в конечном состоянии открывают новые возможности исследования мира пион-нуклонного взаимодействия, условная схема которого представлена на рис. 2.5. Во-первых, это позволяет разделить вклады двух p -волновых резонансов $\Delta(1235)$ со спином $3/2$ и $N^*(1440)$ со спином $1/2$ [166]. С точки зрения гипотезы “адрогенезиса”, предложенной в работе [149], $\Delta(1235)$ и $N^*(1440)$ имеют принципиально разную структуру. Резонанс $\Delta(1235)$ является связанным состоянием трех кварков, а $N^*(1440)$ резонанс образуется динамически за счет связи различных каналов реакции, т.е. представляет собой как бы адронную молекулу [167]. Во-вторых, исследуя распределения инвариантных масс двух пионов в конечном состоянии, можно попытаться выделить вклады процессов через промежуточные ρ - и σ -мезоны [168], примеры таких процессов показаны на рис. 2.6. В теоретических расчетах это позволит

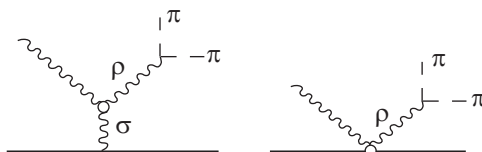


Рис. 2.6. Примеры диаграмм с ρ - и σ -мезон промежуточных состояниях, которые дают вклад в реакции $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$.

контролировать относительные вклады различных связанных каналов ($\pi\Delta$), ($\pi N(1440)$), (ρN), и (σN), каждый из которых дает вклад в конечное $\pi\pi N$ -состояние.

2.2.2. Фоторождение пионов на ядрах

Процессы фоторождения пионов на ядрах характеризуются тремя типами конечного состояния: реакции развала (брейкапа), когерентные и не когерентные процессы. В случае реакций брейкапа из ядра выбивается по крайней мере один нуклон, $\gamma A \rightarrow \pi N A'$. При этом образуется квазисвободный мезон, который рождается на одном нуклоне-участнике, а остальная часть ядра является наблюдателем. При когерентном фоторождении пионов состояние ядра не меняется, $\gamma A \rightarrow \pi A$. Сравнивая спин и изоспин начальных и конечных ядер, можно выделить определенные части амплитуд элементарных реакций. Наконец, некогерентное производство обозначает процесс $\gamma A \rightarrow \pi A^* \rightarrow \pi \gamma A$, при котором образуется ядро в возбужденном состоянии, которое в дальнейшем испускает фотон. Такие процессы предоставляют дополнительные возможности отбора спиновых и изоспиновых каналов реакций, происходящих в ядерной среде. В эксперименте реакции брейкапа могут быть уверенно отделены за счет их отличной кинематики.

Фотоиндуцированные реакции на ядрах позволяют и установить изменения свойств Δ и $N(1440)$ резонансов в ядерной среде. Исследуя распределения инвариантных масс двух пионов в реакциях $(\gamma, \pi^0 \pi^0)$ и $(\gamma, \pi^\pm \pi^0)$ на ядрах, можно выделить вклады процессов протекающих через промежуточные ρ - и σ -мезоны и попытаться обнаружить изменение их свойств в ядерной среде. Такие изменения обсуждались в обзоре [169].

Примечательной особенностью возбуждений Δ -резонанса в ядрах является то, что максимум полного фотоядерного сечения находится примерно при одной и той же энергии для всех ядер между литием и ураном и, при этом, он почти совпадает с резонансным максимумом в вакуумном сечении γp , см. рис. 2.7. То, что ядерное сечение почти идеально скалируется с $A^{2/3}$, указывает на сильные эффекты взаимодействия пионов в конечном состоянии. Ширина резонансного пика существенно увеличивается с 100 МэВ до 190 МэВ. Теоретическое описание среднего сечения требует самосогласованных вычислений, учитывающих изменения свойств пионов, нук-

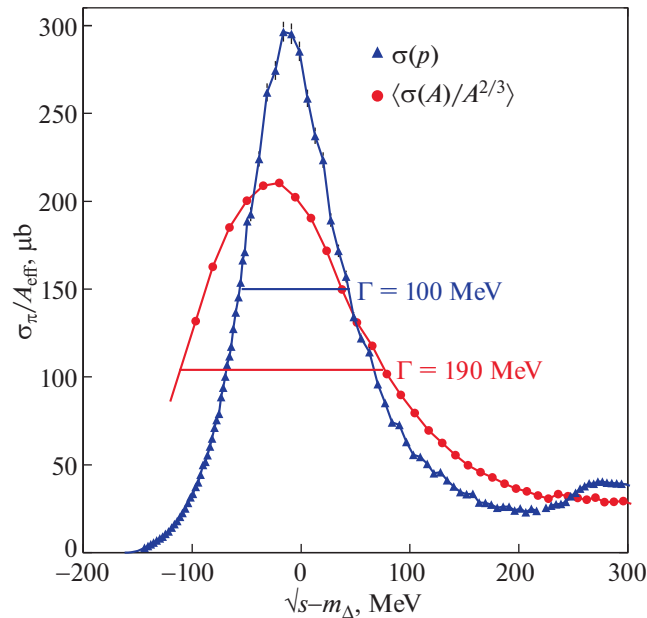


Рис. 2.7. Полное сечение фоторождения π^0 на протонах по сравнению с сечением на ядрах усредненным по нескольким тяжелым ядрам. Рисунок из работы [170].

лонов и Δ -резонансов в ядерной среде. Любая дополнительная экспериментальная информация о свойствах пионов и Δ -резонанса в среде, которую можно получить, регистрируя не один, а два пиона в конечном состоянии, будет новым вызовом для теоретических вычислений.

2.2.3. Образование пионных атомов

Пионные атомы относятся к разряду экзотических атомов, в которых один из электронов заменен отрицательно заряженным пионом. Поскольку масса пиона гораздо больше массы электрона, радиус ее орбиты будет существенно меньше радиуса электронных орбит: боровский радиус $a_n = n^2/(m_\pi Z\alpha) \approx 200n^2/Z$ фм, а энергия связи будет $E_n = -m_\pi(Z\alpha)^2/(2n^2) \simeq -3.7Z^2/n^2$ кэВ. Кроме того, так как в пионном атоме только одна тяжелая частица, принцип Паули не работает и для пиона разрешена целая область атомных орбит. Волновая функция пиона полностью локализована внутри радиуса К-орбиты электрона, пока главное квантовое число $n < 16$.

Образование атомов в пионном захвате

Спектроскопия пионных атомов имеет 70-летнюю историю с момента первого наблюдения Камаком и его коллегами в 1952 г. [171]. Отрицательные пионы замедляются в поглотителе, а затем захватываются в состоянии с высоким n , l , при этом электрон выбрасывается с орбиты эквивалентного радиуса. В не слишком плотной среде пионный уровень опускается вниз по ридберговским состояниям с наибольшими n и l , испуская рентгеновские лучи или Оже-электроны. С понижением n перекрытие волновой функции пиона с ядром увеличивается, вместе с тем растет вероятность поглощения пиона в ядре и ширина атомного уровня. Каскад продолжается пока ширина поглощения пиона не слишком велика.

С появлением полупроводниковых детекторов в середине 1960-х гг. Дженкинс и др. впервые наблюдали рентгеновские спектры высокого разрешения от пионных атомных каскадов в 1966 г. [172] и Бекенштосс в 1967 г. [173]. С тех пор пионная рентгеновская спектроскопия очень сильно развилась, так что было охвачено большинство областей периодической таблицы [174, 175].

Для вычисления энергетических уровней пиона, E решается уравнение вида

$$\left\{ \Delta + [E - V_{\text{coul}}(\mathbf{r})]^2 - \mu^2 \right\} \psi(\mathbf{r}) = 2\mu V_{\text{str}}(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}), \quad (2.5)$$

где μ — это приведенная масса пиона и атомного ядра, V_{coul} — кулоновский потенциал, а V_{str} — комплексный потенциал сильного взаимодействия. Точность измерения энергетических уровней стала достаточно высока, так что приходится учитывать поправки к кулоновскому потенциалу за счет конечности ядра и поляризации вакуума (поправки порядка $Z\alpha$ и $Z\alpha^2$). Эффекты сильного взаимодействия, происходящие на малых расстояниях, становятся важными для орбит с малым l . Они приводят к сильному ослаблению переходов из-за ядерного поглощения, $\Im(V_{\text{str}}) \neq 0$ и к энергетическим сдвигам и естественным ширинам рентгеновских линий. Энергетические сдвиги определяются относительно решения уравнения Клейна—Гордона для пиона в кулоновском поле точечного заряда. На рис. 2.8 показаны некоторые данные по энергетическим сдвигам и ширинам уровней пионных атомов с разным числом протонов Z .

Потенциал сильного взаимодействия традиционно выбирается как сумма s-волнового, $q(r)$, и p-волнового, $\alpha(r)$, слагаемых, разделенных на изоскалярный и изовекторный вклады связанные, соответственно, с изоскалярной нуклонной плотностью, $n_+ = n_p + n_n$, и изовекторной нуклонной плотностью, $n_+ = n_n - n_p$ [176]

$$2\mu V_{\text{str}}(r) = q(r) + \nabla \alpha(r) \nabla$$

$$q(r) = -4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m_N} \right) \{ b_{0,\text{eff}} n_+(r) + b_1 n_-(r) \} - 4\pi \left(1 + \frac{\mu}{2m_N} \right) B_0 (n_+^2 - n_-^2), \quad (2.6)$$

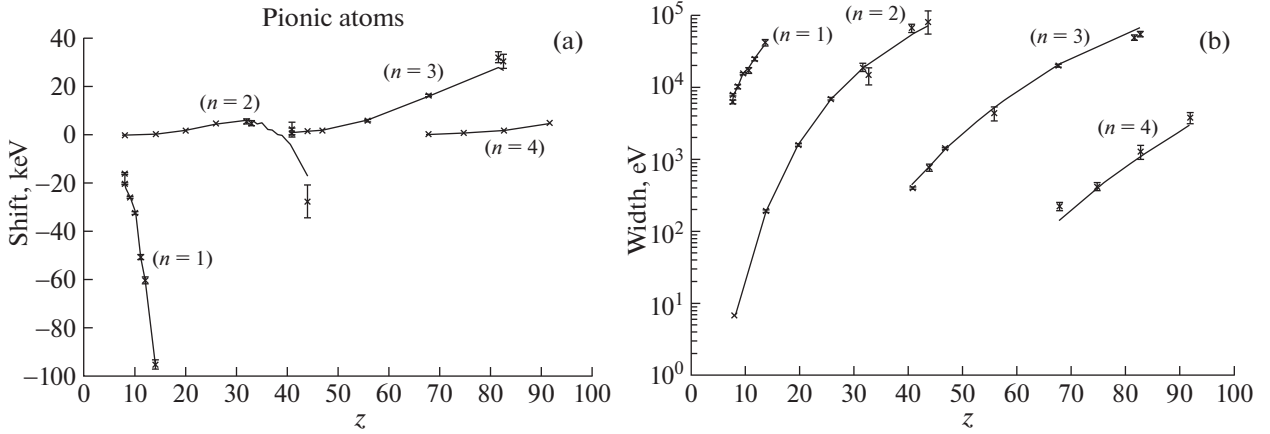


Рис. 2.8. Энергетические сдвиги (а) и ширины (б) уровней $(n, l = n)$ пионных атомов с числом протонов Z . Непрерывные линии соединяют точки, рассчитанные с учетом потенциала сильного взаимодействия типа $V_{\text{str}}(r)$ в уравнении (2.6). Рисунок из работы [175].

$$\alpha(r) = \frac{\alpha_1(r)}{1 + \alpha_1(r)/3} + 4\pi \left(1 + \frac{\mu}{2m_N}\right)^{-1} C_0 (n_+^2 - n_-^2),$$

$$\alpha_1(r) = 4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m_N}\right)^{-1} \{c_0 n_+(r) + c_1 n_-(r)\},$$

главные части которых выражаются через параметры пион-нуклонного рассеяния в вакууме [176, 175]: длины рассеяния в изоспин скалярном и векторном канале, $b_0 \simeq -(0.30 \pm 0.30) \times 10^{-3}$, $b_1 \simeq 0.08/m_\pi$, соответственно, и объемы рассеяния $c_0 \simeq 0.21/m_\pi^3$, $c_1 \simeq 0.17/m_\pi^3$. Так как изоскалярная длина рассеяния b_0 чрезвычайно мала, то в этом канале учитывают двойное рассеяние пиона на нуклонах и заменяют b_0 на $b_{0,\text{eff}}(r) = b_0 + \frac{3p_F}{2\pi}(b_0^2 + 2b_1^2)$, где $p_F = (3\pi^2 n_+/2)^{1/3}$. Потенциал (2.6) содержит два основных подгоночных комплексных параметра B_0 и C_0 , которые отвечают за поглощение пионов парой нуклонов в s -волне и p -волне соответственно. Предложенная структура потенциала после небольшой подгонки позволяет хорошо описать уровни пионных атомов в широком диапазоне Z , см. рис. 2.8. Для уровней с $l \geq 2$ главный эффект от сильного взаимодействия определяется притягивающей p -волновой частью потенциала. Мы видим существенный отрицательный сдвиг $1s$ -уровня, который быстро растет с ростом Z . Сдвиг $1s$ -уровня оказывается наиболее важным для определения s -волновой части потенциала (2.6). Однако метод образования атомов в пионном захвате имеет свои ограничения для наблюдения $1s$ -состоянии. В тяжелых ядрах каскад останавливается за счет ядерного поглощения уже в высоко лежащих nl -состояниях, таких как $3d$ -состояние в ядрах свинца. Рентгеновская спектроскопия позволила наблюдать $1s$ -состояния только до $Z = 14$, $2p$ -состояния до $Z \sim 42$ и $3d$ -состояния до $Z \sim 82$.

Образование атомов в реакциях пионного переноса

В работе [177] было показано, что сильное пион-нуклонное отталкивание в s -волне приводит к уменьшению перекрытия волновой функции пиона с ядром и, следовательно, уменьшению вероятности его поглощения. Это давало надежду зарегистрировать такие состояния, если удастся посадить пион сразу на $1s$ -уровень и избежать “долгого” каскада с верхних орбиталей. Для создания таких глубоко связанных состояний в работе [178] был предложен механизм “пионного переноса” в реакциях $(d, {}^3\text{He})$, схема которого представлена на рис. 2.9. Энергия налетающего дей-

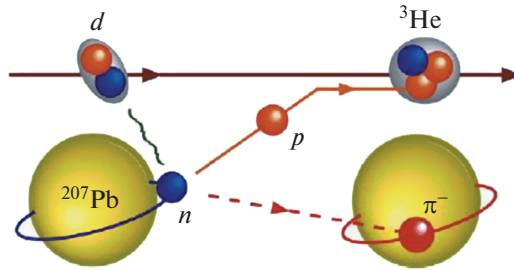


Рис. 2.9. Иллюстрация реакции $(d, {}^3\text{He})$ на ${}^{207}\text{Pb}$ с образованием связанного пиона.

трона должна быть подобрана так, чтобы импульс рожденного пиона был близок к нулю. Предложенный механизм был реализован в ГСИ (Дармштадт) [179, 180] с использованием установки Fragment Separator (FRS) для прецизионного детектирования ${}^3\text{He}$. На рис. 2.10 показан пример спектра возбуждений в рассеянии дейтрона на ${}^{208}\text{Pb}$. Небольшое усиление вблизи 133 МэВ связано с образованием пионного состояния $1s$.

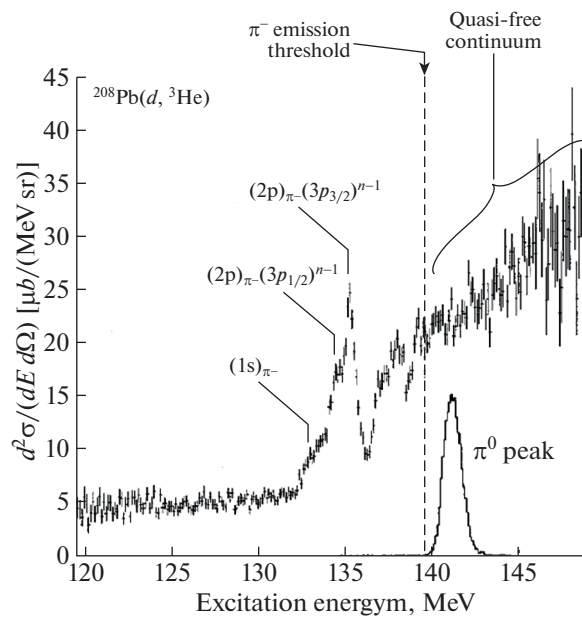


Рис. 2.10. Спектр возбуждения в реакции ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He})$ при кинетической энергии дейтронов 600 МэВ [180].

Точные данные о $1s$ - и $2p$ -состояниях пионов связанных с ядрами свинца [179, 180], установили новые ограничения для параметров s -волнового пион-ядерного взаимодействия. Оказалось, что стандартный набор параметров для s -волновой части не дает необходимого отталкивания, см. открытые кружки на рис. 2.11. Энергия связи слегка превышает экспериментальную, а ширина почти в два раза больше. Параметры s -волнового πN -рассеяния достаточно хорошо определяются теоретически в рамках киральной теории возмущений, которая в главном порядке дает $b_0 = 0$, $b_1 = m_\pi / (2f_\pi^2)$, где $f_\pi \simeq 90$, МэВ – константа пионного распада. В работе [181] было замечено, что соотношение Гелл-Манна–Оакс-Реннера, $m_\pi^2 f_\pi^2 = m_q \langle \bar{q}q \rangle$, связывает f_π с массой легких кварков, m_q , и кварковым конденсатом $\langle \bar{q}q \rangle$. Следовательно, если в ядерной среде происходит частичное восстановление киральной симметрии, и кварковый конденсат уменьшается

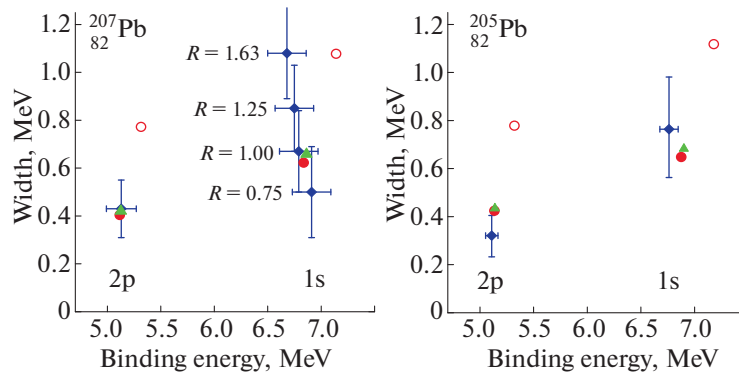


Рис. 2.11. Энергия связи и ширина $1s$ и $2p$ пионных уровней в ^{207}Pb и ^{205}Pb . Ромбами показаны экспериментальные данные из [179, 180]. Неопределенность выделения уровня $1s$ для ^{207}Pb соответствуют различным вариантам контролирующего параметра R , как указано в [179, 180]. Пустые кружки соответствуют стандартному набору параметров потенциала (2.6). Треугольники показывают результаты, полученные с учетом увеличения изовекторной длины рассеяния из-за частичного восстановления киральной симметрии [181, 184]. Результаты полученные в [182] с учетом зависимости пионного потенциала от энергии пионов изображены заполненными кружками.

$\langle \bar{q}q \rangle_n / \langle \bar{q}q \rangle_0 \approx 1 - \sigma_{\pi N} n_+ / (m_\pi^2 f_\pi^2)$, то параметр f_π будет также уменьшаться, а это приведет к росту параметра b_1 . Используя значение пион-нуклонного σ -члена $\sigma_{\pi N} \sim 50$ МэВ можно оценить увеличение b_1 на 60% при ядерной плотности n_0 . С учетом такого усиления отталкивания в среде, результаты вычислений, показанные заполненными треугольниками на рис. 2.11, гораздо лучше совпадают с экспериментальными данными. Как показано в работе [182] в действительности ситуация более сложная и необходимо аккуратно учитывать зависимости πN -амплитуды от энергии. Последовательный подход к построению пионного потенциала в среде дан в обзоре [183].

Образование пионных атомов в фотонных пучках

Кроме механизма пионного переноса в литературе рассматривалась возможность создания связанных пионных состояний в ядрах в реакциях с фотонами. В работе [185] было отмечено, что образование пионного атома на s -орбитали приведет к резкому усилению сечения реакции фоторождения пионов на ядрах. В работе [186] было предложено исследовать реакцию $\gamma + A \rightarrow \pi^+ + (A\pi^-)$. Поскольку этот процесс есть реакция типа $2 \rightarrow 2$, энергия π^+ -мезона фиксируется выбором угла рассеяния в лабораторной системе, и создание π^- -связанного состояния будет проявлять себя как пик в дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega dE_{\pi^+}$ на фоне инклюзивного (γ, π^+) -сечения. Другая возможность рассматривалась в работе [187], где исследовался вклад резонансного канала $\gamma + A \rightarrow (A^*\pi^-) \rightarrow \gamma + A$ со связанным π^- в ядре в обычное комптоновское ядерное рассеяние. Было показано, что интерференция этого резонансного канала с фоновыми амплитудами дает значительные пики в упругом обратном дифференциальном сечении в зависимости от энергии начального фотона для легких и средних ядер.

Возможность создавать глубокосвязанные пионные атомы в процессах фоторождения пионов на ядрах тонко варьируя энергию монохроматического пучка фотонов обсуждалась также в недавней работе [188].

Исследования глубокосвязанных пионных состояний в ядрах могут дать важную информацию для лучшего понимания взаимодействия между пионом и нуклонами и ядерной структурой.

2.3. Нелинейный эффект Комптона — увеличение яркости источника и фундаментальные аспекты квантовой электродинамики

Линейный (обратный) эффект Комптона — процесс рассеяния быстрого электрона на одном фотоне, является хорошо изученным процессом квантовой электродинамики. Все современные

яркие источники узкополосного рентгеновского и гамма-излучения работают с его использованием, например HIGS (США), NewSubaru (Япония), ELI-NP (Румыния). Нелинейный эффект Комптона — процесс рассеяния быстрого электрона на ансамбле из когерентных фотонов, является относительно малоизученным явлением, открывающим важные возможности исследования фундаментальных аспектов квантовой электродинамики и возможности увеличения яркости источника комптоновских фотонов.

2.3.1. Слабо-нелинейный режим эффекта Комптона

Нелинейный (обратный) эффект Комптона — процесс рассеяния многих фотонов на быстром электроны в поле сильной электромагнитной волны:

$$n\hbar\omega_L + \tilde{\epsilon}_e = \hbar\omega_X + \tilde{\epsilon}_e', \quad (2.7)$$

где n — количество рассеиваемых фотонов с частотой ω_L , $\tilde{\epsilon}_e$ — энергия “одетого” электрона в поле волны, $\tilde{\epsilon}_e'$ — энергия рассеянного фотона. Данный процесс менее изучен и является интересным в связи с возможностью увеличения выхода фотонов для источника. При малой квантовой отдаче процесс может быть описан классически и практически теми же формулами, что и ондуляторное излучение. Важными особенностями нелинейного эффекта Комптона являются: (i) генерация гармоник высокого порядка и (ii) ненулевой вклад светового давления в описание эффекта.

Важными величинами являются энергия рассеянного фотона и количество фотонов, излучаемых в узкую линию с шириной, обратно пропорциональной количеству периодов волны (или ондулятора):

$$\hbar\omega_X = \frac{4\gamma^2\hbar\omega_L}{1 + \gamma^2\theta^2 + a_0^2}, \quad (2.8)$$

$$N_{ph} = N_e\pi\alpha\frac{a_0^2}{1 + a_0^2}, \quad (2.9)$$

здесь γ — гамма-фактор электрона, θ — полярный угол наблюдения, N_e — количество электронов в пучке, $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, a_0 — безразмерная амплитуда лазерной волны. Величина $a_0 = 1$ соответствует интенсивности лазерного импульса порядка $I \approx 10^{18}$ Вт/см² для длины волны порядка 1 мкм. Более подробно формулы с учетом геометрии взаимодействия можно найти в [189].

Исходя из уравнения (2.9), имеет смысл наращивать амплитуду лазерного импульса, чтобы увеличить выход гамма-квантов, причем рост будет пропорционален квадрату при той же энергии лазерного импульса при малых значениях. Основной причиной, по которой нелинейный эффект Комптона не используется в источниках, является паразитное уширение линии за счет неравномерного светового давления — в формуле (2.8) в знаменателе надо рассматривать a_0 как функцию времени, соответствующую огибающей лазерного импульса [45, 190, 191].

Недавно было предложено несколько способов борьбы с паразитным уширением, некоторые из этих способов просты с точки зрения оптических систем и могут быть использованы в новом источнике. Обзор дан в обзоре [45], результаты моделирования с реалистичными электронными и лазерными пучками приведены в работе [192]. Кратко опишем два основных способа без описания деталей взаимодействия:

1. Комбинация двух линейно chirпированных импульсов, следующих друг за другом с некоторой задержкой. Первый импульс chirпирован положительно, второй импульс chirпирован зеркально и отрицательно [193]. Для реализации можно использовать мультитераваттную лазерную систему, желательно с широким спектром излучения, и интерферометр Майкельсона, где в каждом плече находится, например, система из двух дифракционных решеток для chirпирования импульса. Для контроля фазы в одно из плечей добавляется клин, например, из стекла.

2. Второй способ заключается в использовании одного мультитераваттного импульса и его дальнейшего линейного chirпирования для достижения оптимума (спектральные каустики [194]).

Оба способа просты в реализации, позволяют теоретически увеличить выход фотонов на порядки и могут быть апробированы на новом источнике. В этом, слабонелинейном, режиме ре-

кордные показатели интенсивности лазерного импульса не нужны, достаточно системы, способной при фокусировке достичь величины a_0 порядка единицы, то есть интенсивности порядка $I \approx 10^{18}$ Вт/см².

Озвучим минусы и плюсы нелинейного эффекта Комптона для использования в источнике гамма-фотонов: (+) значительное увеличение выхода фотонов в одном выстреле; (–) малая частота повторения — в основном лазерные системы такого уровня работают на частоте 10 Гц.

Итак, одну из станций можно оснастить мощной лазерной системой (мульти-ТВт или суб-ПВт) для исследования (слабо)нелинейного режима комптоновского рассеяния. Поскольку количество излучаемых гамма-квантов пропорционально интенсивности лазерного излучения, то функционирование в нелинейном режиме позволит значительно увеличить яркость комптоновского источника [45].

2.3.2. Сильно-нелинейный режим эффекта Комптона

Сильно-нелинейный режим комптоновского рассеяния (в контексте данного документа можно написать $a_0 \gg 1$) в лабораторных условиях фактически не изучался, хотя его исследование представляет большой фундаментальный интерес. По этой причине в мире сейчас активно развиваются проекты, посвященные этой теме [195, 196]. Среди процессов, привлекающих значительное внимание, можно отметить исследование непертурбативных по лазерному полю эффектов, исследование эффектов реакции излучения, исследование границ применимости приближений плоской волны и постоянного скрещенного поля др.

Следует отметить, что использование технологии CafCA, разработанной в ИПФ РАН, позволяет генерировать сверхкороткие оптические импульсы [197]. Это может быть интересно для исследования “неизлучающих” режимов взаимодействия электронов с лазерным полем, а также режимов, где не работает приближение плоской волны. Сильно-нелинейный эффект Комптона может представлять интерес в качестве источника широкополосного гамма-излучения. В сильно-нелинейном режиме ($a_0 \gg 1$) количество рассеиваемых лазерных фотонов очень велико ($na_0^3 \gg 1$), а спектр излучения можно приближенно описывать функцией $S(\omega/\omega_{cr})$, аналогичной спектральной функции для СИ

$$S(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (2.10)$$

где ω_{cr} — критическая синхротронная частота

$$\hbar\omega_{cr} = (3/2)\hbar\omega_L\gamma^2a_0. \quad (2.11)$$

Как следует из уравнения (2.11), в сильно-нелинейном пределе характерная энергия излучаемых гамма-квантов $\hbar\omega_{cr}$ примерно в a_0 раз выше энергии гамма-квантов в линейном режиме. График функции представлен на рис. 2.12.

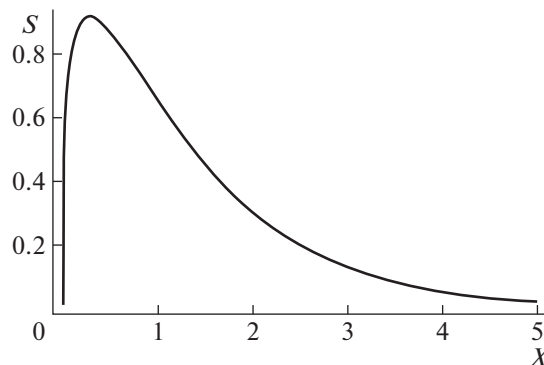


Рис. 2.12. График спектральной функции $S(x)$ для нелинейного комптоновского эффекта.

Максимум функции $S(x)$ достигается при $\omega \approx \omega_{\text{сг}}$. При $\omega \gg \omega_{\text{сг}}$ функция спадает экспоненциально, а при $\omega \ll \omega_{\text{сг}}$ растет как $\sim \omega^{2/3}$. Число гамма-квантов с характерной энергией $\hbar\omega_{\text{сг}}$, излучаемых одним электроном, движущимся в лазерном поле, определяется формулой

$$N_\gamma \approx \frac{2\pi e^2}{9 \hbar c} a_0 N_L, \quad (2.12)$$

где N_L — эффективное число периодов лазерного поля в лазерном импульсе. Как видно из уравнения (2.12), это число растет с ростом напряженности лазерного поля. Таким образом, число излучаемых гамма-квантов в сильно-нелинейном режиме $a_0 \gg 1$ может значительно превышать число гамма-квантов, излучаемых в линейном режиме. Приведенные оценки носят приближенный характер и могут быть уточнены с помощью численного моделирования, учитывающего реальную конфигурацию лазерно-пучкового взаимодействия.

Другие результаты работ по данной тематике могут быть найдены в [198–204].

Использование на одной из станций мультитераваттной или субпетаваттной лазерной системой позволит исследовать сильно-нелинейный режим комптоновского рассеяния и организовать яркий источник гамма-квантов высокой энергии.

2.4. Исследование электромагнитных характеристик нуклонов

Эта экспериментальная программа и соответствующий инструментарий были предложены и разработаны НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ. Установки для экспериментов, предложенных к проведению на комптоновском источнике монохроматических гамма-квантов НЦФМ, по измерению зарядового радиуса протона, изучению процесса Бете—Гайтлера и исследованию поляризуемости нуклонов в легких ядрах находятся в стадии изготовления опытных образцов. Предварительные измерения зарядового радиуса протона (это эксперимент на выведенном электронном пучке) можно выполнить на электронных ускорителях ИЯФ СО РАН при обеспечении ключевых требований по абсолютной точности энергии и энергетического разрешения электронного пучка. Первые тестовые измерения по исследованию поляризуемости нуклонов в легких ядрах также возможно выполнить на установках ИЯФ СО РАН в рамках подготовки к выполнению научной программы НЦФМ на установке ИНОК.

2.4.1. Прецизионное измерение зарядового радиуса протона в упругом рассеянии электронов

Актуальность

Статистически значимое отличие зарядового радиуса протона r_E^p , полученного из измерений лэмбовского сдвига в мюонном водороде, по сравнению с результатами электронной спектроскопии водорода и экспериментами по рассеянию электронов, которое получило название “загадка радиуса протона”, продолжает широко обсуждаться в научном сообществе. Рассматриваются различные причины наблюдаемого несоответствия, в том числе и возможное существование экзотической частицы, по-разному взаимодействующей с электронами и мюонами. Несмотря на наличие новых результатов в этой области, современное состояние экспериментального определения величины r_E^p можно описать как противоречивое. Принято считать, что для решения этой загадки необходимы новые эксперименты по упругому рассеянию электронов на протонах. Экспериментальная картина с измерением радиуса протона, сложившаяся к настоящему времени, приведена на рис. 2.13, см. также [205]. Относительно нее необходимо сделать следующие комментарии:

- измерения на мюонных атомах водорода, хотя и отличаются наилучшей точностью, выполнены только одной экспериментальной группой;
- спектроскопические измерения, выполненные на обычном водороде, значительно улучшили точность в 2020 г. Статистическое усреднение результатов, полученных этим методом, дает значение радиуса протона 0.85 фм. Однако это значение будет превышать на 2–3 стандартных отклонения значение радиуса, полученное из мюонных атомов водорода;
- имеется указание на противоречие величины зарядового радиуса протона, представленного экспериментом PRad [206] и усредненным результатом, полученным на микротроне MAMI.

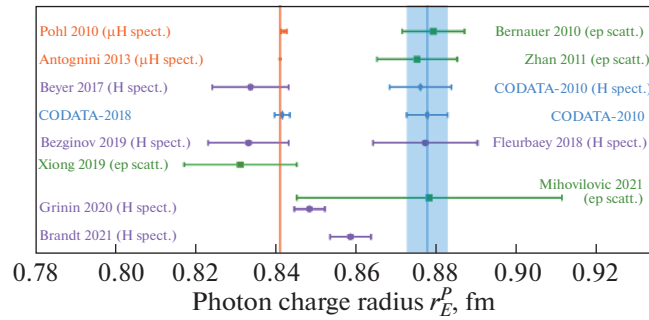


Рис. 2.13. Современное состояние измерений зарядового радиуса протона различными методами. Зеленые точки — эксперименты по упругому рассеянию электронов на протонах; малиновые — результаты спектроскопии обычного водорода; оранжевые — спектроскопия мюонного водорода. Голубым показаны рекомендованные CODATA значения. График из работы [205].

Следует отметить, что все эксперименты по упругому рассеянию электронов на протоне, выполнены путем измерения угла и энергии рассеянного электрона, при этом в процессе обработки экспериментальных данных вводятся так называемые радиационные поправки, учитывающие влияние квантово-электродинамических эффектов (КЭД) высших порядков. Вклад этих поправок в сечение процесса составляет до 20% и сильно зависит от выбранных критериев отбора событий.

Эксперименты по измерению сечения электрон-протонного рассеяния противоречат друг другу и на уровне форм-факторов. На рис. 2.14 приведена зависимость отношения измеренного электрического форм-фактора протона к рассчитанному в дипольном приближении в зависимости от квадрата переданного импульса Q^2 . Видно, что данные эксперимента PRad и данные экспериментов на микротроне MAMI противоречат друг другу. К сожалению, последние эксперименты, проведенные в Майнце (Mainz Jet) [207], хотя и перекрывают диапазон по Q^2 , необходимый для определения характера зависимости форм-фактора, но не имеют собственной абсолютной нормировки сечения ep -рассеяния. Использование результатов предыдущих изме-

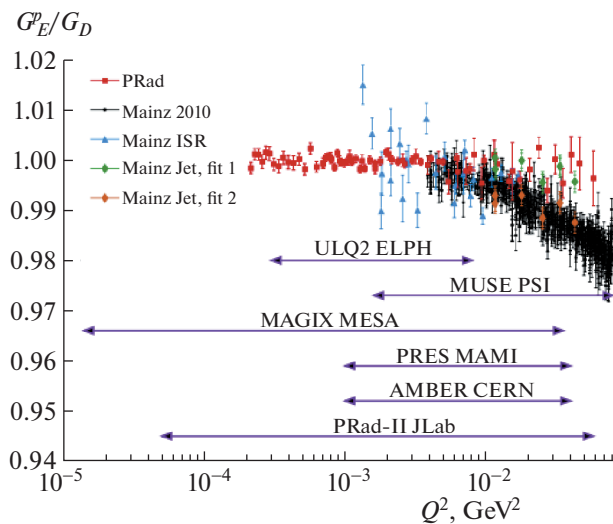


Рис. 2.14. Отношение измеренного электрического форм-фактора протона к рассчитанному в дипольном приближении от квадрата переданного импульса. Красные точки — измерения в эксперименте PRad [206], черные — измерения на микротроне MAMI коллаборацией A1 [208] в 2010 г. Стрелками показаны области по Q^2 для еще не завершенных экспериментов. График из работы [205].

рений для нормировки сечения не дает однозначного ответа о характере Q^2 -зависимости форм-фактора.

Наиболее точные результаты КХД-решеточных расчетов величины r_E^P приведены на рис. 2.15. Отклонение от экспериментальных измерений, выполненных на мюонном водороде, составляет приблизительно два стандартных отклонения. Более сильное противоречие наблюдается для больших экспериментальных значений r_E^P .

В связи с вышеизложенным, представляется актуальным провести прецизионные измерения сечения упругого электрон-протонного рассеяния новым методом, извлекая величину Q^2 путем измерения кинетической энергии протона отдачи. Для этого предлагается использовать время-проекционную камеру, наполненную водородом при давлении 20 атм. При такой постановке эксперимента роль радиационных поправок оказывается намного меньше, чем в выполненных до сих пор и планируемых экспериментах, в которых регистрируется рассеянный электрон. Использование времяпроекционной камеры позволит измерить как относительную Q^2 -зависимость сечения, так и провести абсолютную нормировку. Измерение абсолютного сечения может служить контролем за точностью введения радиационных поправок.

Измерение зарядового радиуса протона с точностью ~ 0.005 фм, выполненное новым методом с надежным контролем уровня систематических погрешностей, позволит зафиксировать значение радиуса протона r_E^P , и провести сравнение с предсказаниями вычислений КХД на решетке.

Сечение упругого ep -рассеяния и зарядовый радиус протона

Дифференциальное сечение упругого ep -рассеяния определяется следующим выражением:

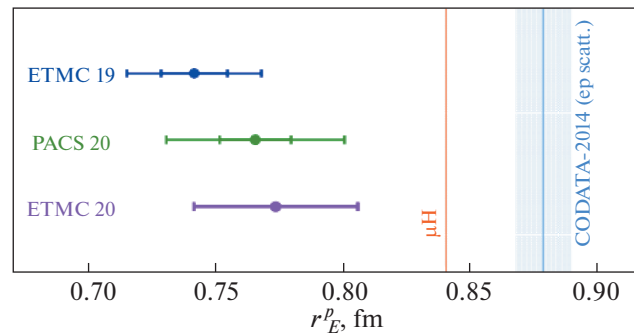


Рис. 2.15. Сравнение экспериментально измеренных значений среднеквадратичного зарядового радиуса протона (вертикальные полосы) с КХД-решеточными расчетами. График из работы [205].

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha^2}{t^2} \left\{ G_E^2 \left[\frac{(4M + t/\epsilon_e)^2}{4M^2 - t} + \frac{t}{\epsilon_e^2} \right] - \frac{t}{4M^2} G_M^2 \left[\frac{(4M + t/\epsilon_e)^2}{4M^2 - t} - \frac{t}{\epsilon_e^2} \right] \right\}, \quad (2.13)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, ϵ_e — полная начальная энергия электрона, M — масса протона, $t = -Q^2 = -2MT_R$, T_R — энергия протона отдачи, Q — переданный импульс, G_E — электрический форм-фактор протона, G_M — магнитный форм-фактор протона. При малых Q^2 электрический и магнитный форм-фактор могут быть разложены в ряд по степеням Q^2 :

$$G_{E,M}(Q^2)/G_{E,M}(0) = 1 - \langle R_p^2 \rangle Q^2/6 + \langle R_p^4 \rangle Q^4/120 - \langle R_p^6 \rangle Q^6/5040 + \dots \quad (2.14)$$

Здесь через R_p обозначен зарядовый R_p^E и магнитный R_p^M радиус протона соответственно. Среднеквадратичный зарядовый радиус протона $r_E^P = \langle R_p^2 \rangle^{1/2}$ определяется из наклона электрического форм-фактора G_E при $Q^2 \rightarrow 0$:

$$\langle R_p^2 \rangle = -\frac{6}{G_E(0)} \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0}. \quad (2.15)$$

Оптимальным для определения величины r_E^P является диапазон по Q^2 , где влияние следующих коэффициентов разложения по Q^2 минимально. В работе [209] показано, что диапазон $0.001 \leq Q^2 \leq 0.04$ ГэВ² является оптимальным. При значениях Q^2 в диапазоне $0.001 \leq Q^2 \leq 0.002$ ГэВ² вклад линейного по Q^2 члена разложения электрического форм-фактора, становится достаточно малым порядка 0.7–1.4% соответственно. Экспериментальное разрешение по величине квадрата переданного импульса должно обеспечить возможность контроля линейности калибровки Q^2 -шкалы и контроля за систематической ошибкой, возникающей из-за “эффекта миграции событий” между различными диапазонами по Q^2 при гистограммировании шкалы Q^2 .

Следует отметить, что чувствительность сечения к величине радиуса протона при $Q^2 \leq 0.02$ ГэВ² все же довольно мала. На левой панели рисунка 16 показано отношение сечений, рассчитанных для двух

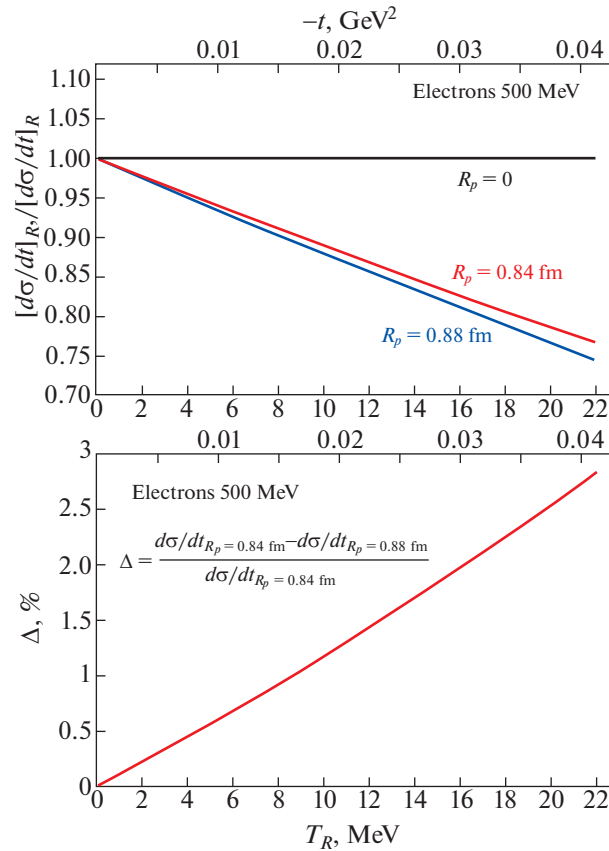


Рис. 2.16. Отношение дифференциальных сечений, рассчитанное для двух разных значений среднеквадратичного радиуса протона, к сечению рассчитанному в приближении точечного протона (верхняя панель) в зависимости от энергии протона отдачи. Разность между дифференциальными сечениями, соответствующими $r_e^P = 0.84$ и 0.88 фм, в зависимости от энергии протона отдачи (нижняя панель). На графиках сверху приведена ось для квадрата переданного импульса $-t = Q^2$.

различных значений r_E^p в дипольном приближении к сечению для точечного протона ($G_E = 1$). Сечения, соответствующие $r_E^p = 0.84$ и 0.88 фм, отличаются всего на 1.3% при $Q^2 = 0.02$ ГэВ² (см. нижнюю панель рис. 2.16). Таким образом для прецизионного измерения радиуса протона, необходима относительная погрешность измерения сечения в области $Q^2 \leq 0.02$ ГэВ² не менее 0.2%.

Методика эксперимента

Для измерения дифференциального сечения электрон-протонного рассеяния и определения значения величины r_E^p предлагается использовать принципиально новый метод, основанный на регистрации протона отдачи в активной водородной мишени. Данный метод был разработан в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ и успешно применялся как в экспериментах по исследованию малоуглового πp - и pp -рассеяния [210], так и в исследованиях рассеяния экзотических ядер на протонах в обратной кинематике [211], что позволило измерить для них распределение плотности ядерного вещества. Точность измерения абсолютных дифференциальных сечений в этих экспериментах достигала 1%.

Для измерения упругого ep -рассеяния предлагается использовать водородную времяпроекционную камеру (ВВПК), способную функционировать при давлении газа до 20 атм. Данная камера дополнена многопроволочными пропорциональными камерами (МПК) для регистрации рассеянных электронов (трековая система). Измеряемыми параметрами являются: энергия протона отдачи T_R , угол вылета протона отдачи ϑ_R , угол рассеяния электрона ϑ_e . В рамках эксперимента планируется выполнить прецизионное измерение скорости дрейфа электронов, образовавшихся в результате ионизации протонами газа ВВПК, с точностью 0.01%. Это позволит восстанавливать координату точки вдоль оси пучка, в которой произошло рассеяние электрона на протоне, вдоль направления электронного пучка. Разброс точек рассеяния в плоскости перпендикулярной оси пучка определяется параметрами пучка.

Принципиальная особенность данной методики состоит в том, что квадрат переданного импульса может быть измерен двумя способами. Во-первых, он может быть напрямую определен из энергии протона отдачи, которая пропорциональна сигналу, снимаемому с электродов ВВПК, $-t = 2MT_R$. Во-вторых, величина Q^2 может быть определена из энергии электронного пучка ϵ_e и угла рассеяния электрона ϑ_e :

$$-t = \frac{4\epsilon_e^2 \sin^2(\vartheta/2)}{1 + (2\epsilon_e/M)\sin^2(\vartheta/2)}. \quad (2.16)$$

Первый метод будет использован непосредственно для измерения величины Q^2 , а второй для калибровки отклика ВВПК.

Ионизационная камера позволяет производить стабильное измерение энергии протона отдачи с разрешением порядка 60 кэВ. При выбранном размере ВВПК, диаметре анода ~600 мм и давлении водорода 20 атм, пробег протона отдачи укладывается в чувствительном объеме камеры вплоть до энергии $T_R = 10$ МэВ. Нижний предел диапазона измерения энергии протона отдачи $T_R = 0.5$ МэВ определяется шумами ВВПК. Таким образом достигается оптимальный для измерения диапазон переданных импульсов $0.001 < Q^2 < 0.02$ ГэВ².

К преимуществам данной методики можно отнести следующее:

- независимое от энергии электрона определение величины квадрата переданного импульса;
- возможность выделения области взаимодействия внутри газового объема (отсутствие “эфекта стенок”);
- полный угловой аксептанс;
- возможность абсолютных измерений сечения путем прецизионного определения толщины области взаимодействия и прямого счета входящих электронов.

В предлагаемом эксперименте предусмотрена стабилизация всех экспериментальных условий, таких как: давление водорода, его температура и доля примесей других газов, однородность

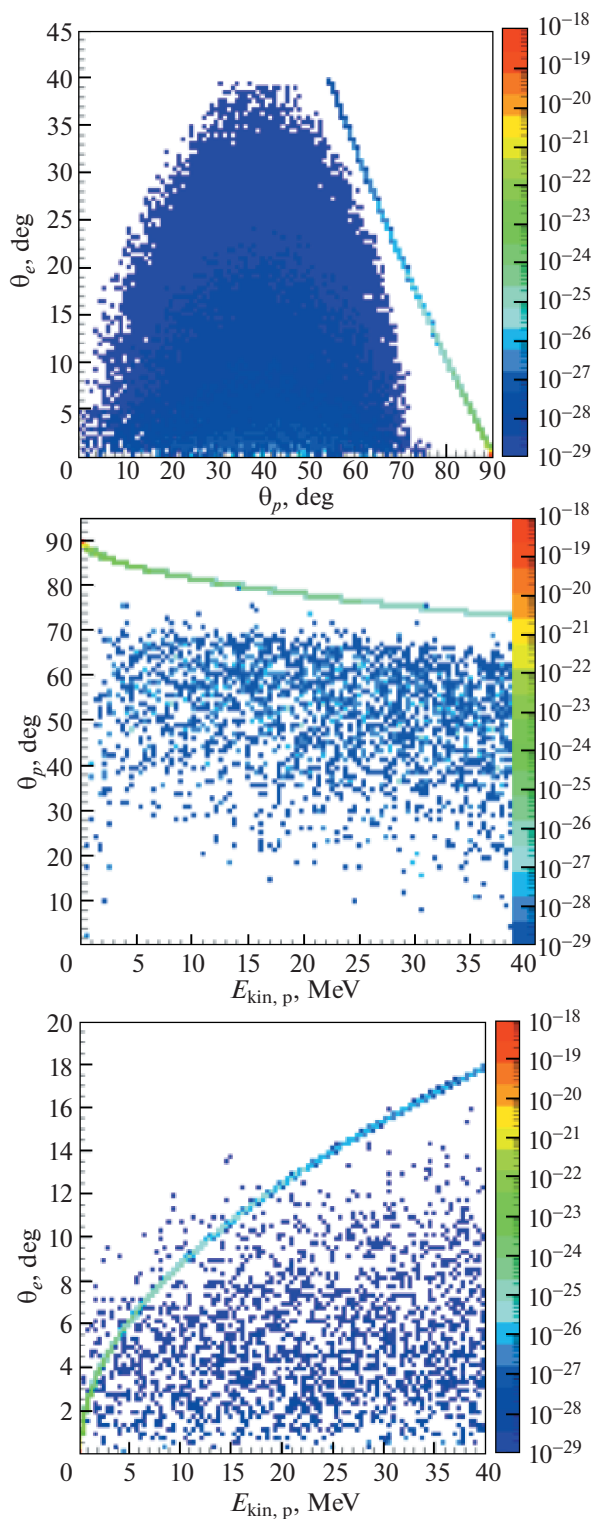


Рис. 2.17. Корреляционные спектры для упругого ep -рассеяния и для фоновой реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ при энергии электронов пучка 900 МэВ.

и стабильность электрического поля, стабильность цепи формирования и усиления сигнала. Перечисленные параметры должны поддерживаться с высокой точностью, достаточной для сохранения на заданном уровне точности калибровки шкалы Q^2 . Чистота водорода будет поддержи-

ваться на уровне 0.1 ppm при помощи специальной циркуляционной газовой системы. В таких условиях влияние примесей на точность измерений будет полностью устранено.

Одним из источников фона будет неупругая реакция образования π^0 -мезонов: $ep \rightarrow ep\pi^0$. Для подавления фона можно использовать корреляционные измерения величин ϑ_e, ϑ_R и T_R . В качестве примера на рисунке 2.17 представлены двумерные корреляционные графики для событий упругого электрон-протонного рассеяния и фоновой реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ при энергии электронов пучка 900 МэВ. Эти корреляционные спектры демонстрируют, что неупругие процессы могут быть эффективно отсеяны на этапе обработки экспериментальных данных.

Статистическая погрешность измерения среднеквадратичного зарядового радиуса протона оценивалась путем моделирования. Разыгрывалось 17 миллионов событий упругого рассеяния электронов на протонах в диапазоне Q^2 от 0.002 до 0.04 ГэВ² согласно сечению ep -упругого рассеяния в борновском приближении, см. формулу (2.13). Такое количество событий ожидается примерно за 30 дней непрерывной работы экспериментальной установки на пучке электронов интенсивностью $\sim 2 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ при давлении газа в детекторе 20 атм. Толщина мишени при таком давлении составляет 3.6×10^{22} протонов/см², что соответствует эффективной длине активной мишени 350 мм. Статистическая погрешность извлечения величины r_E^p оказывается на уровне 0.002–0.003 фм в зависимости от коэффициента нормировки моделированных данных. Полученные погрешности удовлетворяют задаче измерения зарядового радиуса протона с точностью порядка 0.005 фм.

В Таблице 2.2 приведены ожидаемые систематические ошибки от различных источников, критических для измерения относительного и абсолютного дифференциального сечения упругого ep -рассеяния в диапазоне Q^2 от 0.001 ГэВ² до 0.04 ГэВ² с точностью 0.1 и 0.2% соответственно.

Таблица 2.2. Ожидаемые систематические ошибки от различных источников

№	Параметр	Ошибка, %	Комментарий
1	Скорость дрейфа электронов	0.01	
2	Стабильность значения высокого напряжения	0.01	
3	Стабильность температуры газа	0.015	
4	Стабильность давления газа	0.01	
5	Плотность водорода	0.025	Линейная сумма 3 и 4
6	Длина мишени	0.02	
7	Число протонов в мишени	0.045	Линейная сумма 5 и 6
8	Число электронов	0.05	Корр. эффектов наложения
9	Эффективность регистрации	0.05	
10	Энергия электронов пучка	0.02	
11	Восстановление угла рассеянного электрона	0.02	
12	Калибровка Q^2 -шкалы	0.04	Линейная сумма 10 и 11

Экспериментальная установка

В настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ разработана и создается ВВПК высокого давления, дополненная трековой системой, предназначенной для регистрации рассеянных электронов. Эти детекторные подсистемы размещены в одном объеме, способном выдерживать давление ~ 25 атм. Обе системы работают с разным газовым наполнением: сверхчистым водородом в ВВПК и аргон-метановой смесью в треkere. Газовые объемы детекторных подсистем разделены тонкой мембраной. Давление газа в обоих объемах постоянно поддерживается равным. Предполагается, что для эксперимента будут использоваться два давления газа: 4 и 20 атм. Низкое давление будет использовано для измерений при минимально достижимых Q^2 . Вход пуч-

ка электронов в объем детектора осуществляется через тонкое бериллиевое окно толщиной ~ 100 мкм. Схема детектора приведена на рис. 2.18.

Основные параметры ВВПК:

- расстояние “катод-сетка”: 400.00 ± 0.04 мм;
- расстояние “анод-сетка”: 10 мм;
- сетка выполнена из вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм, натянутой с шагом 1 мм;
- прозрачность сетки для электронов, дрейфующих в электрическом поле, порядка 2%;
- диаметр чувствительного объема ВВПК: 600 мм;
- анод имеет радиально-азимутальную сегментацию, позволяющую определять плоскость рассеяния, что чрезвычайно важно для подавления фоновых процессов;

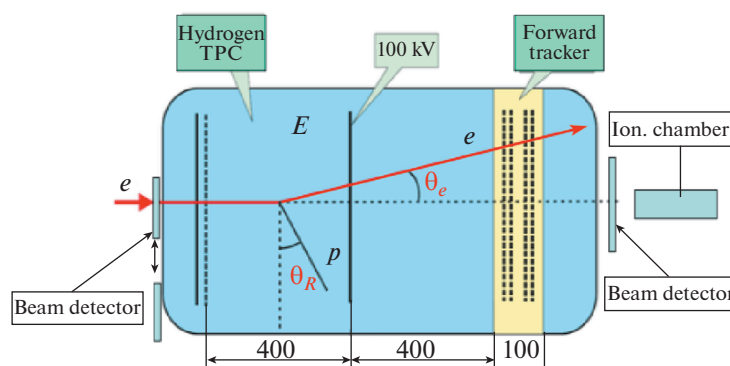


Рис. 2.18. Схема водородной время-проекционной камеры и трековой системы.

- корректирующие кольца, формирующие однородное электрическое поле в дрейфовом пространстве, размещены во внешней области ВВПК между катодом и сеткой;
- рабочее напряжение составляет на катоде: -100 кВ, на сетке: -7 кВ, анод заземлен. Предусмотрено обеспечение абсолютной точности потенциалов, поданных на электроды на уровне 0.01%;
- высокое напряжение распределяется по компенсирующим поле кольцам при помощи пассивного делителя напряжения, выполненного с использованием точных высоковольтных резисторов. Математическое моделирование, выполненное методом конечных элементов для выбранной геометрии электродов, демонстрирует высокую однородность электрического поля;
- содержание примесей других газов (в основном O_2 и H_2O) в водородном объеме предусмотрено на уровне ниже 0.1 ppm, что достигается за счет непрерывной очистки водорода с помощью специальной циркуляционной системы, аналогичной реализованной сотрудниками НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ для эксперимента MuCap [212], где было достигнуто устранение примеси в газе до уровня < 0.01 ppm;
- давление водорода в ВВПК будет контролироваться с точностью 0.01%, а температура будет поддерживаться постоянной с точностью $\pm 0.050^\circ$ С. Это обеспечит стабильность плотности водорода с точностью 0.025%.

Трекер для регистрации рассеянных электронов разработан для обеспечения измерения с высокой абсолютной точностью координат X и Y трека в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Кроме того, он обеспечивает съем быстрых сигналов для триггерной системы. Трекер состоит из восьми МПК с катодным съемом информации. Каждая камера представляет собой симметричную МПК с зазором между катодными и анодными плоскостями 2.5 мм. Катоды камеры выполнены из проволок. Съём информации осуществляется с обеих катодных плоскостей. Анодные проволоки диаметром 30 мкм расположены с шагом 3 мм. Обе катодные плоскости изготовлены из проволоки диаметром 100 мкм, намотанной с шагом 0.5 мм. Катодные проволоки ортогональны анодным проволокам в одной катодной плоскости и расположены под углом 45° в другой катодной плоскости. Проволоки в катодной плоскости, расположенные под углом 45°

к анодным проволокам, для съема сигнала сгруппированы в полосы шириной 10 мм. Быстрый сигнал от этих полос используется в триггерной системе. Планируется достичь временного разрешения порядка 5 нс. Также эти полосы будут использованы для грубого измерения координаты трека в направлении, параллельном анодным проволокам. Ключевым элементом трекера является плоскость катода с проволоками, расположенными перпендикулярно анодным проволокам. Эта плоскость определяет абсолютные измерения координаты трека. В этой плоскости из проволок сформированы полосы шириной 2 мм путем объединения четырех проволок. Ширина всех полос одинакова в пределах ± 20 мкм. Это позволяет определить центр тяжести каждого зарегистрированного сигнала с точностью порядка 1% от ширины полосы. Отношение сигнал/шум — не менее 100. Для получения такого отношения сигнал/шум коэффициент газового усиления (КГУ) МПК должен превосходить 2×10^4 . Для получения такого КГУ при давлении 20 атм используется аргон-метановая газовая смесь. Разброс коэффициента усиления электроники не более 1%. Важнейшее требование к трекеру состоит в том, что он должен обеспечивать абсолютную линейную шкалу с точностью порядка 0.02%. Это достигается путем прецизионного расположения анодных и катодных проволок. В центре многопроволочных камер для снижения влияния пучка предусмотрена так называемая мертвая зона диаметром 50 мм. Для снижения КГУ в этой зоне диаметр анодных проволок увеличен путем электролитического осаждения дополнительного слоя золота.

Одним из ключевых требований для достижения заданной точности измерения зарядового радиуса протона является абсолютная точность энергии пучка электронов $\pm 0.02\%$ и энергетическое разрешение пучка $< 0.02\%$. Требования на параметры пучка суммированы в табл. 2.3.

Таблица 2.3. Параметры электронного пучка, необходимого для достижения точности измерения зарядового радиуса с точностью выше 1%

Энергия пучка	450–900 МэВ
Энергетическое разрешение пучка	< 100 кэВ (1σ)
Абсолютная точность энергии пучка	± 150 кэВ (1σ)
Интенсивность пучка	2×10^6 част/с
Интенсивность пучка для калибровок	10^3 – 10^4 част/с
Расходимость пучка	≤ 0.5 мрад (1σ)
Размер пучка на мишени	≤ 0.2 мм (1σ)

Заключение

Предложенный экспериментальный метод реализует новый подход для измерения зарядового радиуса протона в упругом *ep*-рассеянии. Метод основан на детектировании протонов отдачи в водородной времяпроекционной камере высокого давления, работающей как “активная мишень”. Эксперимент нацелен на прецизионное измерение дифференциального сечения упругого *ep*-рассеяния в диапазоне переданных импульсов Q^2 от 0.001 ГэВ² а до 0.04 ГэВ² (см. рис. 2.16) для извлечения зарядового радиуса протона с точностью выше 1%. По сравнению с предыдущими экспериментами по упругому *ep*-рассеянию основное преимущество предложенного метода состоит в том, что радиационные поправки к измеряемому сечению в данном случае значительно меньше. В процессе реализации проекта планируется проведение прецизионных измерений скорости дрейфа электронов в водороде, а также пробега протонов в водороде, чтобы улучшить точность определения этих величин на порядок. Эти методические измерения будут чрезвычайно полезны в будущем для планирования экспериментов с активной водородной мишенью.

Первоначально эксперимент по упругому *ep*-рассеянию планировалось выполнить на микротроне МАМІ. Одновременно, предлагалось провести эксперимент по измерению сечения упругого рассеяния μ -мезонов на водороде при малых переданных Q^2 , используя ту же самую мето-

дику активной мишени, для определения зарядового радиуса протона. В настоящее время идет подготовка к проведению такого эксперимента (AMBER) [213] в Европейском центре ядерных исследований (CERN). Объединенный результат по измерению радиуса протона в двух экспериментах — в упругом ep -рассеянии, и в упругом μp -рассеянии, выполненных с помощью одной экспериментальной методики, позволит пролить свет на “загадку радиуса протона”.

2.4.2. Проверка лептонной универсальности в процессе Бете—Гайтлера

Физическая мотивация

В современных экспериментальных данных существуют указания на возможное нарушение лептонной универсальности. Так например, измерения g -фактора мюона отличаются от предсказаний стандартной модели (СМ) более чем на 4 стандартных отклонения [214], в то время как данные для электронов полностью согласуются с предсказаниями СМ. Наблюдается также отличие в 3.9 стандартных отклонения от предсказаний стандартной модели для отношений вероятностей полулептонных распадов B -мезонов на D и D^* -мезоны:

$$\mathcal{R}(\mathcal{D}) = \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_{\text{tau}})/\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D\ell\bar{\nu}_{\ell}),$$

$$\mathcal{R}(\mathcal{D}^*) = \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_{\text{tau}})/\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^*\ell\bar{\nu}_{\ell}).$$

Комбинированные результаты измерения этих отношений в трех экспериментах BABAR, BELLE и LHCb [215] показаны на рис. 2.19. Существуют также указания на расхождение предсказаний СМ с измеренными дифференциальными распределениями в редких распадах B -мезонов с испусканием димюонной пары [216, 217].

Одной из наиболее актуальных проблем ядерной физики с 2010 года остается значительное отличие зарядового радиуса протона, полученного из измерений лэмбовского сдвига в мюонном водороде, по сравнению с результатами электронной спектроскопии водорода и экспериментами по рассеянию электронов. Одно из объяснений такого расхождения заключается в проявлении эффектов “новой физики” за пределами стандартной модели, которые приводят к нарушению лептонной универсальности. Очевидно, что удовлетворительное объяснение этого расхождения не будет получено из одного эксперимента. Вместо этого необходимо использовать несколько различных подходов для измерения радиуса протона. В связи с этим представляет определенный интерес измерения форм-фактора протона с использованием других физических процессов.

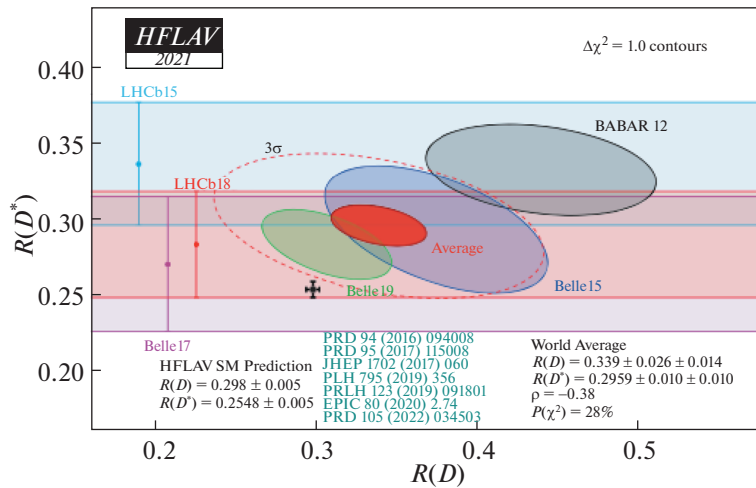


Рис. 2.19. Результаты измерения отношения вероятностей полулептонных распадов B -мезонов $\mathcal{R}(\mathcal{D}) = \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_{\text{tau}})/\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D\ell\bar{\nu}_{\ell})$ и $\mathcal{R}(\mathcal{D}^*) = \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_{\text{tau}})/\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^*\ell\bar{\nu}_{\ell})$. Суммарное отличие от Стандартной модели составляет 3.9σ . Рисунок из работы [215].

В работе [218] было изучено фоторождение лептонной пары на протонной мишени $\gamma p \rightarrow p \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu$) (процесс Бете–Гайтлера), в пределе очень малого переданного импульса с целью проверки лептонной универсальности при извлечении зарядового форм-фактора протона. Было показано, что измеряя сечение такого процесса с точностью $\sim 7 \times 10^{-4}$, путем регистрации импульса и угла вылета протона отдачи в диапазоне квадратов дилептонных масс $M_{\ell\ell}^2$ выше порога рождения π^0 -мезонов ($M_{\ell\ell}^2 > 0.018 \text{ ГэВ}^2$) и ниже порога рождения пары заряженных π -мезонов ($M_{\ell\ell}^2 < 0.078 \text{ ГэВ}^2$) при фиксированном значении переданного импульса t выше и ниже порога рождения димюонных пар, можно с высокой точностью определить отношение сечений:

$$R_{\mu/e} \equiv \frac{d\sigma(e^+e^- + \mu^+\mu^-)}{d\sigma(e^+e^-)}, \quad d\sigma \equiv \frac{d\sigma}{dt M_{\ell\ell}^2}.$$

Преимущество измерения такого отношения сечений состоит в том, что в первом приближении ошибки нормировки сечения сокращаются. В том числе сокращаются радиационные поправки первого порядка, так как сечения измеряются при одном и том же значении импульса и угла отдачи протона. На рисунке 2.20 показано отношение сечений $R_{\mu/e}$ из работы [218]. Голубая кривая соответствует ситуации, когда выполняется лептонная универсальность, т.е. $G_{E_p}^\mu = G_{E_p}^e$. Красная кривая предполагает нарушение лептонной универсальности на уровне 1%, т.е. $G_{E_p}^\mu/G_{E_p}^e = 1.01$. Синим цветом показаны границы 1σ , 3σ и 5σ для стандартного отклонения $\sigma = 7 \times 10^{-4}$.

Таким образом, точное измерение этого отношения открывает новую перспективу для проверки лептонной универсальности. График на рисунке 2.20 демонстрирует чувствительность данного метода к изменению форм-фактора $G_{E_p}^\mu$. Эксперимент по проверке лептонной универсальности с использованием процесса Бете–Гайтлера также планируется провести в Национальной лаборатории им. Т. Джеферсона (JLab) [219].

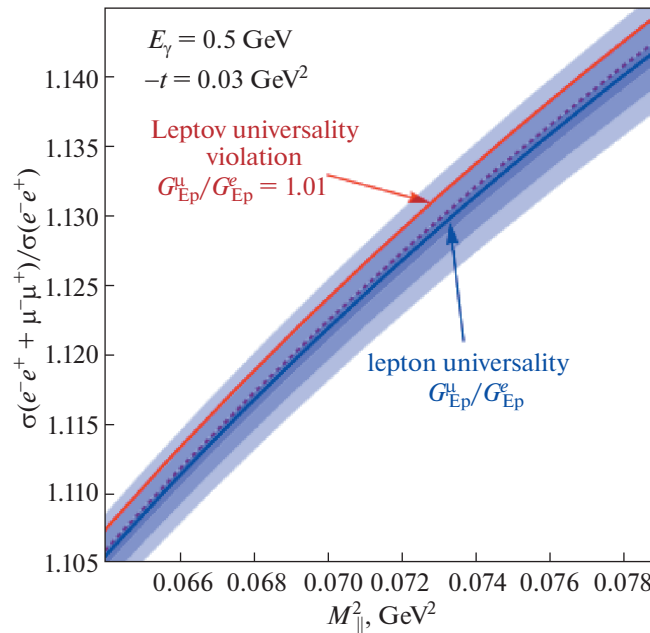


Рис. 2.20. Отношение $R_{\mu/e}$ дифференциального сечения процесса $\gamma p \rightarrow (e^+e^- + \mu^+\mu^-)p$ к сечению $\gamma p \rightarrow (e^+e^-)p$ из работы [218]. Пояснения к графику даны в тексте.

Процесс Бете–Гайтлера

Дифференциальное сечение процесса Бете–Гайтлера (БГ) дается выражением [218]:

$$\frac{d\sigma}{dt dM_{\ell\ell}^2} = \frac{\alpha^3}{(s - M_p^2)^2} \frac{4\beta}{t^2 (M_{\ell\ell}^2 - t)^4} \frac{1}{1 + \tau} [C_e G_{E_p}^2 + C_M G_{M_p}^2], \quad (2.17)$$

где t — квадрат переданного импульса, $M_{\ell\ell}^2$ — квадрат инвариантной массы лептонной пары, s — квадрат энергии в системе центра масс налетающего фотона и покоящегося протона, $G^{E/M}$ — электрический/магнитный форм-фактор протона, $C^{E/M}$ — весовые коэффициенты. Сечение процесса Бете–Гайтлера зависит только от трех наблюдаемых, поэтому, измеряя энергию пучка фотонов E_γ , импульс $|p|^{\text{lab}}$ и угол ϑ протона отдачи, можно получить величины s, t и $M_{\ell\ell}^2$ из соотношений:

$$s = M_p^2 + 2M_p E_\gamma,$$

$$|p|^{\text{lab}} = 2M_p \sqrt{\tau(1 + \tau)}, \quad \tau = -t/(4M_p^2),$$

$$\cos(\vartheta)_p^{\text{lab}} = \frac{M_{\ell\ell}^2 + 2(s + M_p^2)\tau}{2(s - M_p^2)\sqrt{\tau(1 + \tau)}}.$$

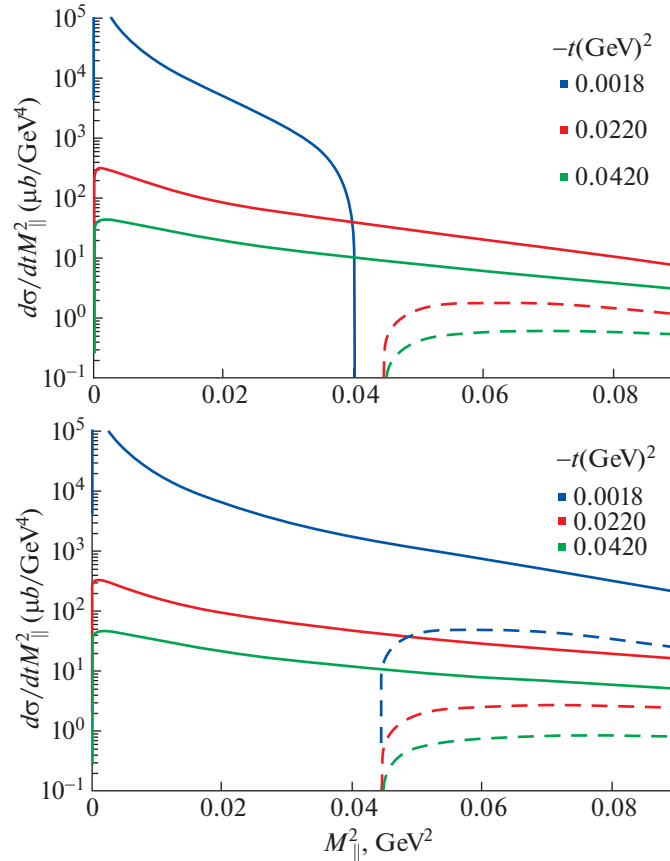


Рис. 2.21. Дифференциальные сечения процесса Бете–Гайтлера для диэлектронов (сплошные линии) и для димюонов (пунктирные линии) при различных значениях переданного импульса для энергии пучка фотонов 0.5 ГэВ (верхняя панель) и 1.5 ГэВ (нижняя панель). Графики из работы [220].

Все три переменные играют важную роль при описании поведения сечения процесса БГ. Следовательно, понимание как от них зависит сечение, важно для его измерения. Дифференциальное сечение процесса БГ для диэлектронов (сплошная линия) и димюонов (штриховая линия) показаны на рис. 2.21 для энергий налетающих фотонов $E_\gamma = 0.5$ ГэВ и $E_\gamma = 1.5$ ГэВ. Разными цветами обозначены три значения переменной t в диапазоне от минимального импульса отдачи протона, который можно измерить с помощью предлагаемой ниже методики, которая использует времяпроекционную камеру, заполненную водородом при давлении 20 бар, $t = 0.0018$ ГэВ² ($p^{\text{lab}} = 0.042$ ГэВ/с), до максимального, 0.0420 ГэВ² ($p^{\text{lab}} = 0.206$ ГэВ/с).

На рис. 2.22 на верхней панели показано дифференциальное сечение в зависимости от импульса протона отдачи в логарифмической шкале для трех значений энергий пучка фотонов. Как видно из графиков, дифференциальное сечение быстро уменьшается с увеличением импульса отдачи протона. Следовательно, чем меньше импульс отдачи протона, тем больше можно будет набрать статистики. Сечение значительно зависит от переданного импульса, хотя масса рождаемой пары $M_{\ell\ell}^2$ также влияет на сечение. На рис. 2.22 на нижней панели показано полное сечение в зависимости от энергии пучка. Диэлектронное сечение составляет порядка ~ 1 мкбн. Однако в большинстве этих событий протоны будут иметь очень малые импульсы отдачи и поэтому не будут регистрироваться во времяпроекционной камере.

Учитывая относительно низкое сечение рождения димюоннов, необходимо иметь высокую светимость, чтобы набрать необходимую статистику за разумное время. Светимость может быть

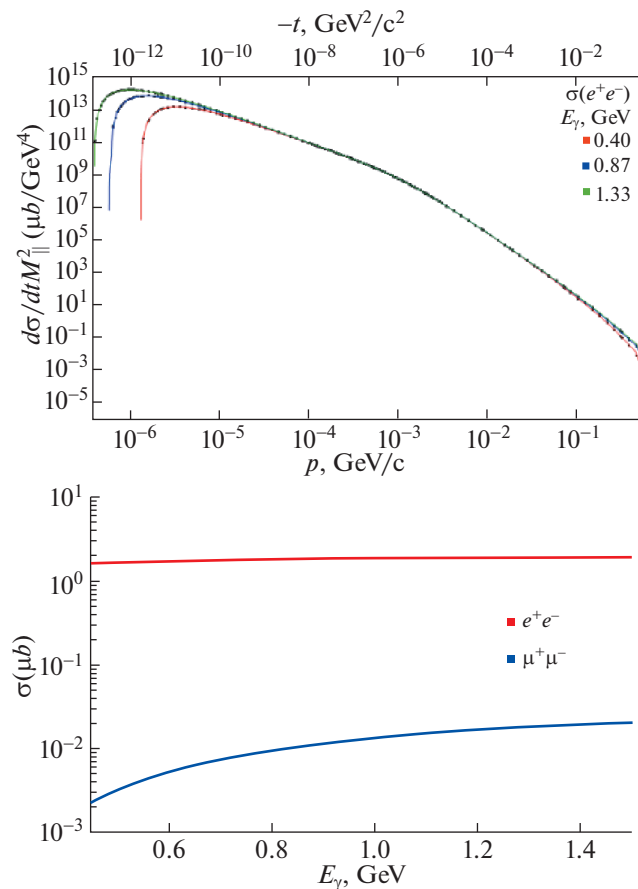


Рис. 2.22. Дифференциальные сечения процесса Бете–Гайтлера в зависимости от импульса протона отдачи для нескольких значений энергий фотонов (верхняя панель). На верхней шкале приведено значение квадрата переданного момента, который соответствует данному импульсу протона отдачи. Полные сечения процесса Бете–Гайтлера в зависимости от энергии пучка фотонов (нижняя панель) для случая рождения диэлектронов (красная линия) и димюонов (синяя линия). Графики из работы [220].

увеличена либо за счет увеличения потока фотонов, либо за счет увеличения плотности мишени. Чтобы максимизировать количество димьюнных событий, пучок фотонов должен иметь энергию порядка 1.5 ГэВ, где сечение выходит на плато.

Экспериментальная установка

Концепция данного эксперимента основана на концепции аналогичного эксперимента [220], который планировалось провести на пучке меченых фотонов, который получают с помощью детектора FPD (Focal Plane Detector, tagger) [221, 222], на микротроне МАМІ. Для проведения эксперимента предлагается использовать водородную времяпроекционную камеру (ВВПК) совмещенную с трековой системой, которая создается в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ для прецизионного измерения зарядового радиуса протона [223]. Более подробную информацию о времяпроекционной камере можно найти в разделе 2.4.1. ВВПК предназначена для измерения энергии протонов отдачи, а трековая система для измерения углов вылета лептонов. Основная идея состоит в том, что ВВПК используется как активная мишень. Преимущество такого подхода состоит в том, что минимизируются эффекты стенок. Таким образом, используя мишень у которой нет стенок, можно достичь эффективности регистрации протонов отдачи близкой к 100%. Кроме того, такой подход позволит измерять энергию протонов отдачи вплоть до 1 МэВ с разрешением ~ 60 кэВ. Рабочий газ активной мишени — водород. Однако могут быть использованы и другие газы такие как D_2 , 3He , 4He или CH_4 . Проектные параметры ВВПК и трековой системы приведены в табл. 2.4. Более детальное описание установки дано в Разделе 2.4.1.

Оценки скорости счета были выполнены исходя из параметров установки FPD [221, 222], согласно которым в диапазоне энергий гамма-квантов от 0.45 до 1.50 ГэВ ожидается поток $\Phi = 3.8 \times 10^8$ Гц. ВВПК имеет длину 30 см и будет работать при давлении 20 бар, что соответствует толщине протонной мишени приблизительно 3.6×10^{22} протонов/см². Для эффективности

Таблица 2.4. Основные характеристики водородной времяпроекционной камеры (ВВПК) и трековой системы (ТС)

Рабочий газ	$H_2, D_2, ^3He, ^4He, CH_4$
Давление (бар)	4, 20
Дрейф. промежуток (мм)	300 ± 0.1
σ_z (мкм)	150
σ_{T_p} (кэВ)	60
σ_{ϑ_p} (мрад)	10–15
$\sigma_{x/y/z}$ ТС (z ВВПК) (мкм)	30/30/150
σ_t ВВПК/ТС (нс)	40/5
ϑ_{max} (град)	32

“таггирования” (или “мечения”) фотонов было принято значение 70%, которое оценивалось из данных работы [225]. Таким образом, светимость меченых фотонов составляет примерно $\mathcal{L}_{tot} = 1 \times 10^{31}$ см⁻²с⁻¹. Принимая во внимание, что поток гамма-квантов тормозного излучения зависит от энергии как $1/E_\gamma$ -светимость как функцию энергии гамма-кванта можно записать в виде:

$$\frac{d\mathcal{L}(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{\mathcal{L}_{tot}}{\log(E_{max}/E_{min})} \frac{1}{E_\gamma}.$$

Полное сечение находится путем интегрирования

$$\sigma_{tot} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma(E_\gamma) \frac{d\mathcal{L}(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma.$$

вом порядке такими константами являются электрический заряд и магнитный момент). Знание величин $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ обеспечивает чувствительную проверку конституэнтных моделей, описывающих кварк-мезонную структуру нуклона, а также моделей с эффективными лагранжианами КХД (киральная теория возмущений и т.п.). Величины $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$, иногда называемые “обобщенными” поляризуемостями и преимущественно изучаемыми в рассеянии фотонов, связаны с внутренней структурой частицы соотношениями [226]

$$\bar{\alpha} = 2 \sum_{n \neq N} \frac{|\langle n | D_z | N \rangle|^2}{E_n - E_N} + \Delta\alpha \equiv \alpha_0 + \Delta\alpha, \quad (2.18)$$

$$\bar{\beta} = 2 \sum_{n \neq N} \frac{|\langle n | M_z | N \rangle|^2}{E_n - E_N} + \Delta\beta \equiv \beta_0 + \Delta\beta, \quad (2.19)$$

где α_0 и β_0 – т.н. “статические” поляризуемости, по форме привычные для нерелятивистских квантовомеханических систем. Здесь D_z и M_z – проекции операторов электрического и магнитного дипольных моментов на ось квантования z , суммирование производится по всем возбужденным промежуточным состояниям n , а E_N – энергия основного состояния. Релятивистские поправочные члены $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ обусловлены ненулевым зарядом, ненулевым размером протона и другими структурными параметрами. Так, в соответствии с работой [227] для протона

$$\Delta\alpha = \frac{e^2}{3M} \langle r_E^2 \rangle + \frac{e^2}{4M^3} (1 + \kappa^2), \quad (2.20)$$

где e , M , $\langle r_E^2 \rangle$ и κ – соответственно заряд (в гауссовой системе единиц), масса, квадрат зарядового радиуса и аномальный магнитный момент протона. Подробности и уточнения можно найти в статье [228].

“Статические” поляризуемости α_0 и β_0 интересны как инструмент вычислений в конституэнтных моделях адронов. Однако для интерпретации реальных наблюдений удобнее иметь дело с “обобщенными” поляризуемостями $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$, определяемыми как структурные параметры в низкоэнергетическом разложении амплитуды комптоновского рассеяния или, альтернативно, как низкоэнергетические константы эффективного лагранжиана. Эти величины в принципе можно извлечь модельно-независимым путем, сравнивая экспериментально измеренные дифференциальные сечения комптоновского рассеяния в зависимости от энергии фотона и угла рассеяния с теоретическим. В этом случае $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ рассматриваются как свободные параметры. Теоретическое сечение комптоновского рассеяния на частице массой m со спином $1/2$, при энергиях фотонов ниже массы пиона, может быть разложено по степеням E_γ в соответствии с низкоэнергетической теоремой (Low energy theorem, LET), которая учитывает структуру протона в низшем порядке теории возмущения:

$$\left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \vartheta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{LET}} = \left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \vartheta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{point}} - \rho + \mathcal{O}(E_\gamma^4), \quad (2.21)$$

$$\rho = \frac{e^2}{m} \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right)^2 (E_\gamma \cdot E_{\gamma'}) \left[\frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta}}{2} (1 + \cos \vartheta_\gamma)^2 + \frac{\bar{\alpha} - \bar{\beta}}{2} (1 - \cos \vartheta_\gamma)^2 \right].$$

Здесь $\left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \vartheta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{point}}$ – дифференциальное сечение рассеяния фотонов на точечном протоне [229], E_γ и $E_{\gamma'}$ – энергии падающего и рассеянного фотонов соответственно, ϑ_γ – угол рассеяния фотона в лабораторной системе. Энергия $E_{\gamma'}$ упруго рассеянного фотона на частице с массой m связана с энергией E_γ налетающего фотона соотношением:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m} (1 - \cos \vartheta_\gamma)}. \quad (2.22)$$

Сечение рассеяния $\left[\frac{d\sigma(E_\gamma, \vartheta_\gamma)}{d\Omega} \right]_{\text{LET}}$, как видно из формул (2.21), чувствительно к сумме поляризуемостей при рассеянии вперед ($\vartheta_\gamma = 0^\circ$) и к их разности при рассеянии назад ($\vartheta_\gamma = 180^\circ$). При угле рассеяния $\vartheta_\gamma = 90^\circ$ сечение чувствительно только к $\bar{\alpha}$.

Из дисперсионных соотношений возникает дополнительное ограничение на сумму поляризуемостей, которое называется правилом сумм Балдина [230]. Это соотношение связывает сумму поляризуемостей с полным сечением процесса γp :

$$\bar{\alpha} + \bar{\beta} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\gamma)}{E_\gamma^2} dE_\gamma. \quad (2.23)$$

Эксперименты с использованием комптоновского рассеяния для измерения поляризуемости протона или дейтрона в основном проводятся с использованием квазимоноэнергетических фотонов от тормозного излучения, так называемые “меченые” фотоны с относительно высокой энергией >80 МэВ. В качестве мишени используются жидко-водородные или жидко-дейтериевые мишени, а рассеянные фотоны регистрируются под одним или несколькими углами с помощью сцинтилляционных спектрометров на основе кристаллов NaI или BaF₂. В таких экспериментах измеряемыми величинами являются начальная и конечная энергия фотона и угол его рассеяния. Недостатком этого метода является ограниченный поток фотонов, который может обеспечить система отбора начальных фотонов с определенной энергией. Поэтому в таких экспериментах трудно получить высокую статистическую и систематическую точности. Для увеличения светимости такого эксперимента прибегают к увеличению толщины мишени. Кроме того, анализ экспериментальных данных, полученных с использованием фотонов с энергией более 100 МэВ, является существенно модельно-зависимым.

В таблице PDG (Particle Data Group, [231]) приведены следующие усредненные значения для поляризуемости протона: $\bar{\alpha} = (11.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ фм³ и $\bar{\beta} = (2.5 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ фм³. Ситуация с определением поляризуемости нейтрона намного хуже. Данные PDG на 2023 год: $\bar{\alpha} = (11.8 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ фм³ и $\bar{\beta} = (3.7 \pm 1.2) \times 10^{-4}$ фм³.

Наиболее точные данные для электрической и магнитной поляризуемости протона были получены в недавней работе коллаборации A2 на ускорителе MAMI [232]. Измерения выполнялись на пучке линейно поляризованных меченых фотонов. Для регистрации фотонов использовался детектор Crystal Ball с акцептансом близким к 4π . Данное измерение комптоновского рассеяния на протоне характеризуется наилучшей статистической точностью. Обработка данных проводилась с использованием двух эффективных теорий поля, для оценки систематической ошибки связанной с теоретической моделью, и ограничением с использованием правила сумм Балдина. В результате был получен следующий результат:

$$\bar{\alpha} = [10.99 \pm 0.16_{\text{stat.}} \pm 0.47_{\text{syst.}} \pm 0.17_{\text{mod.pol.}} \pm 0.34_{\text{mod.}}] \times 10^{-4} \text{ фм}^3,$$

$$\bar{\beta} = [3.14 \pm 0.21_{\text{stat.}} \pm 0.24_{\text{syst.}} \pm 0.20_{\text{mod.pol.}} \pm 0.35_{\text{mod.}}] \times 10^{-4} \text{ фм}^3,$$

где в качестве ошибок указаны статистические, систематические, зависящие от модели поляризуемости и модельно зависимые ошибки соответственно. Измерения были проведены в диапазоне энергий фотонов от 80 до 140 МэВ. Как видно из приведенных результатов, статистические ошибки относительно небольшие и основной вклад в общую ошибку измерения поляризуемостей протона вносят систематические ошибки и ошибки, связанные с модельным описанием процесса комптоновского рассеяния. Большая систематическая ошибка связана с ошибкой ($\sim 2\text{--}3\%$) в определении абсолютного потока фотонов, а модельные ошибки связаны с теоретическими неопределенностями в описании сечения комптоновского рассеяния при энергиях больше 100 МэВ. Предыдущее измерение было выполнено также на микротроне MAMI с системой мечения фотонов в 2001 году. Был получен следующий результат [233]:

$$\bar{\alpha} = [11.9 \pm 0.5_{\text{stat.}} \mp 1.3_{\text{syst.}} \pm 0.3_{\text{mod.}}] \times 10^{-4} \text{ фм}^3$$

$$\bar{\beta} = [1.2 \pm 0.7_{\text{stat.}} \pm 0.3_{\text{syst.}} \pm 0.4_{\text{mod.}}] \times 10^{-4} \text{ фм}^3.$$

Как видно, электрическая поляризуемость, полученная в 2022 году, отличается от измерений 2001 года на 9%, а магнитная более чем в 2.5 раза.

Методика эксперимента

Для измерения электрической и магнитной поляризуемости нуклонов предлагается использовать новый метод измерения сечений комптоновского рассеяния, основанный на использовании сплошного спектра фотонов тормозного излучения с относительно невысокой энергией 15–100 МэВ, что важно для получения модельно-независимой информации о поляризуемости нуклона, и водородной ионизационной камеры высокого давления (активной водородной мишени), которая может работать как с водородом, так и с водородо-дейтериевой смесью. В предлагаемом эксперименте измеряется не только угол и энергия рассеянных фотонов, но также угол и энергия протонов (дейтронов) отдачи (см. схему на рисунке 2.24). Следует отметить, что в экспериментах по комптоновскому рассеянию уже использовался спектр тормозного излучения. Однако до сих пор в таких экспериментах не использовалась активная мишень для фотонов низких энергий ($E_\gamma < 100$ МэВ) на совпадение с протонами отдачи. Данный метод обладает целым рядом преимуществ. Например, в данном методе можно отделить упругое комптоновское рассеяние на дейтроне от канала его развала, используя энерговыделение, измеряемое в ионизацион-

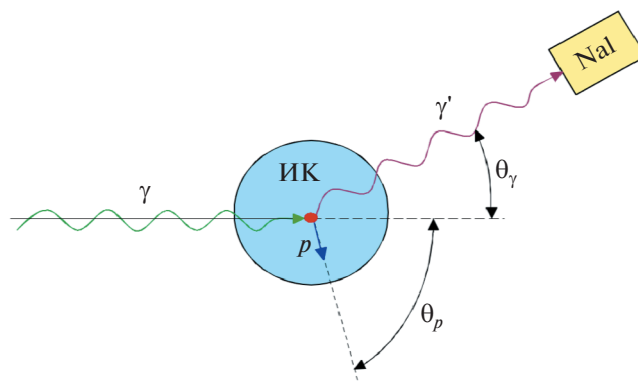


Рис. 2.24. Схема экспериментального метода. Пучок фотонов сплошного тормозного спектра рассеивается на газообразной водородно-дейтериевой мишени внутри ионизационной камеры высокого давления, энергия рассеянных фотонов определяется в детекторе фотонов под определенным углом. При регистрации рассеянного тормозного фотона, на совпадении с протоном (дейтроном) отдачи в ионизационной камере, определяется энергия входящего фотона.

ной камере. В целом подход, показанный на рис. 2.24, увеличивает светимость и значительно снижает фон, особенно в области энергий ниже 50 МэВ. Рассеянные фотоны детектируются с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра NaI(Tl) при углах 90° и 130°. Абсолютную нормировку сечений предполагается выполнить в области энергий фотонов меньше 25 МэВ, где сечения комптоновского рассеяния практически не зависят от значений поляризуемости нуклона. Таким образом, большая часть систематических ошибок сокращается.

Экспериментальная установка

Первоначально планировалось выполнить предложенный эксперимент на ускорителе электронов MESA (Майнц) с энергией пучка около 130 МэВ и интенсивностью $I_e \sim 50$ мкА. Для формирования спектра тормозных фотонов пучок электронов предполагалось пропускать через

радиатор — золотую фольгу толщиной 0.3 мм. В этом случае интенсивность пучка фотонов в диапазоне энергий от 20 до 100 МэВ должна была составить $I_\gamma \sim 2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Размер пучка на мишени $1 \times 2 \text{ см}^2$.

Для проведения эксперимента в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ была изготовлена ионизационная камера (ИК). С помощью этой камеры в 2006–2007 гг. в Техническом университете Дармштадта (TUD) на электронном ускорителе S-DALINAC были проведены первые измерения сечений $\gamma\gamma$ -рассеяния при энергиях электронов 60 и 80 МэВ и токах первичных пучков электронов в диапазоне от 1 до 3 мкА. Методика эксперимента и результаты анализа данных опубликованы в работе [234]. Следует отметить, что при малых энергиях фотонов, т.е. при энергиях, которые особенно важны для получения модельно-независимой информации о поляризуемости нуклонов, ранее были доступны данные всего лишь одного эксперимента [235]. На рис. 2.25 на верхней панели показана схема двойной ионизационной камеры, работающей при давлении 75 бар. Корпус камеры изготовлен из нержавеющей стали с толщиной стенки 14 мм. Фотонный пучок входит (выходит) из камер через бериллиевые окна диаметром 6 мм (7 мм). Это необходимо для того, чтобы свести к минимуму поглощение фотонов и образование e^+e^- пар. Рассеянные на водороде комптоновские фотоны под выбранными углами $\vartheta_\gamma = 90^\circ \pm 4^\circ$ и $\vartheta_\gamma = 130^\circ \pm 3^\circ$ вылетают из ионизационной камеры через 9 мм бериллиевые окна в направлении γ -спектрометров. ИК работают в режиме сбора электронов, т.е. сигнал образуется от электронов, собранных после ионизации, произведенной протонами. Высокое напряжение приложенное к катоду составляет 40 кВ, к сетке —3.5 кВ, при нулевом потенциале анода. Время дрейфа электронов составляет 3.5

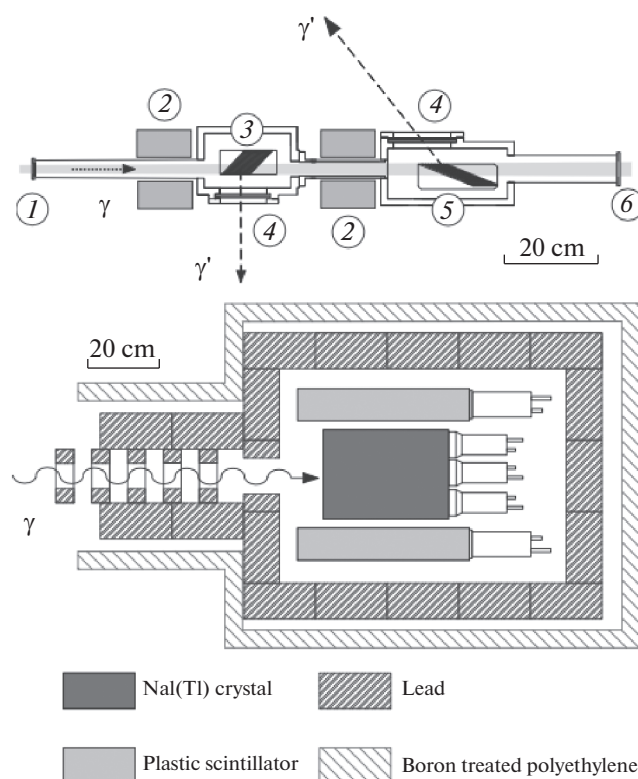


Рис. 2.25. Схема двойной ионизационной камеры высокого давления: 1 — бериллиевое окно для входящего пучка фотонов; 2 — постоянный магнит для удаления электронов из пучка фотонов; 3 — камера с многополосным анодом для регистрации протонов отдачи в событиях комптоновского рассеяния при $\vartheta_\gamma = 90^\circ$; 4 — бериллиевые окна для рассеянных фотонов; 5 — камера с многополосным анодом для регистрации протонов в событиях комптоновского рассеяния при $\vartheta_\gamma = 130^\circ$; 6 — бериллиевое окно для выходящего фотонного пучка. Схема γ -спектрометра большого объема с кристаллом NaI(Tl) размером 10 дюймов и 14 дюймов, активной и пассивной защитой и коллимационной системой (нижняя панель). Схемы из работы [234].

и 0.12 мкс для промежутка катод—сетка и сетка—анод соответственно. Для измерения угла отдачи протона используется специальная геометрия анода ИК. Анод ИК состоит из нескольких полос (17 в первой камере и 9 во второй), ориентированных вдоль направления протонов отдачи. В частности, в случае комптоновского рассеяния с углом $\vartheta_\gamma = 130^\circ$ угол отдачи протона составляет $\varphi = 22^\circ$. Схема γ -спектрометра с кристаллом NaI, активной и пассивной защитой показана на нижней панели рис. 2.25.

Полученные предварительные результаты тестового эксперимента по измерению сечения комптоновского рассеяния согласуются с данными эксперимента [235] и имеют приблизительно такую же статистическую точность. Проведенный эксперимент показал, что предложенный метод позволяет получить сечения комптоновского рассеяния с высокой точностью. Однако интенсивность пучка электронов на ускорителе S-DALINAC оказалась существенно ниже той, что требуется для проведения измерений с заданной точностью. Для проведения экспериментов по комптоновскому рассеянию необходим выведенный электронный пучок с энергией ~ 130 МэВ и интенсивностью ~ 50 мкА.

Для продолжения эксперимента в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ была спроектирована и изготовлена новая ИК-камера с большим чувствительным объемом, что позволит повысить скорость набора данных почти в 10 раз и получить данные с лучшей статистической точностью (см. фотографию на рис. 2.26). Камера была успешно испытана на высокое давление ~ 120 бар. Были изготовлены и испытаны предусилители и усилители на все 50 каналов считывания информации с ИК. Достигнуто энергетическое разрешение при регистрации протонов отдачи ~ 20 кэВ. В настоящий момент камера полностью готова к проведению экспериментов по комптоновскому рассеянию.

Основные параметры новой ИК (активной мишени) следующие:

- рабочее давление газа — 75 атм;
- рабочий газ — H_2 , D_2 , ^3He и ^4He ;
- длина камеры вдоль пучка γ -квантов — 200 мм;
- рабочее напряжение на катоде — 80 кВ;
- энергетическое разрешение — 20 кэВ;
- временное разрешение — 30 нс;
- энергетический диапазон для регистрации частиц отдачи — 0.4–12 МэВ.

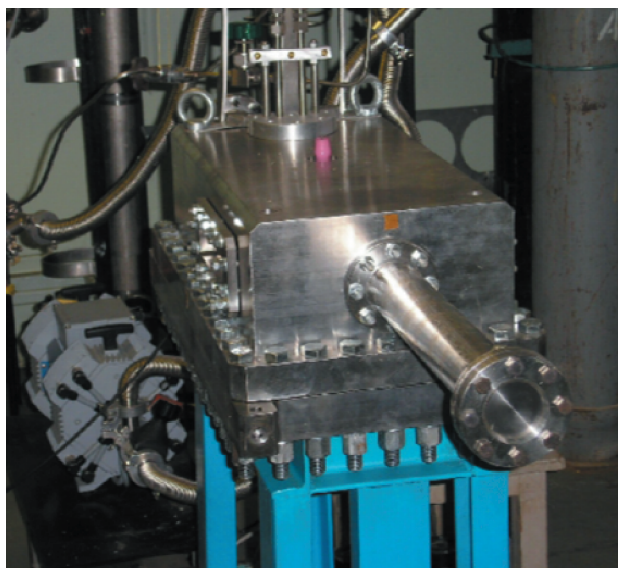


Рис. 2.26. Фотография новой ионизационной камеры высокого давления, спроектированной и изготовленной в НИЦ “Курчатовский институт”—ПИЯФ с большим чувствительным объемом для увеличения скорости набора данных по комптоновскому рассеянию фотонов почти в 10 раз.

Проведенное Монте-Карло моделирование эксперимента показало, при интенсивности фотонного пучка $I_\gamma \sim 2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и угловом захвате гамма спектрометра 25 мср, ожидается скорость набора полезных событий $\sim 5 \text{ Гц}$. Таким образом за 500 часов набора статистики предполагается набрать около 8 миллионов событий комптоновского рассеяния фотонов на водороде. Это позволит достичь статистической ошибки не более $0.12 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$, которая будет сравнима с систематической, что позволит измерить электрическую и магнитную поляризуемость протона с точностью не хуже $0.2 \times 10^{-4} \text{ фм}^3$, что в два раза точнее мировых данных. Оценки также показывают, что проведение экспериментов по комптоновскому рассеянию на ядрах дейтерия и гелия с использованием ИК высокого давления (активной мишени) позволит приблизительно в 3 раза улучшить точность определения нейтронных поляризуемостей.

2.5. Прикладные исследования с монохроматическим рентгеновским излучением

Существующие сегодня комптоновские источники по полному потоку фотонов не могут конкурировать с источниками синхротронного излучения (СИ). Однако, яркость пучка современных ИКИ приближается к яркости вигглеров и даже яркости ондуляторного излучения (кроме узких линий пиков последнего, особенно для СИ поколений “3” и “4”), превосходя яркость излучения на поворотных магнитах, при том что энергия электронного пучка ИКИ на 2–3 порядка ниже, и установка в 10–100 раз компактнее. Это делает ИКИ конкурентоспособными и для решения прикладных задач. Рассмотрим некоторые возможности проведения прикладных исследований на компактных источниках комптоновского излучения.

При относительно невысоких (0.01–30 кэВ) энергиях фотонов могут быть созданы экспериментальные станции для промышленной ультрафиолетовой и рентгеновской дефектоскопии и спектроскопии в мягкой области для объектов с малой плотностью (пластики, керамика, пленки и т.д.), что делает возможным изучение однородности материала, включая фазовый состав, включения, дефекты и т.д., исследование структуры тонких пленок, метаматериалов и т.д. Спектроскопия в мягкой области предназначена для реализации таких экспериментальных методов как инфракрасная, оптическая и фотоэлектронная спектроскопия и микроскопия, спектроскопия рентгеновского поглощения. Эти методы реализуются в спектральной области энергий от 0.001 до 1500 эВ и дают уникальную информацию об электронном строении, зарядовом состоянии, химическом и фазовом составе без разрушения структуры материала. Существенным преимуществом использования данного спектрального диапазона является возможность проводить измерения в условиях, приближенных к реальным (*in situ*, *operando*). Для данных задач интенсивность потока фотонов должна быть не менее $10^{14} \text{ фот./}(\text{сек} \cdot \text{мм}^2 \text{ мрад}^2 \cdot 0.1\%)$. Однако при этом требуется высокая временная стабильность потока излучения в ИК и мягком рентгеновском диапазоне $\sim 0.1\%$. Кроме того, существенным преимуществом использования спектроскопии в мягкой области является возможность проводить неразрушающие исследования на клеточных и белковых структурах, а также и на живых организмах (*in vivo*) в условиях, приближенных к реальным (*in situ*). Необходимые методы исследования: рентгеновская дифрактометрия и спектроскопия, контрастная и флуоресцентная спектроскопия. Дополнительное преимущество ИКИ — возможность использования ТГц, ИК и мягкого рентгеновского диапазонов в одной станции. Рентгеновская дефектоскопия и спектроскопия в более жесткой области спектра (10–30 кэВ и выше) в режиме реального времени подходит для процессов, протекающих на скрытых объектах и интерфейсах. Основные методики здесь SAXS (Small-Angle X-Ray Scattering — малоугловое рентгеновское рассеяние — МУРР), WAXS (Wide-Angle X-Ray Scattering — широкоугловое рентгеновское рассеяние), высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия, в том числе с временным разрешением, малоугловое рассеяние. Малый объем образцов зачастую вызывает дополнительные трудности, при которых невозможно использование таких традиционных методов, как SAXS и WAXS на традиционных источниках СИ. Проблема возникает, в основном, из-за малого сечения рассеяния органических и полимерных материалов. Это ограничение не свойственно компактным источникам излучения с возможностью регулировки энергии фотонов в широком диапазоне и возможности точной ее настройки, в том числе в ИК и мягком рентгеновском диапазоне. Для этих задач будет полезно развитие методов GISAXS/GIWAXS (Grazing-Incidence Small and Wide-Angle X-ray Scattering — (мало- и широкоугловое рентгеновское рассеяние при скользящем падении пучка) с использованием не проходящего, а отраженного излучения. Использование микрофокусного рентгеновского пучка открывает новые перспективы в применении GISAXS-метода, поскольку можно исследовать более мелкие образцы и достичь локаль-

ности метода в субмикронном диапазоне. Комптоновский источник с возможностью полной энергетической перестройки в диапазоне $(1...10)$ кэВ с энергетическим разрешением $\Delta W/W = 10^{-5}$, недостижимым для синхротронных источников, оптимален для данного класса задач. Характерный размер источника составит $\sim 100 \times 100$ мкм, а расходимость $\lesssim 100$ мкрад. Необходимо отметить возможность работы с “круглым” источником, что на данный момент недостижимо для традиционных накопителей-источников СИ.

Создание верифицированных физических и расчетных моделей формирования свойств материалов из первопринципов является одной из фундаментальных задач материаловедения, для решения которой планируется использовать возможности многофункционального комплекса ИКИ НЦФМ.

Исследование материалов на мезоуровне — одно из основных направлений современного материаловедения. Именно на мезоуровне происходят процессы формирования макросвойств материалов. Зарождение и распределение дефектов, агрегирование примесей, кристаллизация, формирование фазового состояния вещества и многие другие процессы, происходящие в масштабах кристаллической решетки и зеренной структуры материала, приводят к существенному изменению его свойств. Поэтому экспериментальные исследования материалов на мезоуровне в сочетании с развитием численных методов моделирования и супервычислениями позволят создавать перспективные материалы с заданными свойствами и с высокой точностью прогнозировать их поведение в условиях экстремально высоких давлений, температур и радиационных полей.

Помимо продвижения в решении указанной фундаментальной задачи планируется проведение целого ряда прикладных исследований в области материаловедения. Исследуемые процессы можно условно разделить на быстропотекающие (характерные времена наносекунды—сотни микросекунд) и квазистационарные.

Планируется, что комплекс ИКИ НЦФМ будет оснащен станциями для проведения экспериментов на фотонных пучках комптоновского и синхротронного излучения высокой яркости и частоты повторения импульсов, что позволит реализовать набор измерительных рентгеновских методик для исследования быстропотекающих и квазистатических процессов.

Далее представлены новые возможности проведения исследований быстропотекающих и квазистатических процессов, которые появятся при создании комплекса на основе источника комптоновского излучения.

2.5.1. Исследование быстропотекающих процессов. Скоростная теневая радиография

Проводя теневую регистрацию распространения ударных волн в инертных материалах, а также ударных и детонационных волн во взрывчатых веществах (ВВ) при субмикросекундном временном и микронном пространственном разрешении, которые будут обеспечены на многофункциональном комплексе, можно получить ценную информацию об:

1. уравнивании состояния материалов (с небольшим Z);
2. ударно-индуцированном пылении;
3. уравнивании состояния “холодного” ВВ;
4. уравнивании состояния продуктов взрыва;
5. кинетике возбуждения детонации при ударно-волновом инициировании ВВ;
6. структуре фронта детонационной волны и зоне химической реакции за ударным фронтом;
7. взаимодействии ударных и детонационных волн в модельных конструкциях, содержащих ВВ и др.

Данная информация представляет интерес, как с точки зрения развития фундаментальных представлений о явлениях, так и является базовой для разработки новых и совершенствования существующих математических моделей.

2.5.2. Скоростная фазоконтрастная радиография малоконтрастных объектов

Эффект фазового контраста позволяет значительно увеличить информативность радиографических изображений малоконтрастных объектов. Проявление этого явления на изображении определяется фазовым сдвигом рентгеновских фотонов, отклоненных из области более высокой плотности в область более низкой плотности. Схематично проявление фазового контраста представлено на рис. 2.27.

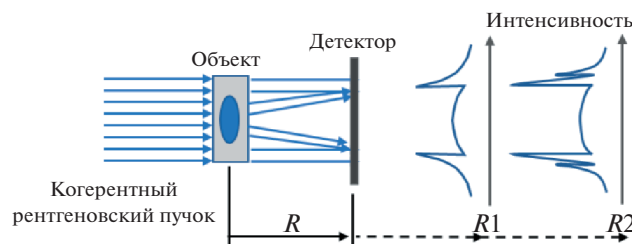


Рис. 2.27. Схематичное представление проявления эффекта фазового контраста при прохождении когерентного рентгеновского излучения через малоконтрастный объект.

Проходящие через объект рентгеновские лучи частично поглощаются и на неоднородностях плотности преломляются. Поскольку в экспериментах используется когерентное излучение, то прямопрошедшие и отклоненные лучи интерферируют. В результате на детекторе наблюдается изображение, которое содержит смесь поглощения (чувствительного к плотности) и фазового контраста (чувствительного к изменению плотности).

Данный метод по сравнению с традиционной теневой радиографией более чувствителен к внутренним границам за счет реализуемых интерференционных эффектов и может использоваться с интенсивными полихроматическими пучками рентгеновского излучения. Метод позволит “подсвечивать” границы близких по плотности материалов, например, границы зерен, поры, различные волокна или разнообразные включения в материалы и отображать высокоскоростную деформацию материалов в пикосекундных временных и микрометровых пространственных масштабах. В случае использования небольших толщин образцов существует возможность исследовать материалы с высоким значением заряда ядра Z .

Реализация метода, в перспективе, позволит исследовать динамику разрушения материалов на микроном уровне, а результаты экспериментов могут быть использованы для разработки соответствующих моделей и явлений.

Подобные эксперименты ранее были реализованы, например, в США на ускорителе APS [236–239]. Постановка и результаты одной из серий экспериментов представлены на рис. 2.28. С применением нагружающего устройства осуществлена регистрация динамики сжатия и разрушения стеклянных шариков диаметром около 500 мкм. Полученные изображения обладают пространственным разрешением на уровне 4–5 мкм.

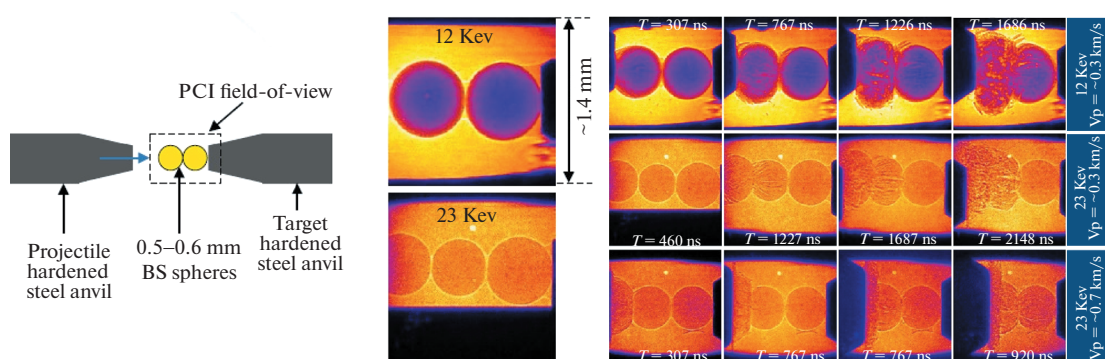


Рис. 2.28. Постановка и результаты экспериментов по сжатию стеклянных микросфер.

2.5.3. Исследование продуктов взрыва и пылевых потоков с использованием малоуглового рентгеновского рассеяния с высоким временным разрешением

В настоящий момент МУРР является единственным способом определения размеров неоднородностей плотности в диапазоне от 2 нм до 2 мкм в условиях динамического эксперимента. Таким образом, с помощью МУРР можно исследовать динамику неоднородностей внутренней структуры вещества или размера частиц.

Максимальный размер неоднородностей (или частиц) определяется минимально регистрируемым углом рассеянного излучения, минимальный размер частиц — максимальным углом, которые зависят от геометрических параметров постановки эксперимента.

К настоящему времени с использованием МУРР проведены исследования по наличию и динамике изменения размеров наночастиц, образующихся в продуктах взрыва (нанокластеры углерода) или в ударно-индуцированных пылевых потоках [240–246] в диапазоне характерных размеров части от 2 до 100 нм. Сдерживающим фактором регистрации частиц и неоднородностей в более широком диапазоне является недостаточная интенсивность падающего и, соответственно, рассеянного излучения. Полученная информация используется для уточнения уравнений состояния продуктов взрыва и моделей ударно-волнового пыления соответственно.

2.5.4. Импульсный рентгеноструктурный анализ фазовых переходов при ударно-волновом нагружении

Регистрация дифракции рентгеновского излучения СИ или ИКИ позволяет исследовать изменения структуры кристаллической решетки и фазовые переходы при ударно-волновом нагружении методами Лауэ и Дебая—Шеррера [247, 248]. В отличие от ранее проводившихся подобных исследований на одноимпульсных рентгеновских установках, использование многоимпульсного источника монохроматического рентгеновского излучения дает возможность исследовать изменения кристаллической структуры вещества во времени.

Реализация метода на комптоновском и синхротронном источниках позволит исследовать механизм и кинетику фазовых превращений в ударно-нагруженных материалах, их плавление, динамику деформации их кристаллической решетки.

Фазовые превращения в твердом состоянии

О фазовых превращениях в ударно-сжатых материалах в большинстве случаев судят по косвенным признакам: изломам на ударных адиабатах и изэнтропах, составу и структуре материала после разгрузки и т.п. импульсный рентгеноструктурный анализ (ИРА) является единственным прямым методом, позволяющим смотреть структуру материала непосредственно в момент нагружения. В большинстве веществ, испытывающих фазовые превращения в ударных волнах (УВ), фазы высокого давления после снятия нагрузки не сохраняются, поэтому изучение их возможно только в момент сжатия УВ.

Ниже приведены примеры исследований фазовых превращений в УВ, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Один из наиболее изучаемых фазовых переходов в УВ — это $\alpha \rightarrow \epsilon$ -переход в железе. Фаза высокого давления ϵ впервые методом ИРА наблюдалась во ВНИИЭФ [249]. Однако помимо самого факта фиксации превращения вызывают интерес и вопросы механизма и кинетики превращения. Об этом свидетельствует внимание к применению метода ИРА к $\alpha \rightarrow \epsilon$ -переходу в железе у зарубежных коллег [250, 251]. Еще один “знаменитый” фазовый переход высокого давления — графита в алмаз — привлек внимание исследователей практически сразу, как только возникла методика ИРА [252]. Однако, ответов на все вопросы, связанные с механизмом ударноволнового превращения графита пока нет. В [253] были получены экспериментальные данные, свидетельствующие о переходе в УВ графита в гексагональную форму алмаза — лонсдейлит. Этот результат необходимо проверить на новом экспериментальном уровне.

По причине недостаточной интенсивности рентгеновского пучка во многих экспериментах исследовались монокристаллы, дающие более интенсивное отражение. В то же время, с точки зрения удобства и информативности исследования поликристаллические вещества обладают многими преимуществами по сравнению с монокристаллами. В частности, поликристаллы позволяют получать на одной рентгенограмме дифракционные линии сразу от нескольких кристаллографических плоскостей образца.

Попытки получить достаточно интенсивные линии при импульсной съемке поликристаллического титана не увенчались успехом, удалось получить только отражение от поликристалла циркония [254]. В то же время фазовые $\alpha \rightarrow \omega$ -превращения в Ti и Zr представляют большой практический интерес, картина фазового превращения в Zr, наблюдавшаяся в ИРА-экспериментах, получилась сложной. Наблюдавшиеся в ударноволновых экспериментах в титане [255] изломы на ударной адиабате (см. рис. 2.29) необходимо поставить в соответствие с конкретными фазовыми превращениями. Ответ на этот вопрос может дать применение ИРА.

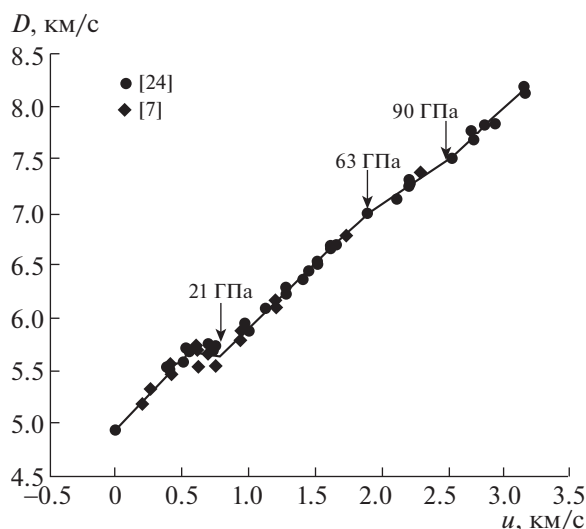


Рис. 2.29. Ударная адиабата Ti из работы [255].

Плавление при ударном нагружении образцов

Проблема фиксации плавления материала при ударном нагружении — в ударной волне или в волне разрежения — стоит, как правило, очень остро и имеет большое значение для составления уравнений состояния.

С использованием ИРА предпринимались попытки зафиксировать плавление по факту исчезновения, начиная с определенного давления, дифракционных отражений от кристаллической фазы. Такие исследования были проведены на железе [256], при этом достигнутое давление около 400 ГПа позволило авторам работы утверждать, что полученные результаты могут иметь значение для моделирования состава ядра Земли.

В висмуте плавление также фиксировалось по отсутствию отражений от твердых фаз [254], при этом полученные в данной работе экспериментальные результаты нашли свое подтверждение в недавно опубликованной теоретической модели [257].

Деформация кристаллической решетки

Исследование веществ, не претерпевающих фазовых превращений в УВ, также часто вызывает вопросы. При моделировании сжимаемости чаще всего подразумевается так называемое гидростатическое приближение, в котором принимается, что кристаллическая решетка в УВ деформируется изотропно. Для ряда веществ это было подтверждено методом ИРА, например, для молибдена [249], хлорида калия [258] и др. Однако, для ряда веществ зафиксированы отклонения от изотропности сжатия, в частности, для алюминия [259], кремния ниже давления фазового перехода [260] и некоторых других.

Использование ИРА открывает перспективы исследования релаксации сжатия решетки в УВ в зависимости от времени, давления нагружения, типа кристаллической решетки и других факторов.

Дефекты кристаллической решетки и механизмы деформации

Вопрос о механизме деформации в УВ в настоящее время можно рассматривать, только опираясь на различные модели прочности и исследования сохраненных после нагружения образцов. Использование ИРА могло бы дать экспериментальную информацию об этом.

Требования к станции для исследования быстропротекающих процессов

При проектировании станции для исследования быстропротекающих процессов необходимо предусмотреть систему локализации продуктов процесса, нагружения образцов и регистрации экспериментальной информации. Для локализации могут быть использованы взрывозащитные камеры с большим ресурсом (более 1 тыс. экспериментов) и способностью локализовать взрыв с энергией не менее 500 г в тротиловом эквиваленте. Для нагружения могут быть применены ствольные, взрывные нагружающие установки, лазеры. Для регистрации необходима разработка быстродействующих детекторов, позволяющих измерять пространственное распределение плотности потока рентгеновского излучения за время меньшее, чем интервал следования импульсов излучения. Пространственное разрешение не хуже, чем 50 мкм. Общее число кадров должно быть не менее пяти–десяти. Необходимо совмещение рентгеновских методик с методами регистрации быстропротекающих процессов, основанных на других физических принципах (электроконтактные, лазерные, радиоволновые и прочие) с одновременной регистрацией экспериментальной информации.

Требования к станции для исследования быстропротекающих процессов:

- длительность импульсов: 10^{-11} – 10^{-9} с;
- частота следования импульсов регулируемая: десятки МГц – единицы ГГц;
- энергия фотонов: ~ 20 – 100 кэВ;
- количество квантов в импульсе: не менее 10^9 шт;
- монохроматичность: ~ 0.1 – 0.2% ;
- количество импульсов за процесс: 5–10 шт;
- площадь мишени: ~ 1 – 100 мм².

2.5.5. Исследования квазистатических процессов

Отдельный интерес представляют исследования внутренней структуры материалов в исходном состоянии, предварительно подвергнутых какому-либо воздействию (радиационному, термостарению, предварительному ударному нагружению и др.), либо во время развития квазистатических процессов: плавления, кристаллизации, корроирования и др.

Ниже приведены некоторые из задач, которые планируется решать в статическом и квазистатическом режиме.

1. Изучение дефектов кристаллической решетки и их изменения во времени. Старение материалов.
2. Изучение фазовых переходов и их кинетики в интересах повышения стойкости материалов к различным воздействиям.
3. Получение данных, необходимых для создания и развития расчетных методик и отработки технологических процессов литья различных материалов.
4. Изучение процессов разрушения образцов в интересах развития и верификации методик обоснования прочности деталей.
5. Изучение коррозионных повреждений материалов, в том числе гидридных, и их развития во времени в интересах совершенствования коррозионной защиты.
6. Изучение поверхностных слоев, формируемых при обработке материала в целях совершенствования технологических процессов изготовления деталей, улучшения их прочности и коррозионной стойкости.
7. Исследование процессов дефектообразования и агрегирования микропримесей в ВВ.
8. Калибровка расчетных методик переноса излучений и вторичных электромагнитных эффектов.

9. Изучение возможности исследовать структурные изменения при воздействии излучений на ЭКБ микро- и наноэлектроники.

10. Изучение возможности исследовать эффекты генерации и накопления вторичных неравновесных носителей заряда в гетерогенных структурах.

В качестве методов исследования будут использованы, например, прецизионная дифрактометрия, МУРР и рентгеновская микротомография.

Требования к станции для исследования квазистатистических процессов

- энергия фотонов: $\sim 10\text{--}100$ кэВ;
- средняя интенсивность потока фотонов: не менее 10^{11} с $^{-1}$;
- монохроматичность: $\sim 0.1\text{--}0.2\%$;
- площадь мишени: $\sim 1\text{--}200$ мм 2 .

2.5.6. Неразрушающий контроль: определение элементного и изотопного состава материалов методом ядерной резонансной флуоресценции

В настоящее время в мире достаточно интенсивно развиваются методы обнаружения и анализа делящихся (ДМ) и других особо опасных веществ, основанные на явлении ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ). Очевидно, что для эффективной реализации метода ЯРФ необходим высокоинтенсивный монохроматичный источник гамма-квантов с перестраиваемой энергией в диапазоне 0.4–10 МэВ. Наиболее оптимальным для этих целей является источник гамма-квантов, основанный на явлении обратного комптоновского излучения. Так, например, в LLNL (США) разрабатывается высокоинтенсивный транспортабельный источник обратного комптоновского излучения для задач контроля материалов и узлов используемых в ЯОК и задач нераспространения ДМ.

Преимущества ЯРФ, в сравнении с традиционными методами обнаружения, заключается в возможности применения для зондирования исследуемого объекта высокоинтенсивных пучков жестких (МэВ–десятки МэВ) квазимонохроматических гамма-квантов. Взаимодействие таких высоко проникающих гамма-квантов с ядрами обнаруживаемого материала, в случае совпадения энергии квантов с уровнем возбуждения ядра этого материала, вызывает ядерную резонансную флуоресценцию, т.е. излучение квантов специфической энергии, зависящей от атомного номера и массы ядра и не зависящей от его радиоактивности, химического состава, наличия других экранирующих материалов. При этом возможно использование различных механизмов взаимодействия зондирующего излучения с ядрами (резонансное рассеяние, резонансное поглощение, фоторасщепление и др.).

Другим примером может служить контроль уровня выгорания плутония в отработавшем ядерном топливе, что определяет его “оружейное качество” с точки зрения возможности его использования для создания диверсионного взрывного устройства.

Метод резонансной ядерной флуоресценции может быть также использован для обнаружения различных опасных веществ, таких, как взрывчатые вещества (ВВ), отравляющие вещества (ОВ), наркотики и т.п. Специфичность энергии вторичных излучений элементов в составе таких веществ и их соотношение для каждого типа вещества, даст возможность составить базу паспортов отклика опасных веществ на зондирующее излучение, что позволит автоматизировать процесс их контроля.

Требования к станциям для ЯРФ

- длительность импульса: менее 30 пс;
- энергия фотонов: $\sim 0.4\text{--}10$ МэВ;
- количество квантов в импульсе: не менее 10^8 шт;
- средняя интенсивность потока фотонов: не менее 10^{11} с $^{-1}$;
- монохроматичность: $\sim 1\%$.

2.5.7. Неразрушающий контроль: рентгеновская томография

Источник рентгеновского излучения на эффекте обратного комптоновского рассеяния обладает рядом уникальных свойств, позволяющих использовать его для рентгенографии и, особенно, для радиографирования объектов больших массовых толщин.

1. Малые поперечные размеры источника (менее 100 мкм), позволяют получать высокое геометрическое пространственное разрешение.

2. Высокая средняя энергия гамма-квантов и возможность ее изменения в широких пределах позволяет оптимизировать энергию квантов под контроль определенных областей объекта.

3. Относительная простота и малое время на изменение энергии позволяют провести томографию объекта на нескольких энергиях, получив при этом более информативные данные о деталях объекта из материалов с разным атомным номером.

4. Высокая направленность излучения комптоновского источника, его монохроматичность и возможность эффективной коллимации позволит получить высокий контраст изображения за счет уменьшения вклада фонового излучения.

В настоящий момент рассматриваются два варианта реализации рентгеновской томографии:

- сканирование объекта узким лучом, путем перемещения объекта на прецизионных приводах, с коллимацией прошедшего через объект пучка и регистрацией в каждый момент времени одного пикселя информации;
- локальная томография небольшой области объекта с поперечным сечением равным поперечному размеру пучка с регистрацией изображения в одной проекции полноформатным многопиксельным детектором.

Использование комптоновского излучения с энергией единицы-десятки кэВ, генерируемого на кольце с энергией до 150 МэВ, либо квантов синхротронного излучения позволит проводить микрофотографию оптически тонких объектов.

Требования к станции для томографии объектов большой массовой толщины

- энергия фотонов: $\sim 0.3\text{--}5$ МэВ;
- размер источника: не более 0.5 мм;
- средняя интенсивность потока фотонов: не менее 10^{11} с $^{-1}$.

2.5.8. Птихография и когерентная микроскопия

Монохроматичный ИКИ естественным образом подходит для применения когерентных методов получения изображения, таких как восстановление фазы (Coherent Diffraction Imaging) и

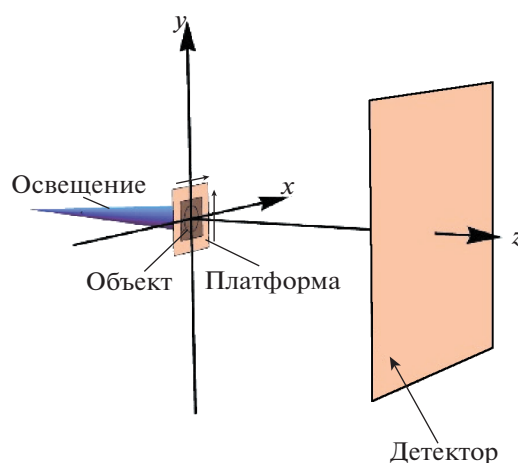


Рис. 2.30. Оптическая схема птихографии из [261]. Платформа движается в процессе съемки дифрактограмм по спирали. Каждое положение, при котором сделан снимок запоминается. Между объектом и детектором ничего нет.

птихография [261, 262]. Эти методы позволяют получить изображение в численной форме комплексного поля путем математического преобразования измеренного распределения интенсивности излучения при некоторых априорных предположениях. Особый интерес представляет птихография, которая заключается в измерении большого числа дифрактограмм при контролируемых и перекрывающихся смещениях исследуемого объекта в предположении что излучение источника не меняется, см. рис. 2.30. Поскольку такая оптическая схема не содержит оптических элементов между объектом и детектором она позволяет получить максимально достоверные данные, не ограниченные по полю зрения и с максимально возможным разрешением. Таким образом, применение ИКИ в птихографии позволит существенно расширить возможности рентгеновской микроскопии. На данный момент в России нет экспериментов по птихографии, в то время как в мире популярность этого метода растет. В качестве примера можно посмотреть на выделенный птихографический канал cSAXS швейцарского синхротрона Swiss Light Source [263]. Поэтому создание рабочей станции для птихографии и CDI очень важно для развития, а по сути, появления в России этого перспективного метода исследования. Пока же нами создано рабочее ПО, которое позволяет проводить соответствующие численные эксперименты. На рис. 2.31 показан пример численного моделирования птихографии для энергии фотона 10 кэВ. В качестве объекта использован набор из 100 сфер в $Y_3Al_5O_{12}$ ($n = 1 - 8.83 \times 10^{-6} + i1.67 \times 10^{-7}$), случайного радиуса от 0.5 до 0.75 мкм и случайно расположенных в поперечном сечении $\{-4.4\} \times \{-4.4\}$ мкм². Проведенные нами численные исследования показывают, что для получения изображения достаточно степени монохроматичности 1%, а количество фотонов на один кадр $\sim 10^8$. Однако, качество восстановления изображения улучшается с увеличением монохроматичности и становится предельным при $\sim 0.01\%$. При этом алгоритм птихографии как правило всегда сходится и устойчив к неболь-

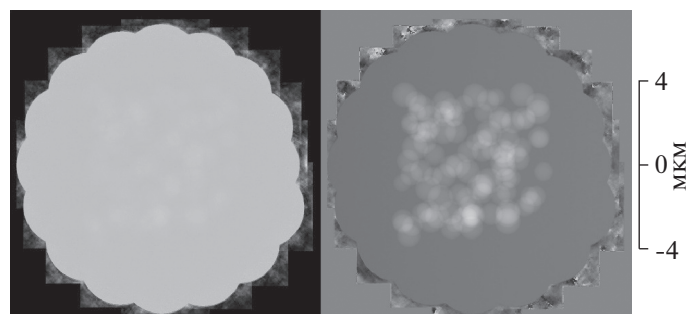


Рис. 2.31. Численное моделирование изображения 100 пор радиуса от 0.5 до 0.75 мкм в $Y_3Al_5O_{12}$ с помощью птихографии. Слева модуль, справа фаза выходной комплексной волны. Энергия фотона 10 кэВ. Число фотонов на каждый снимок — 1.2×10^8 шт. Число снимков — 128 шт.

шим ошибкам в геометрии и статистическому шуму. Птихография также может быть использована в режиме отражения под углом скольжения близким к критическому. Соответствующая работа будет вскоре опубликована. В ней показано, что птихография может определить форму большого рентгеновского зеркала на масштабе сантиметров. Предполагается, что этот подход можно применить для контроля формы зеркал, используемых в проекте СКИФ.

Требования к станции для птихографии

- энергия фотонов: ~ 0.1 МэВ;
- размер источника: ~ 1 мм;
- монохроматичность: 0.1%;
- средний поток фотонов: $\sim 10^6$ с⁻¹.

3. УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ

В этом разделе отражены разные соображения, которые должны лечь в основу проектирования комплекса ИКИ НЦФМ. Кратко обсуждается основная физика значимых для проекта электромагнитных процессов. Приводится перспективное видение проекта ИКИ НЦФМ учеными ИЯФ СО РАН. Также приводится краткая информация об активно развивающихся “малых” проектах ИКИ МГУ и ИКИ МИФИ. Само наличие таких проектов свидетельствует о высокой востребованности тематики ИКИ в отечественном научном сообществе, а параллельное создание этих “малых” комплексов в наших ведущих высших учебных заведениях создает отличные предпосылки для будущей кооперации и потенциального решения кадровой проблемы ИКИ НЦФМ.

3.1. Общие замечания

Создание источника гамма-квантов, параметры которого в основном повторяют параметры действующих комптоновских источников, даже при существенно большей интенсивности, не позволит сделать принципиальный прорыв в исследовании фотоядерных реакций. Для проведения исследований в области ядерной физики на качественно новом уровне необходим пучок гамма-квантов, обладающий:

1. высокой монохроматичностью (среднеквадратичный относительный разброс по энергии не хуже 0.1–0.3%) и малой расходимостью;
2. возможностью оперативной перестройки энергии с шагом около 100 кэВ в диапазоне энергий от 4 до 30–40 МэВ;
3. приемлемой интенсивностью, зависящей от типа и сечения реакции и методики эксперимента.

Это налагает требования на среднеквадратичные относительные разбросы по энергии электронного и лазерного пучков (лучше 0.1%) и на среднеквадратичный нормализованный эмиттанс электронного пучка (менее $0.5 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$) для характерных размеров пучка в точке встречи с излучением. Ширина спектра комптоновского излучения зависит не от эмиттанса, а от углового разброса электронов. Поэтому всегда можно сделать допустимый угловой разброс, увеличив поперечный размер электронного пучка (однако, ценой снижения интенсивности гамма-излучения).

Дополнительный рентгеновский (10–500 кэВ) комптоновский источник предназначен для применения в таких областях науки и технологии, как материаловедение, микроэлектроника, биология, биофизика, фармакология, физика твердого тела, физика экстремального состояния вещества, промышленная интроскопия силовых конструкций. Высокая спектральная яркость такого источника также может быть обеспечена только при использовании электронного пучка с минимальным эмиттансом.

Одну из станций предлагается оснастить мощной (ТВт уровня) лазерной системой для исследования нелинейного режима комптоновского рассеяния.

3.1.1. Требования к пучку гамма-квантов

Программа исследований на пучке гамма-квантов комптоновского источника, сооружение которого планируется в НЦФМ, полностью определяется уникальными характеристиками этого пучка. Ниже рассмотрено возможное направление исследований в области ядерной физики, прикладных задачах и требуемые для этого характеристики пучка гамма-квантов обратного комптоновского рассеяния, а также необходимые для этого характеристики электронного и лазерного пучков источника.

1. Использование электромагнитного излучения для исследования структуры атомного ядра и механизмов ядерных реакций обладает рядом преимуществ по сравнению с использованием сильновзаимодействующих частиц. Во-первых, это слабое возмущение, вносимое в ядро. Во-вторых, электромагнитное взаимодействие хорошо описывается квантовой электродинамикой. В-третьих, использование гамма-квантов в изучении фотонейтронных реакций на ядрах позволяет исследовать процессы с малыми сечениями, за счет возможности работы с толстыми мишенями.

2. Исследования фотоядерных реакций с вылетом нейтронов, протонов, дейтронов, альфа-частиц и легких ядер, а также — реакций рассеяния гамма-квантов и деления ядер наиболее ин-

тенсивно проводились в 60-е–90-е годы в области гигантского дипольного резонанса. Был накоплен большой объем разнообразных экспериментальных данных практически для всех стабильных атомных ядер, который способствовал интенсивным исследованиям процессов фоторасщепления ядер и механизмов разных фотоядерных реакций, созданию и развитию различных моделей ядра. Были получены сечения разных реакций, определены основные параметры наблюдаемых в них гигантских резонансов, с помощью параметров обнаруженной структуры этих резонансов были установлены разнообразные параметры структуры ядер и разных процессов, происходящих в ядерной среде после поглощения ядром налетающих фотонов. Однако все эти сведения были определены с большими систематическими погрешностями, поскольку между результатами разных экспериментов наблюдались значительные (существенные) расхождения, во многом обусловленные недостатками имеющихся до настоящего времени пучков гамма-квантов.

3. В качестве источников гамма-квантов до настоящего времени используются: (i) гамма-кванты от реакций радиационных захватов нуклонов (n, γ) и (p, γ) — монохроматические линии с фиксированными энергиями; (ii) тормозное излучение с непрерывным спектром, генерируемое пучками электронных ускорителей; (iii) излучение, генерируемое при аннигиляции позитронов на лету — квазимонохроматический спектр с достаточно широким (FWHM до нескольких %) аннигиляционным пиком и подложкой тормозного излучения; (iv) квазимонохроматические источники на основе меченых фотонов тормозного излучения (FWHM до нескольких %); (v) квазимонохроматические источники на основе обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке накопителя с шириной спектра (FWHM от единиц до десятков %).

4. Характеристики пучков гамма-квантов, использовавшихся в экспериментах, ограничили точность экспериментальных данных, в том числе данных о сечениях фотоядерных реакций — имеют место существенные, до 100%, расхождения в величинах сечений. При этом данные о структуре сечений реакций на легких и средних ядрах, а также — о наличии структуры сечений реакций на средних и тяжелых ядрах и ее природе, крайне противоречивы. Это обусловлено тем, что все перечисленные источники имели серьезные индивидуальные недостатки. Монолинии радиационных захватов имеют весьма малую ширину, однако набор их энергий ограничен и недостаточен для системных исследований. Тормозное излучение имеет очень высокую интенсивность, но вследствие непрерывного спектра требует для детальных исследований решения обратной задачи восстановления сечения из его свертки со спектром фотонов. Аннигиляционные фотоны имеют весьма невысокую интенсивность и весьма сложную для детальных исследований форму аннигиляционной линии, а эксперименты с их использованием не вполне свободны от проблем избавления от тормозного излучения позитронов. Меченые фотоны имеют крайне низкую интенсивность и сопровождаются серьезными проблемами совпадатального эксперимента. С точки зрения детальных фотоядерных исследований фотоны обратного комптоновского рассеяния, по сравнению с перечисленными выше, имеют существенные преимущества, прежде всего связанные с формой их спектра и очень высокой интенсивностью.

5. Энергетические зависимости полных и парциальных сечений фотоядерных реакций, измеренные с высокой точностью (лучше 1% по абсолютной величине) и высоким энергетическим разрешением (десятки кэВ) в диапазоне энергий от порогов до (30–40) МэВ, крайне важны для решения проблемы существенных расхождений между результатами разных экспериментов, дальнейшего развития моделей атомного ядра и описания механизма фотоядерных реакций, для построения и уточнения моделирования во многих задачах фундаментальных исследований: от астрофизики до проектирования экспериментальных установок, а также для прикладных целей, например, для разработки методик гамма-активационного анализа, наработки медицинских изотопов, детектирования взрывчатых веществ, радиоактивных и делящихся материалов.

6. Для получения указанных зависимостей необходим пучок гамма-квантов, обладающий (i) высокой монохроматичностью — среднеквадратичный относительный разброс по энергии не хуже 0.1–0.3% — и малой расходимостью; (ii) возможностью оперативной перестройки энергии с шагом около 100 кэВ в диапазоне энергий от 4 до 30–40 МэВ; (iii) приемлемой интенсивностью, зависящей от типа и сечения реакции и методики эксперимента, (iv) временной структурой, также определяемой методикой эксперимента, например, при измерении энергии вторичных частиц по времени пролета. Кроме того, необходима разработка методов прецизионного мониторинга энергетического распределения и интенсивности пучка гамма-квантов в процессе проведения эксперимента.

7. Метод комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке позволяет получать пучок гамма-квантов с требуемыми характеристиками, однако исполнение систем та-

кого источника — ускорительного и лазерного комплексов — должно быть близко к предельно достижимому по отношению к характеристикам электронного и лазерного пучков. В частности, среднеквадратичные относительные разбросы по энергии электронного и лазерного пучков, относительная среднеквадратичная стабильность их энергий должны быть на уровне лучше 0.1%.

Создание пучка гамма-квантов с указанными характеристиками, среди которых наиболее принципиальными являются требования к степени монохроматичности и интенсивности фотонного пучка, позволит организовать исследование фотоядерных реакций на качественно новом уровне.

3.1.2. Требования к рентгеновскому пучку

Программа возможных исследований на рентгеновском пучке комптоновского источника в отличие от экспериментов на пучке гамма-квантов носит, в основном, прикладной и учебно-исследовательский характер на основе уже известных подходов и методов, освоенных при использовании синхротронных и лабораторных источников.

1. Разработка яркого комптоновского источника монохроматического узконаправленного рентгеновского излучения с энергией фотонов до 150–180 кэВ позволит существенно расширить круг исследовательских задач и выйти за ограничения экспериментов с использованием обычных лабораторных рентгеновских источников (рентгеновских трубок).

2. Параметры создаваемого рентгеновского источника должны обеспечивать качество рентгеновского пучка, превышающее параметры излучения синхротронных источников поколения “2” и “2+”.

3. Параметры импульсной лазерной системы и электронного пучка с малым эмиттансом, перечисленные выше в Разделе 3.1.1, должны обеспечить в диапазоне энергий фотонов 10–40 кэВ (с перестройкой) спектральную яркость рентгеновского источника на уровне 10^{11} – 10^{12} фот./с мм² мрад² 0.1%), ширину спектра 1–2% и угловую расходимость несколько градусов.

4. Параметры комптоновского рентгеновского излучения (см. п. 3 выше) должны быть адаптированы с помощью рентгенооптических систем одной или нескольких линий формирования рабочего рентгеновского пучка для решения следующих задач:

- монохроматическое узконаправленное излучение для рентгеновского рентгеноструктурного анализа и микроанализа, в т.ч. биологической кристаллографии;

- монохроматическое излучение для исследования объектов методами когерентной рентгеновской оптики (фазово-контрастная томография, птихография, когерентная дифракционная визуализация и др.);

- монохроматическое (короткоимпульсное) излучение для исследований по радиационной биофизике;

- монохроматическое (короткоимпульсное) излучение для изучения радиационной стойкости элементов электронных приборов;

- монохроматическое пикосекундное импульсное излучение для изучения быстрых процессов, в т.ч. фазовых переходов;

- сфокусированное рентгеновское излучение с шириной спектра до 2% для исследования методами EXAFS- и XANES-спектроскопии.

5. Создание относительно компактного лабораторного рентгеновского комптоновского источника имеет также важное значение для развития инфраструктуры синхротронных исследований в стране: являясь источником рентгеновского излучения со спектрально-угловыми параметрами пучка, близкими к ондуляторному излучению, комптоновский источник позволит обучать специалистов и инженеров, разрабатывать и тестировать рентгенооптические элементы синхротронных рабочих станций, проводить предварительные эксперименты в масштабах широкой сети университетов и лабораторий.

3.1.3. Возможность изучения нелинейного комптоновского рассеяния

Одну из станций можно оснастить мощной лазерной системой (мульти-ТВт или суб-ПВт) для исследования нелинейного режима комптоновского рассеяния. Поскольку количество излучаемых гамма-квантов пропорционально интенсивности лазерного излучения, то функционирование в нелинейном режиме позволит значительно увеличить яркость комптоновского источника [45], с.м., также подробное обсуждение в Разделе 2.3.

Сильно-нелинейный режим комптоновского рассеяния в лабораторных условиях фактически не изучался, хотя его исследование представляет большой фундаментальный интерес. По этой причине в мире сейчас активно развиваются проекты, посвященные этой теме [195]. Среди процессов, привлекающих значительное внимание, можно отметить исследование непертурбативных по лазерному полю эффектов, исследование эффектов реакции излучения, исследование границ применимости приближений плоской волны и постоянного скрещенного поля и др.

Следует отметить, что использование технологии CafSA, разработанной в ИПФ РАН, позволяет генерировать сверхкороткие оптические импульсы [197]. Это может быть интересно для исследования “неизлучающих” режимов взаимодействия электронов с лазерным полем, а также режимов, где не работает приближение плоской волны.

3.2. Излучение релятивистских электронов

3.2.1. Комптоновское рассеяние

При рассеянии электромагнитной волны на электроне происходит вторичное излучение волн этим электроном при его ускоренном движении, вызванном полем рассеиваемой волны. При длинах волн (в системе отсчета, движущейся со средней скоростью электрона), существенно превышающих комптоновскую длину волны $h/mc = 2.4$ пм (h – постоянная Планка, m – масса электрона, c – скорость света), для большинства расчетов можно использовать классическую электродинамику. Именно этот случай, называемый томсоновским рассеянием, будет обсуждаться далее.

При рассеянии плоской волны, распространяющейся вдоль оси z справа налево, на ультрарелятивистском (то есть имеющем полную энергию $E_e = \gamma mc^2$, многократно превышающую энергию покоя mc^2 , $\gamma \gg 1$) электроне, движущемся в противоположном направлении, электрон излучает энергию

$$\Delta E = \frac{2e^4}{3m^2c^4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c)^2 - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v})^2/c^2}{1 - v^2/c^2} dt \approx 4\gamma^2 \sigma_T \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{E}^2}{4\pi} c dt, \quad (3.1)$$

где e – заряд электрона, v – его скорость, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ – электрическое и магнитное поля,

$$\sigma_T = 8\pi e^4/(3m^2c^4) \approx 6.7 \times 10^{-25} \text{ см}^2 = 670 \text{ мбарн},$$

– сечение Томсона. Энергия излучается в конус с углом раствора около $1/\gamma$ вблизи положительного направления оси z .

Для гауссова светового пучка и волнового пакета с энергией W и длиной, меньшей длины Рэлея $z_0 = 4\pi\sigma^2/\lambda$, где σ – среднеквадратичный поперечный размер, а λ – длина волны излучения,

$$\Delta E \approx \frac{\gamma^2 \sigma_T}{\pi \sigma^2} W. \quad (3.2)$$

В системе покоя электрона длина волны излучения лазера равна $\lambda/(2\gamma)$. При $a = eE_{\max}\lambda/(2\pi mc^2) \ll 1$ высшие гармоники излучения и нелинейный сдвиг частоты малы, а рассеяние описывается формулой для дипольного излучения, и легко найти полное число фотонов, рассеянных одним электроном

$$N_t = \frac{\sigma_T \lambda}{hc} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{E}^2}{4\pi} c dt = \frac{\sigma_T \lambda}{2\pi \sigma^2 hc} W. \quad (3.3)$$

Из (3.2) и (3.3) следует, что средняя энергия фотона $\varepsilon_{\text{ср.}} = \Delta E/N$, равна $2\gamma^2 hc/\lambda$.

Зависимость энергии рассеянных фотонов от угла θ между волновым вектором фотона и начальной скоростью электрона v дается формулой

$$\varepsilon = \frac{4\gamma^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \frac{hc}{\lambda}. \quad (3.4)$$

Сужение энергетического спектра до полной относительной ширины $\delta = (\epsilon_{\max} - \epsilon_{\min})/\epsilon_{\max}$, где $\epsilon_{\max} = 4\gamma^2 hc/\lambda$, достигается угловой коллимацией с углом $\theta_{\max} = \sqrt{\delta/(1-\delta)}/\gamma$. При этом остается доля полного числа фотонов, равная $(3/2)\delta - (3/2)\delta^2 + \delta^3$.

Например, при $W = 10$ Дж, $\sigma = 30$ мкм и $\gamma = 2000$ формула (3.2) дает $\sim 10^{-12}$ Дж = 6 МэВ. Естественно, эту энергию надо понимать как среднюю излученную энергию. При заряде электронного сгустка с поперечными размерами меньше σ и длиной меньше длины Рэлея в 1 нКл полная энергия импульса гамма-излучения будет составлять 6 мДж. Классическая формула (3.1) справедлива при $\lambda \gg 2\gamma h/(mc) = 10$ нм. Заметим, что длительность (и пиковая мощность) импульса излучения лазера в нее не вошли. При снижении длительности и соответствующем росте пиковой мощности спектр расширяется из-за появления высших гармоник при $a = eE_{\max}\lambda/(2\pi mc^2) > 1$ (нелинейный эффект Комптона), но при заданном W полная излученная энергия постоянна, а среднее число фотонов несколько падает из-за роста их энергии. Отметим также множитель γ^2 в (3.1) и (3.2). Он показывает целесообразность применения высокой энергии электронов. Например, при энергии 50 МэВ излученная энергия получается в 1600 раз меньше, чем для энергии 2 ГэВ (при той же плотности энергии излучения лазера).

Для иттербиевого лазера с длиной волны 1.1 мкм при $\gamma = 2000$ максимальная энергия рассеянного фотона равна 18 МэВ.

Другая простая оценка может быть получена для непрерывного гауссова пучка с мощностью P , при $a \ll 1$. Тогда средний по времени поток комптоновских гамма-квантов с единицы длины промежутка взаимодействия при среднем токе электронного пучка I равен

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dt dz} &= \frac{2I}{e} \frac{P\lambda}{hc^2} \frac{\sigma_T}{S} \frac{I}{e} \frac{P\lambda}{hc^2} \frac{\sigma_T}{\pi \sqrt{\left(\frac{\lambda\beta_l}{4\pi} + \sigma_x^2\right)\left(\frac{\lambda\beta_l}{4\pi} + \sigma_y^2\right)}} = \\ &= \frac{4I}{e} \frac{P}{hc^2\beta_l} \frac{\sigma_T}{\sqrt{\left(1 + \frac{4\pi\sigma_x^2}{\lambda\beta_l}\right)\left(1 + \frac{4\pi\sigma_y^2}{\lambda\beta_l}\right)}} \approx \frac{4I}{e} \frac{P}{hc^2 z_0} \frac{\sigma_T}{1 + z^2/z_0^2}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $\beta_l = z_0 + z^2/z_0$, σ_x и σ_y — среднеквадратичные поперечные размеры электронного пучка. При достаточно больших размерах светового пучка, $\sqrt{\lambda z_0/(4\pi)} \gg \sigma_x, \sigma_y$, после интегрирования по продольной координате z (длине прямолинейного промежутка $L \gg z_0$) получим полный поток

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi \frac{I}{e} \frac{P\lambda}{hc^2} \approx 8.8 \times 10^{10} I(A) P(\text{кВт}) [\text{Гц}]. \quad (3.6)$$

Если излучение лазера состоит из периодических наносекундных импульсов длиной L_l , синхронизованных со сгустками электронов длиной L_e , следующих с той же частотой, причем $L_e < L < L_l$, то P в формуле (3.6) — это пиковая мощность лазера, а средняя мощность может быть гораздо меньше.

3.2.2. Синхротронное излучение

Для генерации фотонов с энергией менее 1 МэВ можно использовать синхротронное излучение из поворотных магнитов накопителя электронов.

Спектрально-угловая плотность потока фотонов синхротронного излучения из поворотного магнита с полем B равна

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 N_p}{d\theta d\psi} \right|_{\psi=0} &= 1.33 \times 10^{13} E^2 (\text{ГэВ}) I(A) H_2 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} \right) \\ &\quad \left[\frac{\text{фотон}}{\text{с} \cdot \text{мрад}^2} 10^3 \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right], \end{aligned} \quad (3.7)$$

где E — энергия электронов, I — ток пучка, а

$$\varepsilon_c = 0.665E^2(\text{ГэВ})B(\text{Тл}) \quad [\text{кэВ}] \quad (3.8)$$

– критическая энергия фотонов, функция

$$H_2(x) = x^2 K_{2/3}^2\left(\frac{x}{2}\right) \approx \pi x e^{-x} \left(1 + \frac{49}{162x} + \dots\right), \quad (3.9)$$

выражается через $K_{2/3}$ – функцию Макдональда дробного индекса. Заметим, что $H_2(4) \approx 0.25$, поэтому даже для энергии фотона, в четыре раза превышающей критическую, поток фотонов не мал.

В современных сверхпроводящих магнитах достигнуто поле более 20 Тл. Для поля 16 Тл при энергии электронов 2 ГэВ формула (3.8) дает критическую энергию 43 кэВ, что позволяет проводить эксперименты с энергиями фотонов до 200 кэВ. Таким образом, энергии 2 ГэВ достаточно, чтобы перекрыть практически весь диапазон энергий, используемых в экспериментах на синхротронном излучении.

Если электронный пучок состоит из коротких сгустков, то временная зависимость излучения повторяет временную зависимость тока пучка.

3.2.3. Тормозное излучение

Для генерации коротких импульсов гамма-квантов высокой энергии можно применять тормозное излучение. В этом случае максимальная энергия гамма-квантов равна энергии электронов.

При достаточно высоких энергиях электронов тормозное излучение в низкочастотном диапазоне описывается классическим приближением. Полное число фотонов с энергией ε в малый интервал энергий $\Delta\varepsilon/\varepsilon$, излучаемое электроном при прохождении тонкой мишени толщиной L равно

$$N_\varepsilon \approx \frac{2\alpha Z^2 \sigma_T n L}{\pi} \left[\ln\left(\frac{\gamma^2 hc}{\pi \varepsilon Z r_e}\right) - \frac{1}{2} - C \right] \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}, \quad (3.10)$$

где α – постоянная тонкой структуры, Z – атомный номер, n – плотность атомов в мишени, $C \approx 0.577$ – постоянная Эйлера. При прохождении тонкой мишени ультрарелятивистским электронным пучком, энергетические потери электронов пренебрежимо малы. Основное воздействие заключается в увеличении углового разброса вследствие многократного рассеяния

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{3}{2} Z^2 \sigma_T n L \ln \frac{\rho_{\text{max}}}{\rho_{\text{min}}}}, \quad (3.11)$$

где ρ_{max} и ρ_{min} – максимальный и минимальный прицельные параметры. Для сохранения малой (т.е. порядка $1/\gamma$) угловой расходимости излучения желательно, чтобы среднеквадратичный угловой разброс электронов не превышал угловую расходимость излучения, $\gamma\theta_{\text{rms}} < 1$. В таком случае

$$N_\varepsilon < \frac{4\alpha}{3\pi} \frac{\ln\left(\frac{\gamma^2 hc}{\pi \varepsilon Z r_e}\right) - \frac{1}{2} - C}{\ln \frac{\rho_{\text{max}}}{\rho_{\text{min}}}} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (3.12)$$

3.3. Некоторые оценки и замечания по комптоновскому источнику гамма-излучения

На рис. 3.1 показана кинематическая схема комптоновского (томсоновского) рассеяния лазерного фотона с энергией E_{ph} на электроне с энергией E_e . Связь энергии рассеянного фотона с энергиями лазерного фотона и электрона дается выражением:

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{\text{ph}}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 + \cos \phi), \quad (3.13)$$

где θ – угол рассеяния, ϕ – угол столкновения, $\gamma = 1 + E_e/(m_e c^2)$. Максимальная энергия рассеянного фотона достигается при $\phi = \pi$ и $\theta = 0$:

$$E_{\gamma}^{(\max)} \approx 4\gamma^2 E_{ph}. \quad (3.14)$$

Как следует из формулы (3.13), существует однозначная связь энергии рассеянных фотонов и угла рассеяния, что позволяет сужать спектр пучка рассеянных фотонов за счет коллимации излучения, однако степень монохроматичности пучка зависит также от энергетического разброса электронного и лазерного пучков и эмиттанса электронного пучка.

Различные применения требуют плавного или дискретного изменения энергии монохроматического рентгеновского и гамма-излучения. Энергия рассеянных фотонов может плавно варьироваться за счет изменения энергии электронного пучка и дискретно переключаться за счет использования гармоник лазерного излучения.

Для исследования гигантского дипольного резонанса атомных ядер во всем диапазоне энергий (5–40 МэВ), например, энергия электронов должна изменяться в диапазоне энергий 520–750 МэВ с переключением номера гармоники лазерного излучения от основной до четвертой. Как следует из выражения (3.13) энергия рассеянных фотонов может также изменяться в определенных пределах за счет выбора угла рассеяния и угла столкновения.

Полное число фотонов, рассеянных в единицу времени, составляет:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dt} = \sigma_{Th} L, \quad L = f_{rep} N_e N_{ph} G, \quad (3.15)$$

где $\sigma_{Th} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2 = 665 \text{ мб}$ – сечение томсоновского рассеяния, L – светимость, f_{rep} – частота столкновений электронных сгустков и импульсов лазерного излучения, N_e – число электронов в сгустке, N_{ph} – число фотонов в импульсе, G – геометрический фактор.

$$N_e = Q_b/e, \quad N_{ph} = W_L/E_{ph}, \quad (3.16)$$

где Q_b – заряд сгустка, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$, W_L – энергия в лазерном импульсе. Величина геометрического фактора для гауссова распределения электронов и фотонов описывается выражением:

$$G = \frac{1}{2\pi \sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yL}^2} \sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xL}^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zL}^2) \tan^2(\varphi/2)}}, \quad (3.17)$$

где $\sigma_{xe}, \sigma_{xL}, \sigma_{ye}, \sigma_{yL}, \sigma_{ze}, \sigma_{zL}$ – среднеквадратичные размеры электронного сгустка и лазерного импульса в горизонтальной, вертикальной и продольной плоскостях, $\varphi = \phi - \pi$ – угол столкновения в соответствии с обозначениями рис. 3.1. Для частного случая лобового столкновения ($\varphi \equiv 0$) и $\sigma_{xe} \approx \sigma_{xL} \approx \sigma_{ye} \approx \sigma_{yL} \equiv \sigma$:

$$G = \frac{1}{4\pi\sigma^2}. \quad (3.18)$$

Среднеквадратичный размер электронного сгустка в точке взаимодействия с лазерным излучением определяется соотношением:

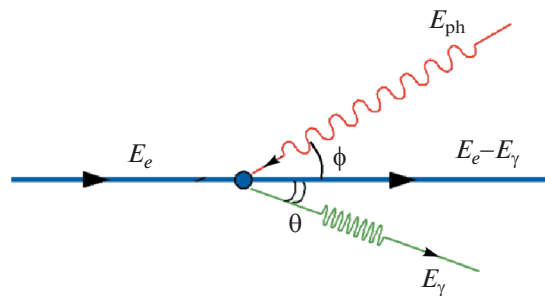


Рис. 3.1. Кинематическая схема процесса комптоновского рассеяния лазерного фотона на электроне.

$$\sigma_{xe,ye} = \sqrt{\beta_{x,y} \epsilon_{n,x,y} / \gamma}, \quad (3.19)$$

где $\beta_{x,y}$ — бета-функция фокусирующей системы в точке взаимодействия, $\epsilon_{n,x,y}$ — нормализованный поперечный эмиттанс.

Принципиально важными параметрами, определяющими выход рассеянных фотонов за одно взаимодействие лазерного импульса с электронным сгустком, являются поперечный эмиттанс и заряд сгустка, а также энергия лазерного импульса. Значения этих параметров ограничены физическими процессами, имеющими место при формировании и ускорении электронных сгустков и их взаимодействии с лазерным излучением.

Среднеквадратичный нормализованный эмиттанс электронного сгустка СВЧ-пушки определяется большим числом факторов. Минимальная величина эмиттанса определяется его тепловой составляющей. Достижение минимальной величины эмиттанса возможно за счет минимизации вклада других составляющих и, в первую очередь, вклада пространственного заряда. Тепловая составляющая среднеквадратичного нормализованного эмиттанса для медного фотокатода зависит от энергии лазерных фотонов, диаметра лазерного пучка и находится на уровне около 0.2–0.4 мм · мрад.

Энергия лазерного импульса определяет число фотонов, участвующих в процессе рассеяния, а, следовательно, и выход рассеянных фотонов. Современные лазерные системы позволяют получать весьма большие значения энергии лазерного импульса в интересующем нас диапазоне длительности 1...10 пс, достигающие 1 Дж при частоте следования импульсов 1000 Гц. Однако, фактором, ограничивающим допустимую мощность лазерного импульса, являются нелинейные эффекты, приводящие к появлению высших гармоник в спектре рассеянных фотонов, нарушающих условия получения монохроматического излучения.

Оценим полный выход рассеянных фотонов на одно взаимодействие для лобового столкновения электронного сгустка с лазерным импульсом для следующих условий: $\epsilon_{n,x,y} = 1 \text{ мм} \cdot \text{мрад} = 10^{-6} \text{ м}$, $Q_b = 100 \text{ пКл}$, $W_L = 100 \text{ мДж}$, $E_{ph} = 1.2 \text{ эВ}$, $\sigma_{xe} \approx \sigma_{xL} \approx \sigma_{ye} \approx \sigma_{yL} \equiv \sigma$.

Из этих данных получаем $N_e \approx 6.25 \times 10^8$, $N_{ph} \approx 5.2 \times 10^{17}$. Поперечный размер сгустка в точке взаимодействия, помимо значения нормализованного эмиттанса, определяется энергией электронов и бета-функцией в соответствии с формулой (3.19). Для оценок используем умеренно консервативное значение $\beta_{x,y} = 0.05 \text{ м}$. Таким образом, для энергии 50 МэВ имеем $\sigma_{xe,ye} \approx 22 \text{ мкм}$, для энергии 500 МэВ — $\sigma_{xe,ye} \approx 7 \text{ мкм}$.

Чрезмерное уменьшение размеров электронного и лазерного пучков имеет ряд отрицательных последствий:

1. ужесточение требований к стабильности поперечного положения пучков в точке взаимодействия;
2. увеличение плотности энергии лазерного излучения, что может приводить к нелинейным эффектам;
3. уменьшение спектральной плотности излучения (см. ниже).

В этой связи, для дальнейших оценок для обоих значений энергий используем $\sigma_{xe,ye} \approx 20 \text{ мкм}$, которому соответствует геометрический фактор $G \approx 2 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$. Полный выход рассеянных фотонов на одно взаимодействие, таким образом, составляет: $N_\gamma = \sigma_{Th} N_e N_{ph} G \approx 4.3 \times 10^6$. Вклад в величину энергетического разброса рассеянного излучения вносят энергетический разброс электронного и лазерного пучков, угловая расходимость электронного пучка. Для того, чтобы полный энергетический разброс в пределах заданного угла коллимации $\theta_{\max}$ может быть оценен по формуле:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \approx \sqrt{(\gamma \theta_{\max})^4 + 4 \left(\frac{\Delta E_e}{E_e} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{ph}}{E_{ph}} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n}{\sigma} \right)^4}, \quad (3.20)$$

где $\Delta E_e/E_e$ и $\Delta E_{ph}/E_{ph}$ — энергетические разбросы электронного и лазерного пучков, ϵ_n/σ — определяет угловую расходимость электронного пучка.

Для того, чтобы параметры электронного и лазерного пучков и системы фокусировки пучков не вносили доминирующего вклада в ширину спектра рассеянного излучения, например, для $\delta = 0.5\%$ необходимо выполнение условий:

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} < \frac{(\gamma\theta_{\max})^2}{2} \approx 0.25\%, \quad \frac{\varepsilon_n}{\gamma\theta_{\max}} \approx 14 \text{ мкм},$$

$$\frac{\Delta E_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}} < (\gamma\theta_{\max})^2 \approx 0.5\%.$$

в предположении $\varepsilon_n = 1 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$. Средний выход рассеянных фотонов в единицу времени определяется частотой столкновения электронных сгустков с лазерными импульсами, $f_{\text{гер}}$. В зависимости от схемы ИКИ может изменяться от тысячи герц до сотен мегагерц, и соответственно, средний выход рассеянных фотонов может изменяться от 10^9 до 10^{14} с^{-1} . Увеличение частоты столкновений неизбежно ведет к усложнению и удорожанию источника.

Одной из важных задач изучения взаимодействия электромагнитного излучения с ядрами является получение систематической прецизионной информации о полных и парциальных сечениях фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса в широком диапазоне атомных номеров ядер.

Использовавшиеся ранее тормозное излучение и квазимонохроматическое излучение, получаемые при аннигиляции позитронов на лету, не обеспечили получения такой информации в силу особенностей спектра источников гамма-квантов. Прецизионная информация о сечениях реакций необходима как для развития теоретического описания структуры ядра, так и для решения большого числа прикладных задач.

Получение прецизионной информации о сечениях фотоядерных реакций может быть обеспечено с помощью источника гамма-квантов с высокой степенью монохроматичности пучка и возможностью оперативной перестройки энергии с малым шагом в широком диапазоне энергий.

3.3.1. Получение узкого энергетического спектра пучка гамма-квантов

Для случая $\Delta E_e/E_e \rightarrow 0$, $\Delta E_L/E_L \rightarrow 0$, $\theta_{\max} \rightarrow 0$ следует

$$\frac{\sigma_\gamma}{E_\gamma} \approx \frac{2\gamma\varepsilon_n}{\beta}, \quad (3.21)$$

где $\theta_{\max}$ — угол коллимации, ε_n — нормализованный эмиттанс, β — бета-функция в точке взаимодействия. Экспериментальное сечение фотонейтронной реакции на ^{16}O , показанное на рис. 3.2, иллюстрирует требуемую степень монохроматичности пучка гамма-излучения, а данные в Таблице 3.1 указывают на предельную величину среднеквадратичного нормализованного эмиттанса, необходимую для достижения данной монохроматичности.

Выход продукта реакции за одно столкновение в диапазоне энергий $\{E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma\}$ составляет:

$$Y_n(E_\gamma) \approx N_\gamma(E_\gamma) \frac{MN_A}{sA} \sigma_r(E_\gamma), \quad (3.22)$$

где $N_\gamma(E_\gamma)$ — число гамма-квантов в указанном диапазоне энергий, $MN_A/(sA)$ — число ядер на единицу площади мишени, M — масса, находящейся в пучке части мишени, s — сечение пучка гамма-квантов, N_A — число Авогадро, A — массовое число ядра, σ_r — сечение реакции.

Пример. Для достижения $\sigma_\gamma/E_\gamma = 0.3\%$ угол коллимации должен составлять около 70 мкрад при энергии электронов 750 МэВ. При расстоянии от точки взаимодействия до мишени 50 м среднеквадратичный радиус пучка гамма-квантов на мишени составит около 3.5 мм. Мишень из свинца толщиной 1 см, площадью 1 см², сечение фотонейтронной реакции в максимуме 600 мб.

Для $N_\gamma \approx 2 \times 10^4$ фотонов выход нейтронов составит около 400 на импульс.

Время измерения. Для сечения реакции 10 мбарн выход реакции составит 10 частиц за импульс. С учетом эффективности детектора при частоте следования импульсов 100 Гц статистика

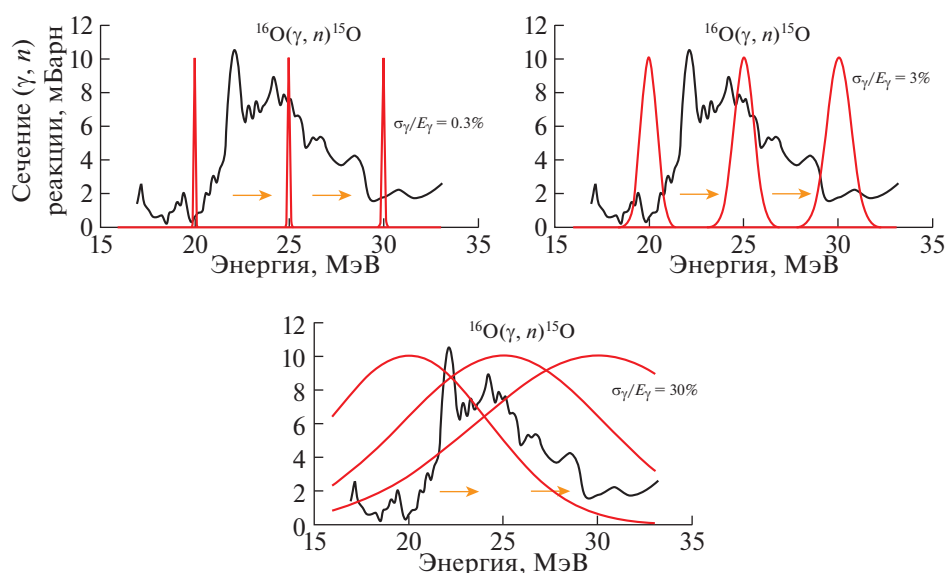


Рис. 3.2. Сопоставление структуры фотонейтронного сечения на ^{16}O и ширины спектров гамма-квантов для различной величины эмиттанса и энергии пучка гамма-квантов, указанных в таблице 3.1. Форма спектра гамма-квантов показана условно.

Таблица 3.1. Требования к нормализованному эмиттансу ϵ_n (в мкм) для различной степени монохроматичности ($\beta = 1$ м)

	$E_e = 750$ (МэВ)	$E_e = 1500$ (МэВ)
$\sigma_\gamma/E_\gamma = 0.3\%$	1	0.5
$\sigma_\gamma/E_\gamma = 3\%$	10	5
$\sigma_\gamma/E_\gamma = 30\%$	100	50

около 10^4 для одной точки по энергии может быть набрана за несколько минут. Таким образом, для измерения полного сечения одной реакции или набора парциальных сечений реакции с энергетическим разрешением на уровне 0.3% при статистической точности около 1% может потребоваться около одних суток измерений.

3.4. Проект ИКИ НЦФМ

Для получения гамма-кванта с энергией 30 МэВ из фотона лазерного излучения с энергией 1 эВ требуется энергия электрона не менее 1.4 ГэВ. Большой (до 1 А) средний ток электронного пучка при такой энергии электронов достигается только в электронных накопителях. Поэтому для получения большого потока квазимонохроматических гамма-квантов предлагается использовать электронный накопитель с максимальной энергией 2 ГэВ.

Для одновременной работы нескольких пользователей на орбите накопителя должно быть несколько прямолинейных промежутков, где генерируются гамма-кванты.

После рассеяния фотона электрон теряет энергию. При достаточно большом изменении энергии электрона его траектория значительно отклоняется от равновесной орбиты накопителя и электрон теряется. Наибольшее изменение энергии, при котором электрон не теряется, а его энергия возвращается к равновесной, зависит от конструкции накопителя. Поэтому магнитная и высокочастотная системы накопителя должны быть оптимизированы для получения максимально допустимого отклонения энергии. На основе данных о работающих электронных накопителях примем для оценок максимально допустимое отклонение энергии равное 2%.

Для энергии электронов 2 ГэВ максимальная энергия фотонов, при которой не теряются электроны, составляет 40 МэВ. При таких параметрах необходимая энергия фотонов лазера равна 0.65 эВ, т.е. длина волны излучения лазера составляет около 2 мкм. При использовании иттербиевого (например, волоконного) лазера с длиной волны 1.1 мкм можно работать без потери электронов на энергии электронов до 1.2 ГэВ, генерируя фотоны с энергией до 23 МэВ. При использовании CO₂ лазера с длиной волны 10.6 мкм можно получать фотоны с энергией до 7 МэВ без потери электронов.

При получении фотонов с энергией более 40 МэВ электроны после рассеяния теряются. Поэтому средний поток фотонов будет равен среднему току инжекции, деленному на заряд электрона. Например, при среднем токе инжекции 1.6 нА получается максимальный средний поток 10^{10} Гц.

3.4.1. Общее описание установки

Схема расположения источника гамма-квантов показана на рис. 3.3. Комплекс расположен в трех одинаковых стандартных четырехпролетных промышленных зданиях. В каждом здании установлено по четыре мостовых подъемных крана, с помощью которых проводится монтаж установки, включая бетонные блоки радиационной защиты. На схеме не показана отдельно стоящая небольшая градирня.

В левом (на рис. 3.3) здании расположен электронный накопитель с максимальной энергией электронов 2 ГэВ. Трехмерные эскизы расположения оборудования в левом здании показаны на рис. 3.4. Верхний (на рисунке) прямолинейный промежуток электронного накопителя содержит три свободных участка длиной около 6 м с углами отклонения равновесной орбиты 0 и $\pm 3^\circ$. В них расположены три места встречи электронного и лазерных пучков. Комптоновские гамма-кванты выходят под углами орбиты 0 и $\pm 3^\circ$ в помещение для экспериментов с мишенями и детекторами. В начале левого (на рис. 3.3) полукольца установлен сверхпроводящий магнит с полем 16 Тл. Синхротронное излучение из него имеет горизонтальный угловой разворот от 10 до 15° и вертикальный около $\pm 1/\gamma = 0.25$ мрад. Относительно большой горизонтальный угловой разворот синхротронного излучения позволяет разместить на расстоянии около 30 м от источника излучения несколько пользовательских станций. Критическая энергия синхротронного излучения 43 кэВ позволяет иметь достаточно большую плотность потока фотонов — см. формулу (3.7) — с энергиями до 200 кэВ. Накопитель окружен бетонными стенами радиационной защиты, частично состоящими из блоков, устанавливаемых при помощи подъемных кранов.

В нижнем (на рис. 3.3) здании находится высокочастотный линейный электронный ускоритель с энергией до 2 ГэВ. Он размещен ниже уровня пола в длинном канале шириной 6 м и глу-

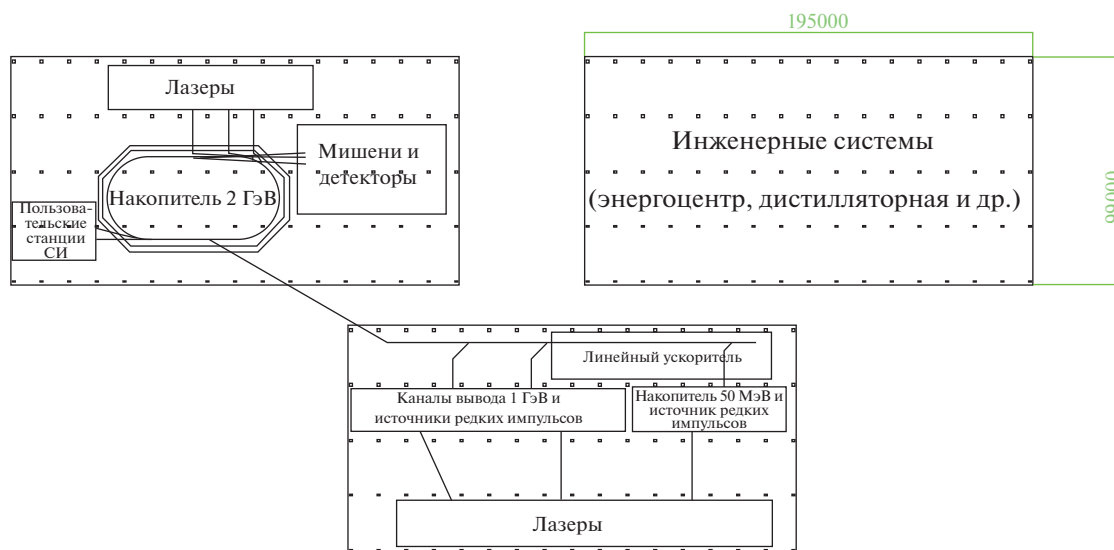


Рис. 3.3. Схема расположения источника гамма-квантов НЦФМ.

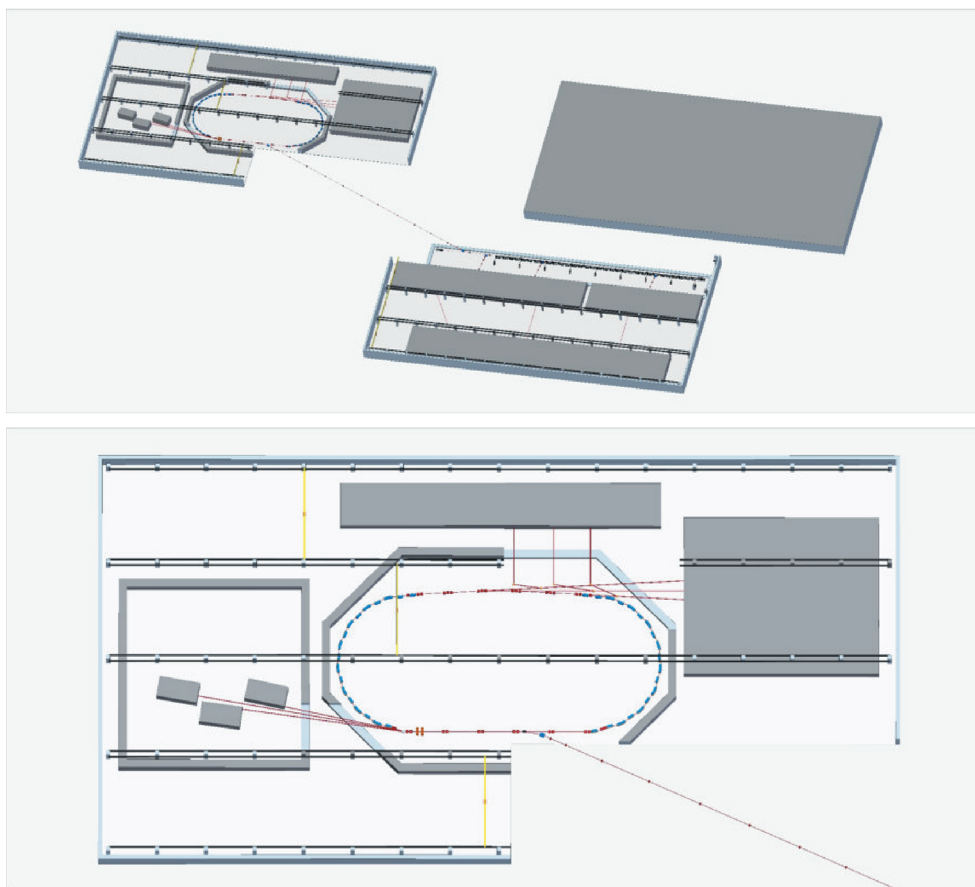


Рис. 3.4. Трехмерный эскиз расположения оборудования в левом здании (два разных вида). Чтобы показать все элементы ускорительного комплекса, крыша и некоторые участки бетонных стен удалены.

биной 7 м. В его начальной части имеется две электронных пушки для разных режимов работы ускорителя. Одна из них генерирует одиночные сгустки с зарядом 1 нКл и нормализованным эмиттансом не более 1 мкм преимущественно для экспериментов на “прямом” электронном пучке. Для получения малого эмиттанта в этой пушке используется фотокатод с лазерной подсветкой. Другая пушка генерирует серию сгустков с суммарным зарядом порядка 10 нКл для инжекции в накопитель. Инжекция электронов с энергией до 2 ГэВ из линейного ускорителя в электронный накопитель осуществляется при помощи длинного электронооптического канала. Инжекция электронов из линейного ускорителя в накопитель проводится при выбранной рабочей энергии накопителя в диапазоне 0.5–2 ГэВ. Линейный ускоритель работает с частотой повторения 1 Гц.

Пучок из линейного ускорителя может выводиться на специальные экспериментальные станции для получения коротких и редких импульсов комптоновских гамма-квантов. Кроме того, от начальной части линейного ускорителя отводятся электроны с энергией до 100 МэВ. Они могут быть использованы для инжекции в маленький электронный накопитель и непосредственно для генерации комптоновских фотонов с энергией до 180 кэВ.

В правом (на рис. 3.3) здании размещаются пульты, инженерные системы (дистилляторная, распределительные устройства на полную потребляемую мощность порядка 10 МВт и др.), а также измерительные стенды, мастерские со станками, вакуумный участок, склады и т.д.

Основные параметры накопителя и инжектора приведены в таблице 3.2, а основные параметры излучения — в таблице 3.3.

В низкоэнергетической части диапазона поток фотонов может быть повышен при использовании более сложных и мощных лазеров. Для увеличения потока в высокоэнергетической части следует повышать средний ток и энергию линейного ускорителя.

Таблица 3.2. Основные параметры инжектора и “большого” накопителя ИКИ НЦФМ

Максимальная энергия электронов, ГэВ	2
Средний ток, А	0.1
Периметр электронного накопителя, м	200
Частота ускоряющего напряжения, МГц	90
Ускоряющее напряжение, МВ	1
Энергетический акцептанс, %	2
Коэффициент расширения орбит	−0.005
Длина линейного ускорителя-инжектора, м	180
Заряд в сгустке линейного ускорителя, нКл	1
Минимальный нормализованный эмиттанс, мкм	1
Максимальная частота повторения инъекции, Гц	1
Максимальный энергетический разброс, %	0.1
Общая потребляемая мощность, МВт	10

3.4.2. Имеющийся опыт и техническая зрелость ключевых технологий ИЯФ СО РАН

ИЯФ СО РАН является участником ряда ведущих мировых научных проектов. При этом многие узлы и установки, в том числе и не имеющие мировых аналогов, поставлялись “под ключ”.

В частности, ИЯФ разработал и изготовил значительную часть подсистем (6 ондуляторов и вакуумную камеру лазера на свободных электронах, высокочастотную ускоряющую систему электронного накопителя и бустерный синхротрон) самого интенсивного в мире комптоновского источника в университете Дюка (США), а также участвовал в разработке и успешном запуске высокочастотной электронной пушки с фотокатодом для установки ультрабыстрой электронной дифракции в Корейском институте атомной энергии (KAERI, Республика Корея).

Проект ИКИ НЦФМ будет в значительной степени базироваться на технологиях, созданных в процессе создания ИСИ СКИФ и проекта перспективного многофункционального коллайдера электронов (Супер с-т фабрики).

3.5. Проект ИКИ МГУ

В НИИЯФ МГУ совместно с физическим факультетом МГУ и ФИАН начато создание комптоновского источника рентгеновского излучения на энергию 50 МэВ. На основании ранее выполненных работ, включая разработанную конструкторскую документацию, ведется изготовление СВЧ-пушки, ускоряющих структур, осуществлена закупка клистронов и модуляторов, ведется подготовка ускорительного зала для размещения ускорителя. Создаваемый комптоновский источник может служить прототипом рентгеновского источника НЦФМ. Линейный ускоритель на энергию 50 МэВ с предельно малым эмиттансом пучка данного источника мог бы использоваться в качестве инжектора в линейный ускоритель гамма-источника, обеспечивающего высокомономохроматический пучок гамма-излучения с энергией, перестраиваемой с малым шагом и в широком диапазоне энергий.

Начиная с конца 50-х годов прошлого столетия и по настоящее время в НИИЯФ МГУ ведутся теоретические и экспериментальные исследования фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса. В 60-е—70-е годы НИИЯФ МГУ был одним из лидеров в данной области исследований. Накопленный огромный, но весьма противоречивый экспериментальный материал, позволяет утверждать, что для получения надежных экспериментальных данных необходимо создание источника гамма-квантов с шириной энергетического спектра в десятки доли процента и энергией, перестраиваемой в широком диапазоне. Ни один из созданных к настоящему времени комптоновских источников гамма-излучения не удовлетворяет данному требованию.

3.5.1. Требования к рентгеновскому пучку

Программа возможных исследований на рентгеновском пучке комптоновского источника в отличие от экспериментов на пучке гамма-квантов носит, в основном, прикладной и учебно-ис-

следовательский характер на основе уже известных подходов и методов, освоенных при использовании синхротронных и лабораторных источников.

Разработка яркого комптоновского источника монохроматического узконаправленного рентгеновского излучения с энергией фотонов до 150–180 кэВ позволит существенно расширить круг исследовательских задач и выйти за ограничения экспериментов с использованием обычных лабораторных рентгеновских источников (рентгеновских трубок).

Параметры создаваемого рентгеновского источника должны обеспечивать качество рентгеновского пучка близкое к параметрам излучения синхротронных источников поколения 2 и 2+.

Параметры импульсной лазерной системы и электронного пучка с малым эмиттансом должны обеспечить в диапазоне энергий фотонов 10–40 кэВ (с перестройкой) спектральную яркость рентгеновского источника на уровне 10^{11} – 10^{12} фотонов/(с · мм² мрад² 0.1%), ширину спектра 1–2% и угловую расходимость несколько градусов.

Параметры рентгеновского излучения комптоновского источника должны быть адаптированы с помощью рентгенооптических систем одной или нескольких линий формирования рабочего рентгеновского пучка для решения следующих задач:

- монохроматическое (здесь и далее: ширина спектральной полосы “монохроматического” излучения равна 0.1%) узконаправленное излучение для рентгеновского рентгеноструктурного анализа и микроанализа, в т.ч. биологической кристаллографии;
- монохроматическое излучение для исследования объектов методами когерентной рентгеновской оптики (фазово-контрастная томография, птихография, когерентная дифракционная визуализация и др.);
- монохроматическое (короткоимпульсное) излучение для исследований по радиационной биофизике;
- монохроматическое (короткоимпульсное) излучение для изучения радиационной стойкости элементов электронных приборов;
- монохроматическое пикосекундное импульсное излучение для изучения быстрых процессов, в т.ч. фазовых переходов;
- сфокусированное рентгеновское излучение с шириной спектра до 2% для исследования методами EXAFS- и XANES-спектроскопии.

Таким образом, рентгеновский комптоновский источник предназначен для применения в таких областях науки и технологии, как материаловедение, микроэлектроника, биология, биофизика, фармакология, физика твердого тела, физика экстремального состояния вещества, промышленная интроскопия силовых конструкций (энергия фотонов >100 кэВ).

Создание лабораторного рентгеновского комптоновского источника имеет также важное значение для развития инфраструктуры синхротронных исследований в стране: являясь источником рентгеновского излучения со спектрально-угловыми параметрами пучка, близкими к ондуляторному излучению, комптоновский источник позволит обучать специалистов и инженеров, разрабатывать и тестировать рентгенооптические элементы синхротронных рабочих станций, проводить предварительные эксперименты в масштабах широкой сети университетов и лабораторий.

3.5.2. Схема комптоновского источника рентгеновского излучения

Схема импульсного линейного ускорителя в качестве источника одиночных сгустков является наиболее простой в реализации. Поскольку система синхронизации лазерных систем и системы высоковольтного питания ускорителя обеспечивает высокую точность положения ускоряемого сгустка относительно фронта импульса высоковольтного модулятора, которое ограничено нестабильностью времени запуска высоковольтного ключа (менее 10 нс), работа в режиме одиночных сгустков не накладывает жестких требований на плоскостность вершины огибающей ускоряющего поля, требуется только высокая стабильность амплитуды от импульса к импульсу.

Фактором, ограничивающим частоту следования импульсов линейного ускорителя, является средняя мощность системы СВЧ-питания, в том числе наличие и стоимость серийных источников СВЧ-энергии и модуляторов с высокой средней мощностью при достаточно высокой импульсной мощности, а также способностью нормальнопроводящих ускоряющих структур и элементов волноводного тракта выдерживать высокие тепловые нагрузки.

Для ускоряющих структур 10-см диапазона длин волн, работающих в режиме стоячей волны, длительность СВЧ-импульса, подаваемого на вход структуры, должна быть не менее 3 мкс из-за большой постоянной времени заполнения структуры электромагнитным полем. При частоте следования импульсов 1000 Гц скважность с учетом фронтов высоковольтных импульсов составит около 300. Приближенные оценки импульсной СВЧ-мощности, необходимой для достижения энергии 50 МэВ с помощью ускоряющей структуры 10-см диапазона со стоячей волной, составляют около 18 МВт при полной электрической длине структуры около 3 м. В этом случае при частоте следования импульсов 1000 Гц средняя СВЧ-мощность достигает 60 кВт. С учетом КПД клистрона, потребляемая системой СВЧ-питания ускорителя электрическая мощность будет близка к 150 кВт.

Имеющиеся разработки клистронов и высоковольтных модуляторов позволяют создать ускоритель на энергию 50 МэВ с частотой следования импульсов 1000 Гц, например, с использованием трех клистронов КИУ-284 производства АО «НПП Торий» с импульсной мощностью 8 МВт. Средние тепловые потери СВЧ-мощности в ускоряющих структурах, около 20 кВт/м, также являются приемлемыми, хотя и требуют принятия специальных мер для учета сдвига резонансных частот отдельных секций из-за нагрева и деформаций ускоряющих структур. Дальнейшее повышение частоты следования импульсов является нецелесообразным из-за роста стоимости оборудования и роста потребляемой электрической мощности.

Комптоновский источник на основе линейного ускорителя (рис. 3.5) включает в себя следующие элементы: СВЧ-пушку с соленоидом, две секции ускоряющей структуры со стоячей волной, системы диагностики электронного пучка, тракт транспортировки пучка к камере взаимодействия, камеру взаимодействия, лазерные системы фотокатода и точки взаимодействия, поглотитель пучка, тракт рентгеновского пучка, рабочие станции. Система параллельного переноса пучка от оси линейного ускорителя к оси камеры взаимодействия, показанная на рис. 3.5, необходима для предотвращения попадания паразитного тормозного излучения, генерируемого в канале линейного ускорителя из-за потерь тока пучка, в канал рентгеновского пучка.

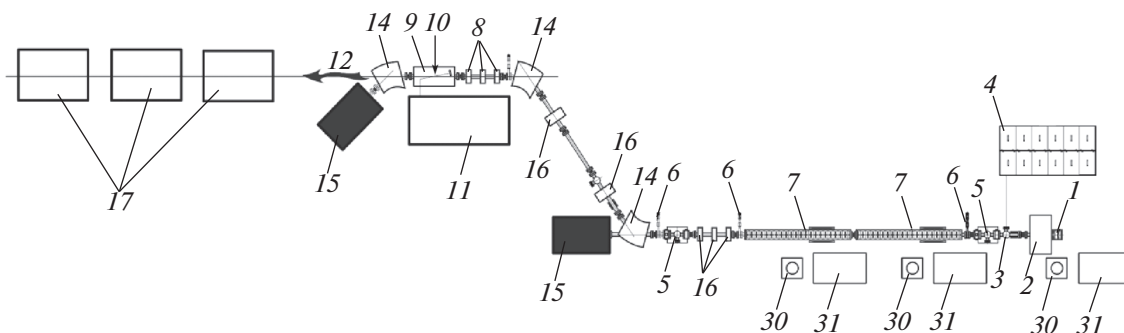


Рис. 3.5. Состав ИКИ МГУ (рентгеновский диапазон) на основе линейного ускорителя. 1 – СВЧ-пушка с фотокатодом, 2 – соленоид, 3 – окно ввода лазерного излучения, 4 – лазер фотокатода, 5 – станция диагностики пучка, 6 – вакуумный затвор, 7 – ускоряющая структура, 8 – триплет квадрупольных линз, 9 – камера взаимодействия, 10 – точка взаимодействия, 11 – основной лазер, 12, 13 – рентгеновское излучение, 14 – поворотный магнит, 15 – поглотитель пучка, 16 – квадрупольная линза, 17 – рабочая станция, 30 – импульсный клистрон, 31 – модулятор.

Работа источника обеспечивается системой СВЧ-питания низкого и высокого уровня мощности, вакуумной системой, системой охлаждения, системой контроля и управления.

Для повышения среднего выхода рентгеновского источника в последующем к нему будет добавлено кольцо, см. рис. 3.6. В варианте источника, включающего линейный ускоритель с кольцом, к перечисленным элементам добавляется тракт инжекции и вывода пучка, включающий тракт транспортировки пучка, септум магниты и кикер для быстрой инжекции пучка линейного ускорителя в кольцо и вывода отработанного пучка в поглотитель; само кольцо, включающее магнитооптические элементы, ВЧ-резонатор, оптический резонатор; лазерная система кольца; второй тракт рентгеновского пучка и второй комплект рабочих станций. Работа кольца обеспе-

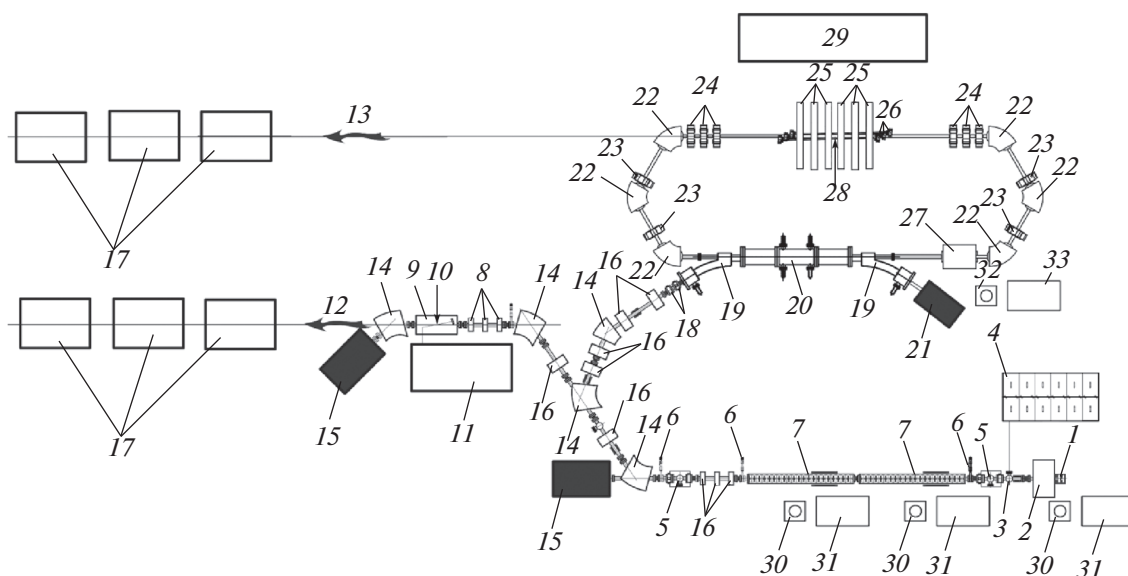


Рис. 3.6. Состав ИКИ МГУ (рентгеновский диапазон) с линейным ускорителем и кольцом. 13 – тракт рентгеновского пучка, 18 – станция диагностики инжектируемого пучка, 19 – септум магнит, 20 – киккер, 21 – поглотитель отработанного пучка, 22 – поворотные магниты кольца, 23 – секstupольные линзы кольца, 24 – триплеты квадрупольных точек взаимодействия, 25 – триплеты точки взаимодействия, 26 – зеркала лазерного резонатора, 27 – ВЧ-резонатор кольца, 28 – точка взаимодействия электронных пучков с лазерным излучением, 29 – лазерная система кольца, 32 – клистрон непрерывного действия, 33 – источник питания клистрона непрерывного действия. Остальные обозначения как на рис. 3.5.

чивается системой ВЧ-питания низкого и высокого уровня мощности, вакуумной системой, системой охлаждения, системой контроля и управления.

3.6. Проект ИКИ МИФИ

В НИЯУ МИФИ планируется создать источник излучения, сочетающий в себе возможности компактного ЛСЭ на основе линейного ускорителя с фотопушкой и комптоновского источника [264], см. рис. 3.7. Источник излучения предполагается комбинированным, включающим ускоритель с фотопушкой – драйвер электронных пучков с энергией 20–100 МэВ и накопительное кольцо. Один и тот же инжектор предполагается использовать для инжекции в малый накопитель и для генерации монохроматического ТГц и рентгеновского излучения в различных замедляющих системах (микроондулятор, черенковская замедляющая система, система для генерации излучения Смита–Парселла и т.д.). Предполагается возможность перестройки энергии фотонов в диапазоне 1–100 кэВ при спектре лучше 1% и средняя яркость потока на уровне 10^{14} – 10^{15} фот./($\text{с} \cdot \text{мм}^2 \text{мрад}^2$).

В качестве инжектора электронных пучков с эмиттансом $100 \text{ нм} \cdot \text{рад}$ и длительностью порядка нескольких пикосекунд рассматривается линейный ускоритель на энергию 20–100 МэВ. Генерация обратного комптоновского рассеяния на линейном ускорителе и других типов когерентного излучения (черенковского, переходного, ондуляторного и т.д.), в том числе, может быть произведена в рассматриваемой схеме с использованием только линейного ускорителя. ЛУЭ будет состоять из 3,6-ячеечной фотопушки на энергию около 10 МэВ длиной около 45 см

Таблица 3.3. Основные параметры излучения “большого” накопителя ИКИ НЦФМ

Энергия фотонов, МэВ	1–200
Кол-во каналов вывода на эксп. станции	3
Поток фотонов в диапазоне 1–23 МэВ, с^{-1}	10^{11}
Поток фотонов в диапазоне 23–200 МэВ, с^{-1}	10^{10}

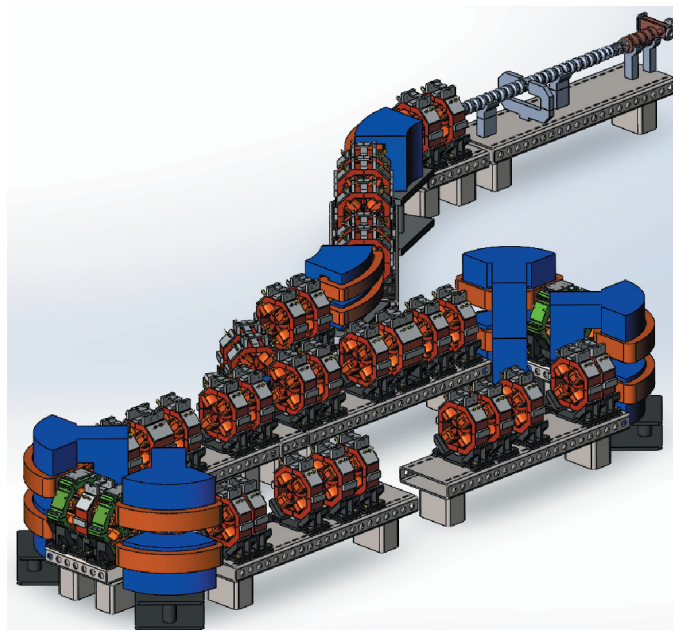


Рис. 3.7. Схема комплекса ИКИ МИФИ [264]: ускоритель с фотопушкой – драйвер электронных пучков с энергией 20–100 МэВ и накопительное кольцо.

(аналогичной разрабатываемой в настоящее время в МИФИ для проекта СИЛА НИЦ “Курчатовский институт”), а также регулярной секции (или двух секций) на стоячей волне на основе бипериодической ускоряющей структуры (БУС) длиной 210 см с изменяемым приростом энергии на единицу длины за счет регулировки мощности СВЧ-питания. Разработанная модель ЛУЭ обеспечивает формирование электронных пучков с требуемыми для источника комптоновского излучения параметрами. Основные параметры фотопушки и регулярной секции представлены в таблице 3.4.

Для питания регулярной секции ЛУЭ длиной ~ 2 м при напряженности поля 600 кВ/см, что позволило бы обеспечить прирост энергии около 75 МэВ на секцию, потребуется клистрон мощностью около 45 МВт. Одним из возможных вариантов является клистрон КИУ-56 с импульсной мощностью до 25 МВт при частоте повторения импульсов до 300 Гц производства НПП “Исток”. Мощности 20–25 МВт достаточно для создания в регулярной секции поля с напряженностью

Таблица 3.4. Основные параметры фотопушки (ФП) и регулярной секции (РС) ИКИ МИФИ

Параметр	ФП	РС
Длина волны, см	10.0	10.0
Вид колебаний	π	$\pi/2$
Число ускоряющих ячеек	4 (3.6)	40
Длина секции, см	45	210
Амплит. ускор. поля, кВ/см	600	100–440
Энергия пучка, МэВ	10	60
Собственная добротность	16000	17000
Коэфф. токопрохождения, %	>93	>99
Продольные потери частиц, %	>7	<1

400–450 кВ/см, что позволяет увеличить энергию пучка на 45–50 МэВ на одну секцию и вполне удовлетворить требования к параметрам источника излучения.

Было выполнено моделирование динамики электронов в разработанном ЛУЭ и исследование электродинамических характеристик фотопушки и регулярной секции ЛУЭ. Напряженность поля в фотопушке составляет 600 кВ/см, а в регулярной секции — 100–450 кВ/см. Энергия на выходе составляет 57.3 МэВ, ширина энергетического спектра пучка не превышает 0.09% (4RMS), поперечный эмиттанс пучка составляет около $75 \text{ нм} \cdot \text{рад}$, заряд электронного сгустка 250 пКл.

3.6.1. Магнитная структура кольцевого канала накопителя

Для получения поперечного размера электронного пучка $\sigma_{x,\text{rms}} = 170 \text{ мкм}$ в точке взаимодействия с лазерным излучением при значении поперечного эмиттанса пучка из линейного ускорителя $\epsilon_{x,\text{rms}} \leq 110 \text{ нм} \cdot \text{рад}$ в соответствии с $\beta_x = \sigma_{x,\text{rms}}^2 / \epsilon_{x,\text{rms}}$ значение горизонтальной бета-функции накопительного кольца должно быть около 30 см. Близкое к такому значению должна иметь и вертикальная бета-функция β_y для случая пучка круглого поперечного сечения. Для минимизации поперечных размеров в точке взаимодействия дисперсионная функция D_x должна иметь нулевое значение. Кроме того, для большей вариативности расположения лазера и эффективности взаимодействия электронов с лазерным излучением длина прямолинейного промежутка накопительного кольца должна быть возможно большей. В результате произведенных расчетов и исходя из требований к параметрам электронного пучка в месте его встречи с потоком лазерных фотонов, предложен вариант магнитной структуры кольца-накопителя (см. рис. 3.8), обеспечивающий приемлемые значения динамической апертуры и энергетического акцептанса, определяющих время жизни электронного пучка. Для коррекции натуральной хроматичности в магнитной структуре накопителя типа DBA (двойной ахроматический поворот) предусмотрены две пары секступольных линз. Возможность коррекции хроматичности необходима ввиду конверсии разброса частиц по импульсам в разброс частиц по продольной координате, что необходимо учитывать при расчете эффекта Тушека. Для управления продольным размером электронного сгустка в канале предполагается разместить один высокочастотный резонатор. Основные параметры кольцевого канала при выключенных секступольных линзах представлены в таблице 3.5.

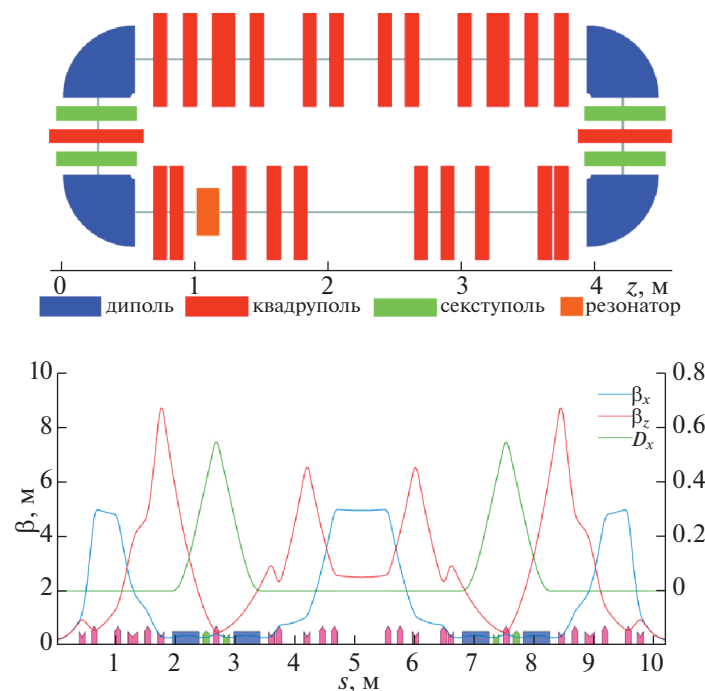


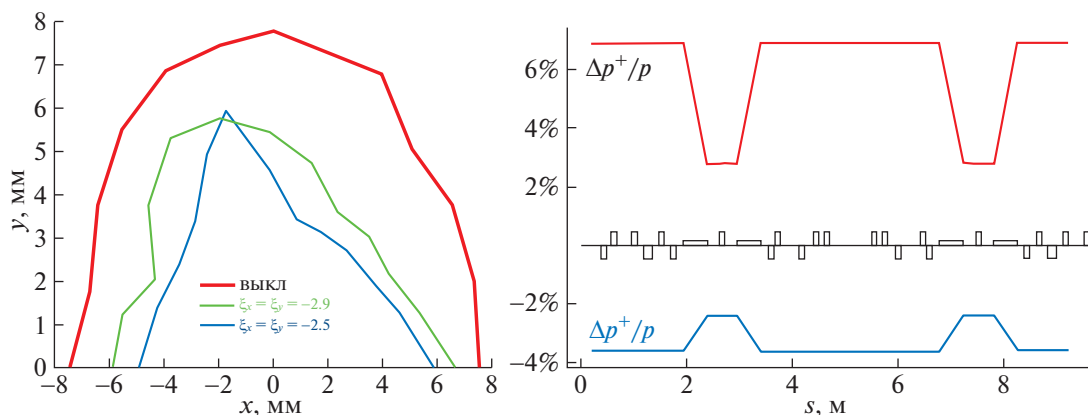
Рис. 3.8. Вид магнитной структуры и оптические функции кольцевого канала ИКИ МИФИ.

Таблица 3.5. Основные параметры кольцевого канала ИКИ МИФИ

Параметр	Значение
Периметр, м	10.197
Энергия, МэВ	до 100
Относительный энерг. разброс, %	0.009
Коэффициент простр. расшир. орбиты	0.0634
Равнов. длина эл. сгустка (нулевой ток), мм	0.13
Привед. бетатронные частоты (гор., верт.)	2.802, 1.232
Хроматичность (гор., верт.)	−3.8, −3.5
Потери энергии эл. сгустком за оборот, эВ	0.05–4.04
Амплит. значение ВЧ-напр. резонатора, кВ	300
Рабочая частота ВЧ-резонаторов, ГГц	3
Кратность	102

На рис. 3.8 также представлен график зависимости оптических функций канала-накопителя. Значения горизонтальной β_x - и вертикальной β_y -функций в точке взаимодействия с лазерным импульсом составляют 23 см и параболически возрастают при удалении от нее, но не превышают 30 см на длине участка 30 см. Максимальное значение β_x составляет 4.987 м, а $\beta_y = 8.681$ м, что важно при проектировании вакуумных камер накопителя.

На рис. 3.9 представлены результаты расчета динамической апертуры для нескольких значений хроматичности и энергетического аксептанса (без коррекции хроматичности). Отрицательные значения горизонтальной (ξ_x) и вертикальной хроматичностей (ξ_y) не приводит к каким-либо неустойчивостям за время циркуляции сгустка в канале для предполагаемого односгусткового режима работы канала-накопителя. Из рис. 3.10 видно, что при коррекции натуральной хроматичности происходит быстрое уменьшение динамической апертуры, равно как и энергетического аксептанса.

**Рис. 3.9.** Динамическая апертура и энергетический аксептанс ИКИ МИФИ.

Анализ динамики пикосекундных электронных сгустков в накопительном кольце с приведенной выше магнитной структурой проводился с учетом радиационного затухания и квантового возбуждения, но без учета наведенных пучком полей в стенках канала, т.н. wake-полей и когерентного синхротронного излучения. Заряд сгустка при расчетах принят равным 300 пКл. На рис. 3.10 представлены изменения среднеквадратических значений длины сгустка электронов с энергией 60 МэВ (σ_s) и разброса по энергии (σ_E) во времени, видно, что σ_s и σ_E за 1 мс (соответствует порядка 40000 оборотам) принимают равновесные значения 0.8 мм и 0.055% соот-

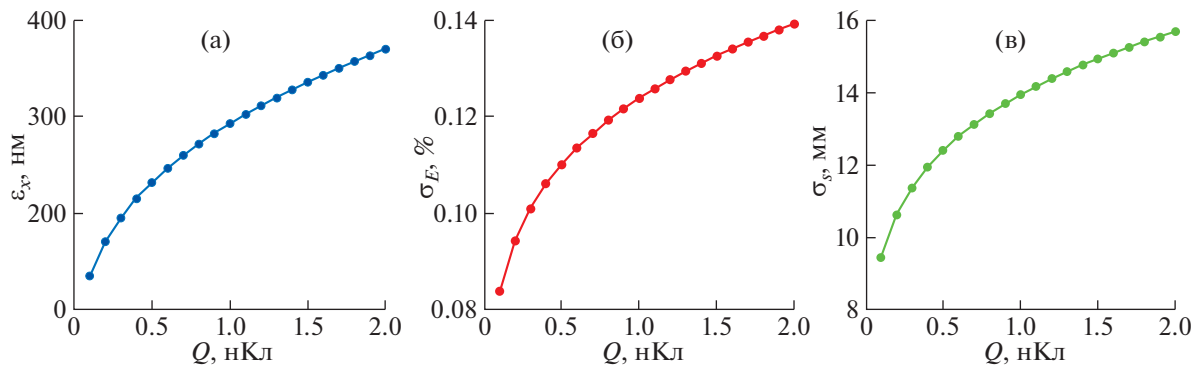


Рис. 3.10. ИКИ МИФИ. Изменение горизонтального эмиттansa пучка (а), среднеквадратических энергетического размера (б) и длины сгустка (в) от величины заряда сгустка вследствие внутрипучкового рассеяния.

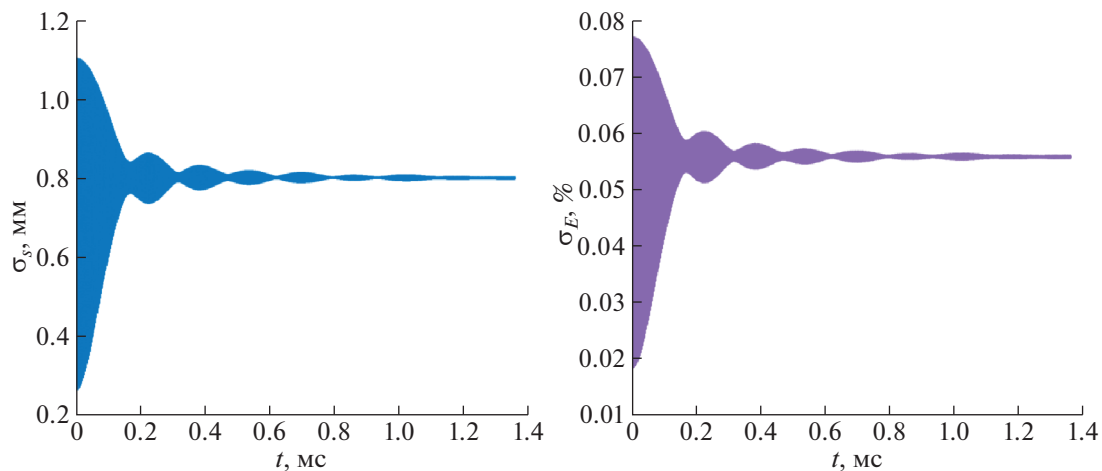


Рис. 3.11. ИКИ МИФИ. Среднеквадратические значения длины сгустка (а), энергетического разброса (б) как функции времени.

ответственно. Оценка влияния внутрипучкового рассеяния на величину горизонтального эмиттansa, среднеквадратических значений разброса частиц по энергии внутри сгустка и длины сгустка в зависимости от его заряда проиллюстрирована на рис. 3.11. Видно, что с ростом заряда в электронном пучке его эмиттанс увеличивается, что может послужить препятствием для получения требуемых параметров пучка для эффективного взаимодействия с лазерным импульсом при больших значениях заряда. Однако, внутрипучковое рассеяние, наряду с влиянием наведенных сгустком полей (микроволновая неустойчивость в орбитальном направлении его движения) приводит к удлинению сгустка, а, следовательно, к уменьшению плотности заряда в нем, что частично ослабляет вызванный внутрипучковым рассеянием рост эмиттansa. Одним из основных процессов, определяющих время жизни сгустка в кольцевых установках, является однократный эффект Тушека. На рис. 3.12 представлен результат расчета времени жизни электронного пучка в зависимости от величины его заряда. Видно, что при необходимом для работы установки заряде сгустка 300 пКл, время его жизни оказывается приемлемым.

Предварительная оценка порога микроволновой неустойчивости, выполненная с использованием масштабированного наведенного поля установок с подобной структурой кольцевого магнитного канала, а также преобладающих в установках подобного типа когерентного синхротронного излучения и поля пространственного заряда, дает величину заряда сгустка ≤ 100 пКл.

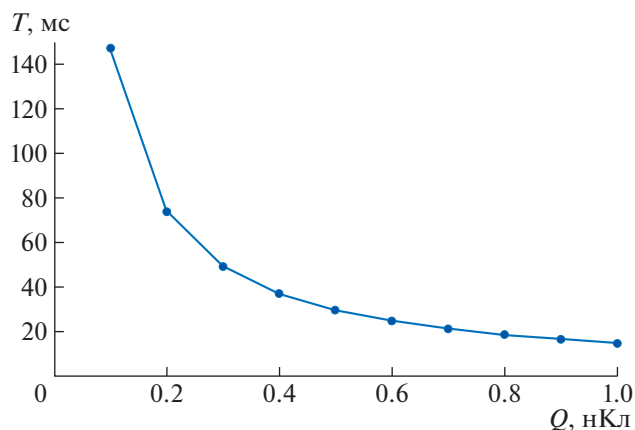


Рис. 3.12. Время жизни сгустка в накопителе ИКИ МИФИ по эффекту Тушека как функция его заряда.

Вызываемое неустойчивостью возмущение продольного движения, а также разброс энергии в сгустке при инжекции, с учетом пренебрежимо малого радиационного затухания, требует разработки быстрой системы обратной связи для коррекции параметров пучка в продольном и поперечном направлениях.

3.6.2. Перспективное научное оборудование ИКИ МИФИ

Сотрудниками МИФИ на источниках СИ уже проводятся исследования, которые могут быть частично перенесены на ИКИ МИФИ. Основные задачи:

- изучение пленок и лент ВТСП, защитных покрытий, топливных смесей и элементов, композитных материалов в режиме на просвет и в отраженном излучении;
- УФ-спектроскопия атомных и ядерных переходов на абсорбционных центрах в криокристаллах (Xe, Ar, Ne, Kr) для приложений в метрологии и квантовых вычислений;
- фотоэлектронная спектроскопия (рентгеновская и ультрафиолетовая) для исследования электронной структуры валентной зоны и островных уровней;
- определение локальной структуры материалов на локальном уровне атомарного масштаба;
- исследование протяженной тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения соединений редкоземельных элементов с промежуточной валентностью, сложных оксидов редкоземельных элементов и переходных металлов;
- исследование in-vivo распространения лекарственных препаратов, в том числе РФП, в клеточных структурах, исследование участия препаратов в обмене веществ, рентгеновская ультрамикроскопия и контактная микроскопия клеток и процессов в них.

В составе ИКИ МИФИ просматривается необходимость создания трех станций:

- на выходе линейного ускорителя — станции для генерации излучения суб-мм и ТГц-диапазона и генерация рентгеновского излучения в жестком (до 100 кэВ) диапазоне с использованием микроондулятора (методики EXAFS/XANES, HAXPES, микрофокус);
- станция для работы в мягкой области спектра (0.01–1.5 кэВ) для дефектоскопии и спектроскопии в мягкой области для объектов с малой плотностью и исследований на клеточных и белковых структурах (фотоэлектронная спектроскопия, рентгеновская дефектоскопия, рентгеновская визуализация без применения контраста, рентгеновская контактная микроскопия, SXCM, УФ-спектроскопия);
- Станция для работы в относительно жесткой области спектра (5–15 кэВ) для исследования более плотных объектов (SAXS, WAXS или GISAXS/GIWAXS, микрофокус).

3.6.3. Научный и технический задел

В МИФИ за последние 10–12 лет проведено всестороннее исследование процессов томсоновского и комптоновского излучения, генерируемого релятивистскими лептонными (электронными и позитронными) пучками при их столкновении с лазерным импульсом. Исследованы стоха-

стические процессы при множественных электрон-фотонных лобовых столкновениях. Предложен итерационный метод решения уравнений для моментов распределения. Показано, что дисперсия распределения энергии как функция среднего числа столкновений имеет максимум при некотором их значении, если энергетический разброс падающих электронов меньше некоторого предельного значения. Иначе разброс по энергиям из-за лобовых электрон-фотонных столкновений имеет место для электронов с достаточно большой дисперсией распределения по энергиям. Аналитические формулы и моделирование методом Монте-Карло показывают, что многократное рассеяние электронов влияет на спектры как электронов, так и фотонов даже для фотонной мишени малой толщины. В частности, многократное рассеяние электронов приводит к уширению спектров фотонов с малым углом испускания. Этот факт необходимо учитывать в ядерно-физических экспериментах и экспериментах физики высоких энергий, где важна монохроматичность пучка.

Решена проблема затухания энергетического разброса электронного пучка с использованием процесса линейного обратного комптоновского рассеяния. Для получения уравнений для средней энергии и дисперсии распределения энергии используется сопряженное кинетическое уравнение для распределения энергии электронов. Уравнения для распределения моментов получены и решены итерационным методом. Показано, что дисперсия энергетического распределения имеет максимум при некотором значении толщины легкой мишени для электронных пучков с небольшим начальным энергетическим разбросом. Показано, что даже в случае сильной коллимации конечного фотонного пучка монохроматичность излучения может ухудшаться из-за вклада от многофотонной эмиссии, что необходимо учитывать при проектировании новых комптоновских источников. При этом учтенная многофотонность отлична от стандартного учета нелинейных эффектов, которые в свою очередь могут играть важную роль для проектирования источников рентгеновского и гамма-излучения с шириной полосы, большей, чем 1%, с использованием сильной коллимации. Действительно, чтобы получить значительные интенсивности результирующего пучка фотонов, необходимо увеличивать мощность лазерного импульса одновременно с сужением сечения в точке взаимодействия. Квантовое рассмотрение процесса комптоновского рассеяния позволяет вычислять вероятность нескольких последовательных столкновений электрона с лазерными фотонами, сопровождающихся поглощением некоторого числа фотонов (нелинейный режим), когда число столкновений и число поглощенных фотонов являются случайными величинами. Спектр фотонов при нелинейном томсоновском рассеянии был получен из классической формулы для интенсивности с использованием закона Планка. Получены условия, при которых проявляется различие между классическим и квантовым режимами. Такое условие определяется дискретным квантовым механизмом излучения, а именно средним числом фотонов, испускаемых электроном, проходящим через лазерный импульс.

Изучен принципиально важный вопрос для разработки следующего поколения комптоновских источников—когерентность излучения сверхкоротких релятивистских электронных сгустков или длинных сгустков, имеющих модуляцию плотности заряда в сгустке. Развита теория излучения релятивистских электронных сгустков с произвольной степенью модуляции и двумя наиболее часто используемыми на эксперименте профилями, что позволяет реализовать невозможную схему диагностики практически любых модулированных пучков на основе эффекта Смита—Парселла [265]. Предсказана возможность монохроматизации излучения вплоть до 1%.

Предложена новая схема терагерцового источника на отработанных пучках лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Эффект “фиксирования частоты” стал принципиально важным после экспериментального подтверждения [266], впервые описанного сотрудниками МИФИ аналитически — конического эффекта в излучении Смита—Парселла: сильного пространственного перераспределения излучения, лежащего на поверхности конуса [267]. При этом, как показано на примере рентгеновского переходного излучения, та же периодичность в излучении ведет к важному эффекту: резким пикам в угловых распределениях (данные пики могут ассоциироваться с пиками Якоби—знаменитым явлением в физике элементарных частиц). Впервые получено и физически объяснено условие возникновения резких пиков на малых углах [268].

Важной особенностью является прямой расчет когерентных эффектов в комптоновском/томсоновском источнике рентгеновского излучения. Продемонстрирована возможность использования электронных пучков, модулированных с нанопериодом (т.е. разбитых на сгустки аттосекундной длительности, как в современных рентгеновских ЛСЭ), для генерации когерентного рентгеновского излучения и выведено условие резонансного усиления интенсивности излучения, связывающее длину волны излучения с периодом модуляции электронного пучка [269]. Теория построена для произвольных углов взаимодействия электронного и лазерного пучков.

Эффекты когерентности, описываемые как продольным, так и поперечным форм-факторами, крайне важны с точки зрения характеристик излучения. Реализация когерентного режима критически важна для перехода к новому поколению комптоновских/томсоновских рентгеновских источников: этот переход будет сопровождаться резким повышением яркости источника, поскольку в когерентном режиме излучения число генерируемых фотонов пропорционально квадрату числа электронов в сгустке (вместо линейной зависимости от числа электронов для некогерентного излучения).

Впервые создана теория столкновения электронного и лазерного импульсов с произвольно наклоненными фронтами [270]. Показано, что максимальная светимость достижима при столкновении импульсов, вытянутых вдоль направления их сближения, что реализует собой знаменитую краб-схему, обеспечивающую рекордные светимости в коллайдерной физике элементарных частиц. Получены замкнутые аналитические выражения, описывающие светимость, число излученных квантов, их распределение по углам и частотам, и яркость процесса. Результаты пригодны как в рамках классической электродинамики, так и с учетом эффектов КЭД.

В пакете Geant4 для моделирования характеристик рентгеновского излучения, генерируемого в томсоновском режиме, реализовано несколько способов задания начальных параметров электронного и фотонного пучков. Разработана собственная программа, позволяющая задать в Geant4 сталкивающиеся электронный и фотонный пучки [271].

В НИЯУ МИФИ работы по разработке и применению источников излучения ведутся в нескольких направлениях, в том числе с выходом за рамки собственно рентгеновского источника на эффекте обратного комптоновского рассеяния. Развиваются методы и технологии проектирования и создания ускорителей с фотопушками и накопительных колец. Изучаются механизмы генерации излучения различных типов при взаимодействии с разными типами замедляющих структур (микроондулятор, черенковская замедляющая система, система для генерации излучения Смита—Парселла и т.д.), в том числе—с лазерным импульсом. Ведется разработка систем прецизионной и невозмущающей диагностики параметров электронного пучка по параметрам излучения. Ведутся фундаментальные исследования в области ТГц-фотоники, метаматериалов, метаповерхностей, нано- и микроплазмоники, использующие когерентное излучение электронных пучков. Изучаются механизмы генерации интенсивных монохроматических потоков излучения ТГц и рентгеновского диапазона: спектроскопия, включая малоугловую, дифрактометрия, неразрушающая терагерцовая спектроскопия и на их основе возможности применения ТГц-излучения для неразрушающего контроля, нерентгеновских досмотровых систем. Происходит развитие технологий создания экспериментальных станций для работы, в том числе, в составе компактных установок.

4. КЛЮЧЕВЫЕ НИР И НИОКР

На начальных этапах создания ИКИ НЦФМ будут востребованы в первую очередь усилия отечественного сообщества ускорительщиков и, прежде всего, коллектива ИЯФ СО РАН. Далее, сложной и комплексной работой является создание лазерных подсистем ИКИ НЦФМ. Однако, эти вложения будут обесценены, если с первого дня научной эксплуатации новый комплекс не сможет принять эксперименты мирового класса. По этой причине научная программа ИКИ НЦФМ должна стартовать одновременно с началом его создания. Хотя до научной эксплуатации пройдет довольно значительное время (“малое кольцо” — стадия 1 — это 3—4 года, и “большое кольцо” — стадия 2 — это 5—8 лет), развитие научной программы должно получить поддержку незамедлительно в виде поддержки *ключевых НИР и НИОКР*.

В качестве примера, как *не должно делаться* приведем поучительную историю участия Российской Федерации в проекте ФАИР (масштабная модернизация Центра тяжелоионных исследований GSI, Дармштадт). Сумма российских “инвестиций” в этот проект составила около 180 МЕвро. Эти деньги ушли на финансирование крупных вложений в “железо”, таких как, например, накопительное кольцо CR (не будет построено²) или кристаллы из тяжелого флинта для детекторов PANDA (не будут использованы, т.к. не будет построено кольцо CR), и т.д. Предполагалось, что после того, как строительство проекта достигнет определенной стадии Российская Федерация подключится к финансированию *научной программы* ФАИР в объеме 20—30 МЕвро/год. Такое системное финансирование могло бы значительно улучшить ситуацию в отечественной фундаментальной ядерной физике. Однако, из-за задержек в строительстве ФАИР, а после 2014 г. и из-за

² Полностью изготовлено ИЯФ СО РАН и принято заказчиком, находится на хранении в Новосибирске.

ухудшения политических отношений с ФРГ, старт научной программы систематически откладывался. По этой причине участие российских ученых в научной программе ФАИР на протяжении полутора десятилетий 2007–2022 гг. финансировалось “паллиативно” – целевыми грантами ВМБФ, грантами фонда ФАИР-Россия. Это финансирование было организовано весьма эффективно, однако суммы, получаемые по этим каналам, составляли 5–10% от предполагавшихся для российского участия в научной программе ФАИР. Таким образом в РФ были израсходованы средства огромные по масштабам отечественной фундаментальной науки, но собственно до ученых, работающих в фундаментальных областях, и их научных пректов эти деньги практически не дошли.

Предполагается что ситуация описанного выше “секториального разрыва” между финансированием *инфраструктуры* и финансированием *научной программы* не должна иметь место при создании ИКИ НЦФМ.

В результате поддержки программы критических НИР и НИОКР должно быть сформировано пользовательское сообщество ИКИ НЦФМ. (i) Со стороны теории, исключительно важным является “поддержание на плаву” соответствующих теоретических школ все время создания центра. (ii) Экспериментальные зоны должны быть оснащены к первому дню пучковой эксплуатации ИКИ НЦФМ и сформирована детальная экспериментальная программа в виде предложений конкретных экспериментов. (iii) Оборудование и методики экспериментов должны быть созданы и отработаны заранее (в том числе, возможно на ускорителях ИЯФ СО РАН), как это обсуждается далее в этом разделе.

4.1. Развитие теоретических школ в области ядерной фотоники

Результаты работы перспективного ИКИ НЦФМ в области фундаментальной ядерной и адронной фотоники будут бессмысленны, если в стране не будет теоретического сообщества, работающего в этой области³. В области фундаментальной ядерной физики, ситуация последних трех десятилетий в Российской Федерации характеризуется резким сжатием, до грани полного уничтожения, большого числа научных направлений. Тренд пока является нисходящим, и в областях, связанных с ядерной фотоникой, ситуация особенно безрадостная.

Постсоветский развал отечественной науки наложил на определенный нисходящий тренд в мировой ядерной физике низких энергий. Он был связан, в том числе, с воинствующей “как бы экологической” радиофобией, с Чернобыльским, а позже еще и Фукусимским, “синдромами”. За последние три десятилетия в мировой науке исчезли целые направления исследований в фундаментальной теории ядра, особенно в области теории реакций, алгебраических методов. Многие страны Запада смело следуют политике сворачивания ядерной энергетики и, соответственно, всех связанных с ней инженерных, прикладных и фундаментальных отраслей науки и образования. Для них утрата ядерных компетенций не является огорчительной и политически приветствуется. В отличие от них, Российская Федерация является признанным мировым лидером как в мирном, так и в немирном “атоме” и не собирается терять лидирующих позиций. Однако, это лидерство, основанное на действующих инженерных школах и коллективах (т.е. в значительной мере на заделе советской эпохи), уже в среднесрочной перспективе будет поставлено под сомнение деградацией фундаментальной составляющей научного сообщества. Если кратко, хорошие инженеры могут вырастить только плохих инженеров; выдающихся инженеров могут вырастить только выдающиеся ученые.

Ниже – краткий обзор теоретических школ и методов, связанных с ядерной фотоникой у нас в стране.

4.1.1. Методы теории многих тел

Исследования в области ядерной фотоники, которые можно будет проводить на ИКИ НЦФМ, в значительной степени связаны со структурой тяжелых ядер, т.е. с теорией многонуклонных систем. Именно на эти теоретические исследования и были нацелены сформировавшиеся в СССР в 60-е годы теоретические центры. Самые значительные из них это группа А.Б. Мигдала в Курчатовском институте и группа В.Г. Соловьева в Дубне. Следует также выделить группу С.Т. Беляева в Новосибирске, группу В.Г. Неудачина в МГУ, группу Л.А. Слива в Ленинграде.

³Это тривиальное утверждение, правильное в контексте любой научной установки, однако имеет особую актуальность для проекта ИКИ НЦФМ, развиваемого, по сути, “в чистом поле”.

Несколько в стороне стояла группа А.С. Давыдова (сначала в МГУ, а позднее в Киеве). И нельзя не упомянуть также группу, сформировавшуюся вокруг В.М. Струтинского в Киеве. Толчком к возникновению этих групп послужили идеи, сформировавшиеся к тому моменту (сверхтекучесть ядерной материи, приближение хаотических фаз), что открывало оперативный простор для теоретических исследований многих явлений, связанных со структурой многонуклонных ядер. В свою очередь эти теоретические исследования активизировали исследования экспериментальные.

В какой-то степени сложившаяся сейчас в теоретических исследованиях структуры тяжелых ядер ситуация напоминает ту, что была в середине 60-х годов. Благодаря реализованной практической идее проведения самосогласованных расчетов, сформирован подход, в котором на общей основе описываются глобальные свойства ядер, самосогласованный ядерный потенциал и остаточные силы. Этот подход основывается на том или ином варианте функционала плотности энергии и является основным при исследовании свойств тяжелых ядер. Следует отметить, однако, что существует огромное число различных вариантов и различных параметризаций функционала плотности энергии. В этом отношении эксперименты на ИКИ с его возможностью предоставлять для экспериментов монохроматический пучок с плавно варьируемой энергией гамма-квантов будут давать, в том числе, данные для проверок реалистичности имеющихся в литературе функционалов плотности энергии, которые по существу являются феноменологическими.

Сейчас число активных теоретических групп, исследующих структуру тяжелых ядер, резко сократилось. На настоящий момент это наследники школ Соловьева в ОИЯИ и Мигдала в НИЦ—“КИ”. Эти теоретические школы используют и развивают, соответственно, квазичастично-фонную модель (КФМ) [272] и теорию конечных ферми-систем (ТКФС) [273]. Обе школы в области теории ПДР и ГМР работают на современном уровне в рамках самосогласованных методов, которые позволяют с использованием относительно небольшого числа параметров энергетического функционала плотности описывать огромное число характеристик как основного, так и возбужденных состояний атомного ядра вплоть до энергий возбуждения 40 МэВ. В близких направлениях работают также небольшие группы в Санк-Петербурге. Поэтому изучение всей этой огромной области энергий с максимально возможным разрешением, доступным в экспериментах на ИКИ, представляет большой интерес как для теории ядра, так и для ядерных данных, необходимых для астрофизики и прикладных задач ядерных технологий, подробнее см. Разделы 2.1.5, 2.1.6, 2.1.7, 2.1.13.

4.1.2. Алгебраические подходы и методы теории нескольких тел

Методы теории многих тел основаны на рассмотрении поведения одночастичных степеней свободы и избранных видов (обычно парных) нуклон-нуклонных корреляций на фоне нуклонного среднего поля. В отличие от этого подхода методы теории нескольких тел ориентированы на рассмотрение всех корреляций в системе на основании наиболее полного (неполевого) квантовомеханического формализма. Естественно, такая исследовательская программа может реализовываться только в системах с ограниченным числом степеней свободы. Изначально речь шла о системе 3-х тел, потом (с середины 80-х гг.) 4—5 тел, а с современными вычислительными мощностями делаются попытки работать с системами 6—7—8 тел (пока не всегда убедительные).

В области физики нескольких тел отечественные ученые были настоящими “законодателями моды”. Само появление возможности формально полноценного квантовомеханического решения задачи 3-х тел связано с формулировкой одноименных уравнений Л.Д. Фаддеевым. Сильные научные школы по теории нескольких тел и алгебраическим методам существовали в Ленинграде (Л.Д. Фаддеев, С.П. Меркурьев), Курчатовском институте (Я.А. Смородинский, А.И. Базь), НИИЯФ МГУ (В.Г. Неудачин, В.И. Кукулин), ОИЯИ, а также в Тбилиси, Ташкенте, и Киеве.

Из этого былого великолепия ядерными задачами на настоящий момент продолжают заниматься небольшие группы в НИЦ—“КИ”, НИИЯФ МГУ и ОИЯИ (см. Разделы 2.1.4, 2.1.9, 2.1.10).

4.1.3. Методы ab initio

Методы *ab initio* — это модный в современной теории тренд, который объединяет методы, претендующие на получение сходимости по энергии связи с самыми сложными современными нуклон-нуклонными взаимодействиями. Обычно они опираются на результаты киральной эффективной теории поля. Сюда входят, конечно, методы теории нескольких тел, но также и “прямые” алгебраические подходы, квантовое Монте-Карло, модель оболочек без кора (*no-core shell*

model), МРГ-подобные подходы для реакций и распадов. Все эти методы крайне вычислительно-интенсивные и их развитие у нас в стране (на отечественных вычислительных мощностях) стало актуально только в самое последнее время. В этом направлении работают ученые из НИИЯФ МГУ. На настоящий момент интереса к задачам ядерной фотоники не проявляют.

4.1.4. Методы теории фотоядерных реакций

К числу задач ядерной фотоники, которые планируется решать на ИКИ НЦФМ, относятся исследования фотовозбуждения ядер гамма-квантами высокой энергии, а также широкого спектра фотоядерных реакций, от расщепления легких ядер до деления тяжелых. Для правильной интерпретации результатов таких экспериментов необходимо понимание механизмов этих реакций: относятся ли они к прямым реакциям (как, в частности, все фотопроцессы на легких ядрах), протекают ли через стадию образования компаунд-ядра или с определенной вероятностью являются предравновесными процессами (в ходе реакции энергия, переданная ядру, не успевает распределиться по всем возможным степеням свободы, т.е. не успевает сформироваться компаунд-ядро). Хотя все подходы, развиваемые для описания ядерных реакций, инициированных легкими частицами, в целом, по-видимому, могут быть применены к описанию фотоядерных реакций, определенные модификации теоретических моделей под задачи ядерной фотоники, очевидно, будут востребованы.

В случае фоторасщепления легчайших ядер дополнительно необходимо, как было отмечено в Разделе 2.1.1, учитывать взаимодействие гамма-квантов с мезонными токами. Возбуждение гигантских мультипольных резонансов в ядрах, обсуждающееся в Разделе 2.1.2, представляет собой, фактически, отдельный вид фотоядерной реакции, протекающей с испусканием одной или нескольких частиц. Для получения существенной информации о ядре из данных по мультипольным гигантским резонансам необходимо, очевидно, последовательное теоретическое описание всего процесса.

В целом ядерную фотонику можно рассматривать как область, нацеленную на исследования многочисленных степеней свободы ядер под действием интенсивной электромагнитной волны, вообще говоря, линейно или циркулярно поляризованной. Поскольку электромагнитное взаимодействие является относительно простым и детально определенным (в отличие от сильного), то входной канал в фотоядерных реакциях описывается значительно более аккуратно, нежели в реакциях столкновения с нейтронами, протонами и другими ядерными частицами. Дополнительное преимущество заключается в том, что в фотоядерных реакциях, инициируемых гамма-квантами относительно низких энергий (условно – ниже 50 МэВ), когда разрешенными являются только переходы низшей мультипольности, ядру передаются малые угловые моменты, что значительно упрощает спектр состояний образующегося возбужденного ядра. Это означает, что наблюдаемые величины в фотоядерных реакциях, а именно, сечения процессов, угловые корреляции, спектры испускаемых частиц, будут обладать повышенной чувствительностью к деталям моделей, привлекаемых для описания выходных каналов. К таким деталям относятся плотности уровней возбужденных ядер, оптические потенциалы в выходных каналах, соответствующих испусканию всех возможных частиц, ширины радиационных переходов. Анализ экспериментальных данных, которые будут получены в исследованиях фотоядерных реакций, может привести к пересмотру не только отдельных параметров моделей, но и стимулировать существенное развитие самих моделей.

Отдельно стоит остановиться на делении ядер как процессе, который сопровождается глубокой перестройкой всей ядерной структуры с образованием возбужденных осколков. В настоящее время для описания динамики деления все шире привлекаются методы теории многих тел, в том числе метод энергетического функционала плотности. Однако (что характерно и для других областей ядерной физики) сколько-нибудь полного описания процесса деления в широком диапазоне начальной энергии возбуждения делящегося ядра, охватывающего барьеры деления, переходные состояния на барьерах, моды деления, угловые, энергетические, массовые, зарядовые распределения осколков деления, а также распределения по спинам осколков и их выстроенности относительно оси деления, в настоящее время не существует. Соответственно, исследования реакции фотodelения, характеризующейся отмеченной выше относительной простотой входного канала, могут значительно приблизить нас к созданию такого теоретического описания.

На настоящий момент теорией фотоядерных реакций занимаются отдельные исследователи в ФИАН и ИЯФ СО РАН. Теорией деления также занимаются только отдельные исследователи в НИЦ КИ, ОИЯИ и Воронежском университете.

4.1.5. Заключение

Все, изложенное выше, говорит о необходимости непосредственной поддержки в рамках проекта ИКИ НЦФМ оставшихся в РФ теоретических ядерно-физических групп, заинтересованных в исследованиях в области ядерной фотоники. Еще более важно создание условий для вовлечения в ядерно-физические исследования в РФ и поддержки молодых ученых, склонных посвятить себя теоретическим исследованиям. Для этого необходимо:

- начать целевую подготовку научных кадров – сформировать образовательные программы на уровне индивидуальных образовательных траекторий в рамках программ специалистов, программу в рамках магистратуры и, возможно, дополнительного образования;
- организовывать школы для молодых ученых и аспирантов по тематике, близкой к программе исследований на ИКИ НЦФМ;
- обеспечить поддержку проведения рабочих совещаний по тематике ИКИ НЦФМ и участия в них;
- выделять стипендии или создавать временные рабочие места для аспирантов и студентов, сотрудничающих с группами, ориентированными на исследования на ИКИ;
- предусмотреть выделение грантов РНФ и Минобрнауки по тематике исследований ИКИ НЦФМ;
- обеспечивать возможность проведения больших по объему расчетов;
- направлять молодых теоретиков в краткосрочные поездки за рубеж для расширения научного кругозора, приобретения навыков работы в другой научной среде, освоения вычислительных программ, которых нет в РФ.

4.2. Лазерные подсистемы

4.2.1. Общие соображения

При разработке и проектировании лазерной системы для комптоновского источника необходимо исходить из различных вариантов дизайна ускорительного комплекса. На рис. 4.1 пред-

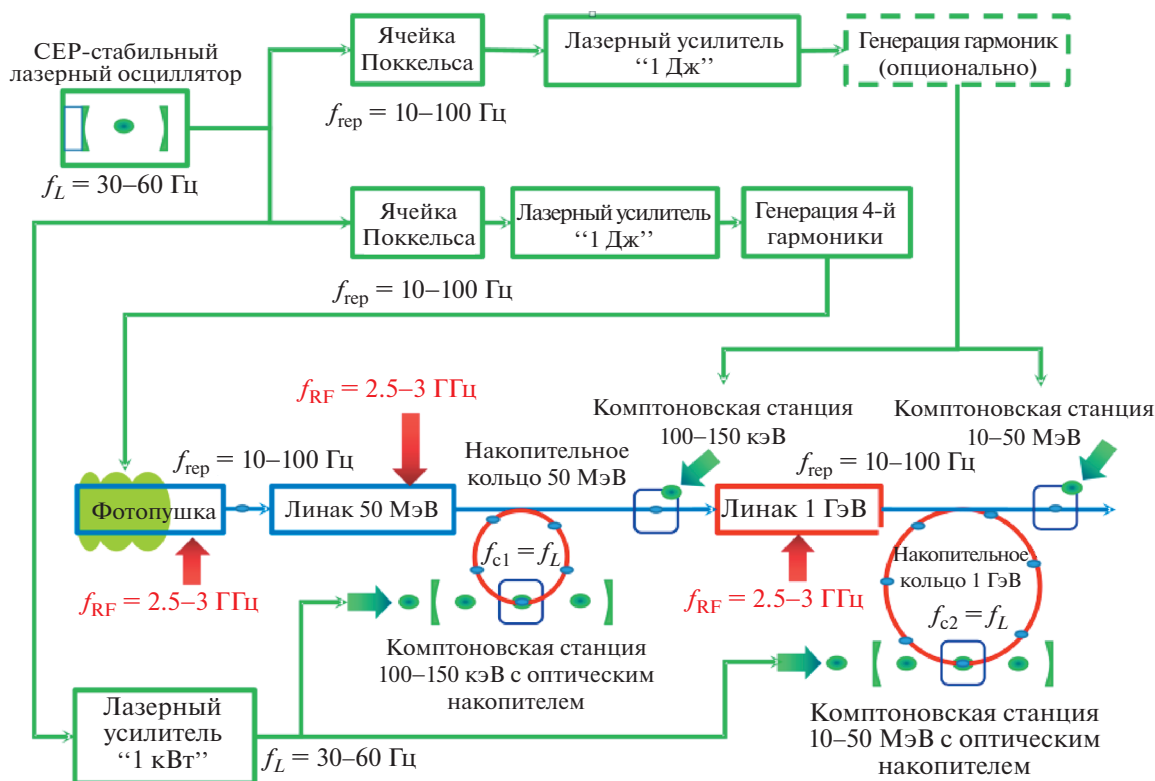


Рис. 4.1. Общий вид ускорителя, лазера и комптоновских станций.

ставлен вариант ускорителя и лазерной системы, которые поддерживают четыре варианта размещения комптоновских станций. Станции располагаются в точках с энергией электронов 50–100 МэВ и 1–2 ГэВ либо на выходе линейного ускорителя, либо в соответствующих свободных промежутках накопительных колец.

Фотоинжектор и регулярная часть линейного ускорителя работают на частоте $f_{\text{RF}} = 2.8\text{--}3$ ГГц, лазерный осциллятор работает на частоте $f_{\text{L}} = 30\text{--}60$ МГц, система ФАПЧ подстраивает длину лазерного осциллятора (сигнал обратной связи воздействует на пьезостек с закрепленным на нем зеркалом резонатора) таким образом, чтобы выполнялось соотношение $f_{\text{L}} = f_{\text{RF}}/N$, где N — номер субгармоники. В этом случае лазерные импульсы, выходящие из лазерного осциллятора с частотой f_{L} получаются фазово-стабильными относительно радиочастоты f_{RF} .

Кроме этого, лазерные импульсы, используемые для накачки оптических резонаторов комптоновских станций, расположенных на накопительных кольцах, должны обладать СЕР-стабильностью (стабильность фазы импульса относительно его амплитуды). Для фотоинжектора и мощного канала “1 Дж” СЕР-стабильность не требуется, поэтому возможно использование отдельных лазерных осцилляторов с СЕР-стабильностью (на рисунке не показан), работающих каждый на свой накопитель.

Предполагается, что линейный ускоритель работает с частотой повторения $f_{\text{rep}} = 10\text{--}100$ Гц, которая тоже является субгармоникой f_{RF} большого порядка. Соответственно, лазерные каналы для фотоинжектора и “1 Дж” тоже работают на частоте f_{rep} , что обеспечивается вырезанием из лазерного трейна одиночных импульсов при помощи ячеек Поккельса и последующего их усиления.

Накопительные кольца должны иметь соответствующую длину, чтобы частота прихода электронных сгустков в точку взаимодействия с лазером $f_{\text{e},1,2}$ была равна лазерной частоте f_{L} . Фазовая стабильность обращения электронов в кольце и лазерным трейном (либо радиочастотой) обеспечивается системой управления и синхронизации ускорителя. Длина оптических резонаторов комптоновских станций должна быть кратна длине лазерного осциллятора, т.е. должна поддерживаться циркуляция оптических импульсов от одного до десятков. Длина оптических резонаторов подстраивается соответствующей системой ФАПЧ, чтобы обеспечивать эффективное накопление лазерной энергии в резонаторе.

В лазерных линиях (минимум в двух из трех каналов) должны быть предусмотрены механические регулируемые линии задержки, которые обеспечивают точную настройку совпадения лазерного и электронных пучков во времени.

4.2.2. Лазерный канал фотоинжектора “1 мДж/100 Гц”

Оценим энергию лазерных импульсов в УФ (UV)–диапазоне E_{UV} , требуемую для получения заряда электронного сгустка $Q = 100$ пКл при облучении медного катода. Будем исходить из определения квантовой эффективности (quantum efficiency) фотокатода QE как отношения количества извлеченных электронов к количеству падающих фотонов:

$$QE = \frac{Q\hbar c}{e\lambda_{\text{UV}}E_{\text{UV}}} \approx 5 \frac{Q[\text{нКл}]}{E_{\text{UV}}[\text{нДж}]}, \quad (4.1)$$

где c — скорость света, e — заряд электрона, λ_{UV} — длина волны УФ-излучения. Для медного катода с квантовой эффективностью на уровне $QE = 1 \times 10^{-5}$ в УФ-диапазоне для получения банчей с зарядом $Q = 0.1$ нКл понадобятся лазерные импульсы с энергией $E_{\text{UV}} = 50$ мкДж на длине волны четвертой гармоники иттербиевого лазера ($\lambda_{\text{UV}} = 0.257$ мкм). Эта оценка хорошо согласуется с данными статьи [274].

Для того, чтобы оценить энергию излучения лазера на фундаментальной частоте (1.03 мкм) воспользуемся типичной эффективностью генерации четвертой гармоники в экспериментальных условиях для фурье-ограниченного импульса длительностью 8–12 пс последовательно на кристаллах КТР (potassium titanyl phosphate, КТiОРO₄, титанил-фосфат калия) и ВВО (beta-barium borate, β-BaB₂O₄, бета-борат бария). Практически достигаемая эффективность генерации четвертой гармоники составляет 10–20%, для оценок мы будем использовать значение эффек-

тивности 15%. Кроме того, необходимо заложить потери на транспортировку, пространственное обрезание пучка (beam shaping) и управляемое ослабление. В результате представляется разумным положить, что энергия УФ-импульса на катоде составляет примерно 5% от исходной энергии на основной частоте. Тогда необходимая энергия импульса на длине волны $\lambda = 1.03$ мкм составляет $E_0 = 1$ мДж.

В результате, фотокатодная часть лазерной системы в соответствии с рис. 4.1 должна выделять один импульс из МГц-трейна, усилить его до уровня 1 мДж, генерировать последовательно вторую и четвертую гармоники и транспортировать УФ-импульс на фотокатод.

4.2.3. Лазерный силовой канал “1 Дж/100 Гц”

Для создания лазерного усилителя одновременно с высокой энергией в импульсе и высокой частотой их повторения в качестве оконечного усилителя предлагается использовать дисковую геометрию активного элемента. Данный подход подтверждается тем, что требуемые характеристики источника лазерного излучения близки к предельным для лазерных технологий на сегодняшний день и близкие параметры достигнуты на основе дисковых лазеров (например, [275, 276]).

Для повышения энергии предлагается использовать подход усиления чирпированных импульсов (СРА). Характерная ширина спектра усиленного излучения в иттербиевых дисковых лазерах составляет чуть более 1.5 нм, что позволяет в дальнейшем компрессировать импульсы в пикосекундный диапазон (рис. 4.2). Сигнал СЕР-стабилизированного лазерного осциллятора (рис. 4.3) спектрально ограниченной длительности растягивается до ~ 1 нс в волоконном стертчере и усиливается в волоконном усилителе (например, с применением конусного волокна) до энергии не менее 10 мкДж. Далее, требуемый импульс из последовательности 1 МГц вырезается ячейкой Поккельса с частотой повторения 100 Гц и направляется в двухпроходный тонкостержневой усилитель [277] с усилением до энергии более 1 мДж. Затем сигнал усиливается в двух каскадах стержневых усилителей как в работе [278], обеспечивающих увеличение энергии до 100 мДж. В качестве оконечного усилителя предлагается использовать дисковый Yb:YAG-усилитель с многопроходной схемой усиления [279] с усилением энергии в стретчированном наносекундном импульсе до 1.5 Дж. В зависимости от геометрии ускорительного комплекса могут понадобиться отдельные оконечные усилители для разных точек взаимодействия.

Для обеспечения высокого качества лазерного пучка в многопроходной схеме возможно использование деформируемого зеркала. После усиления сигнал направляется в вакуумный компрессор на основе диэлектрических дифракционных решеток, который обеспечивает сжатие импульсов в пс-диапазон длительностей с высокой эффективностью ($> 70\%$) и при высокой средней мощности излучения. Регулировка длины компрессора позволит плавно менять длительность компрессированных импульсов в диапазоне 1.5–20 пс.

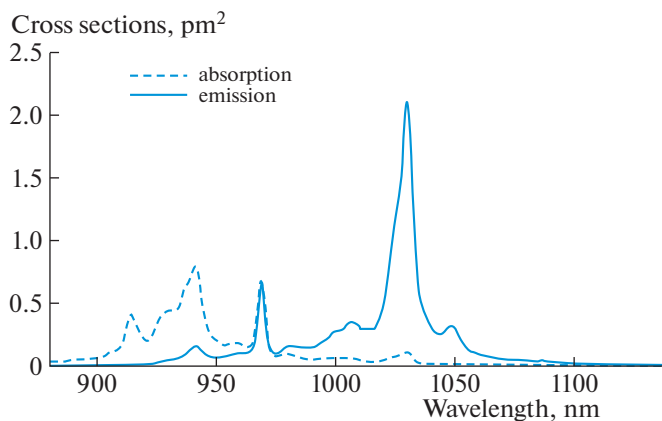


Рис. 4.2. Сечения поглощения и усиления в кристалле Yb:YAG.

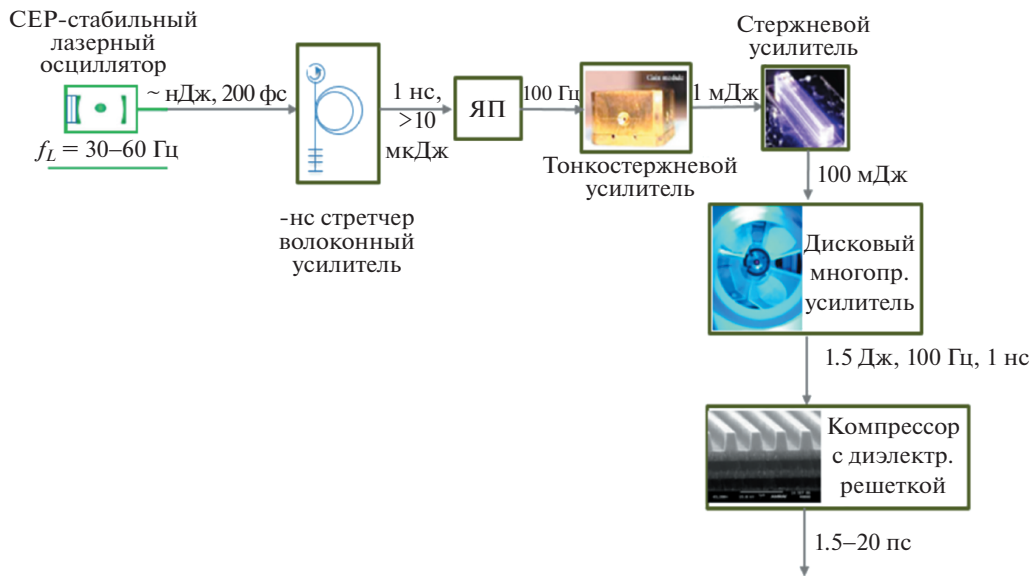


Рис. 4.3. Предполагаемая функциональная схема лазерного силового канала “1 Дж/100 Гц”.

4.2.4. Лазерный накопительный канал “1 кВт/40 МГц”

Предполагаемая функциональная схема лазерного канала с высокой частотой повторения импульсов представлена на рис. 4.4. При усилении лазерных импульсов с высокой частотой повторения (более 10 МГц), энергия в импульсе не превышает 100 мкДж даже при киловаттной средней мощности излучения. При этом, сигнал длительностью несколько пикосекунд может быть усилен в волоконных усилителях до энергии в сотни нДж и средней мощности $\sim$ 1 Вт без применения подхода СРА [280]. Для дальнейшего усиления сигнала до средней мощности порядка 100–150 Вт оптимальным является использование тонкостержневых усилителей как в работе [281]. Благодаря небольшой апертуре и эффективному охлаждению применение тонкостержневого усилителя обеспечит наиболее простую оптическую схему усиления в условиях непрерывной накачки с усилением сигнала более чем на порядок и сохранением высокого оптического качества лазерного пучка. Характерная зависимость усиления и поперечное распределение лазерного пучка представлены на рис. 4.4. Увеличение средней мощности до 100–150 Вт с сохранением оптического качества пучка возможно установкой дополнительного тонкостержневого усилителя [282] или с использованием усилителя на тонком слэбе. Характерная энергия импульсов в стержневом усилителе составит $\sim$ 10 мкДж при апертуре активной области $\sim$ 400 мкм, а в слэбовом — 30–40 мкДж при апертуре $\sim$ 400 $\times$ 2000 мкм², что позволит ограничить пиковую интенсивность на уровне нескольких МВт/см² и отказаться от подхода СРА на данных каскадах усиления..

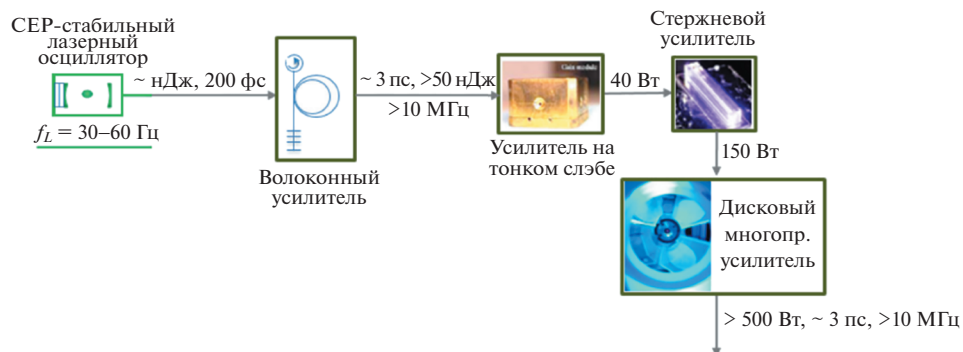


Рис. 4.4. Предполагаемая функциональная схема лазерного силового канала “1 кВт/40 МГц”.

При необходимости дополнительного повышения средней мощности излучения до суб-кВт средней мощности излучения более оптимальным является использование тонкодисковых активных элементов в сочетании с многопроходной схемой усиления [279]. Такой подход может обеспечивать кВт среднюю мощность с сохранением высокого качества пучка, а большая апертура также обеспечивает возможность прямого усиления пикосекундных импульсов (рис. 4.5) [283].

В связи с необходимостью фазовой стабилизации лазерных импульсов в накопителе по отношению к электронным сгусткам с высокой точностью при дальнейшей проработке системы возможен переход к отдельным осцилляторам и усилительным каналам для каждого из накопителей на 50 МэВ и 2 ГэВ.

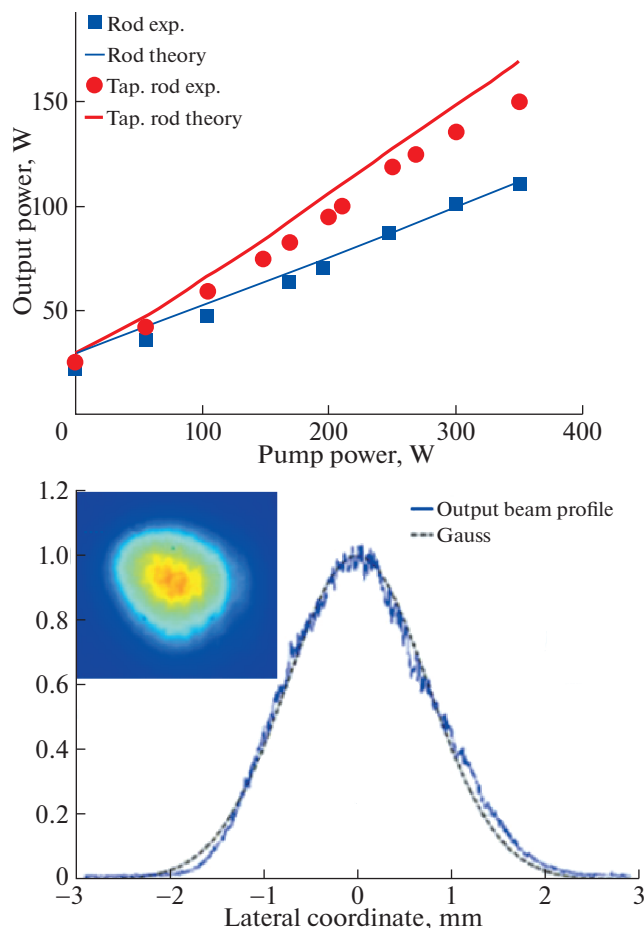


Рис. 4.5. Усиление 3 МГц последовательности пс-импульсов в тонкостержневом активном элементе (вверху) и поперечное распределение лазерного пучка после усиления (внизу).

4.2.5. Оптические накопительные резонаторы

Накопитель энергии. Краткий обзор известных решений и характеристик

Для увеличения средней мощности в области взаимодействия лазерного излучения со сгустками электронов и многократного использования лазерных импульсов целесообразно использовать оптический накопитель. В оптическом накопителе, основанном на высокодобротном резонаторе, используется когерентное сложение коротких ($\tau < L/c$, где L — полная длина резонатора) лазерных импульсов, поступающих через одно из зеркал (см., например, схему на рис. 4.6).

Необходимым условием для эффективного накопления является согласование частоты и фазы излучения лазера и внутрирезонаторного излучения. Выигрышем (англ. gain) называется от-

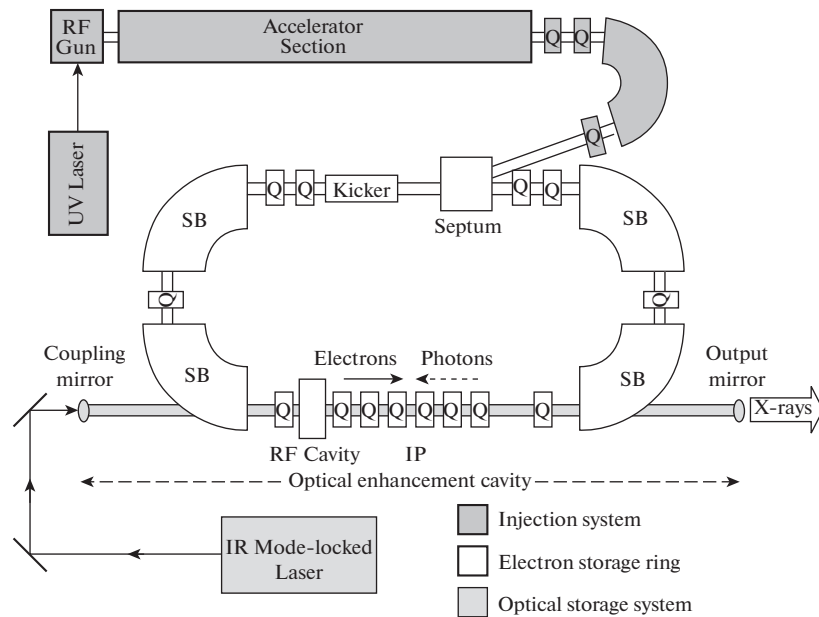


Рис. 4.6. Одна из первых схем источника Lyncean Tech, США.

ношение мощности, накопленной внутри резонатора, к мощности на входе резонатора: $Gain = I_{in}/I_0$. Накопленная мощность определяется пропусканием зеркал и внутрирезонаторными потерями. Учет потерь позволяет получить выражение:

$$Gain = \frac{T}{(1 - \sqrt{RA})^2}, \quad (4.2)$$

где T — коэффициент пропускания входного зеркала, R — произведение коэффициентов отражения всех зеркал, $(1 - A)$ — коэффициент, учитывающий все потери на зеркалах. Если ориентироваться на высокоотражающие зеркала с малыми потерями, то в случае двухзеркального резонатора с одинаковыми зеркалами:

$$Gain = \frac{1}{1 - r}. \quad (4.3)$$

В проектах томсоновских источников с оптическими резонаторами традиционно используют не менее 4 зеркал, т.к. двухзеркальная схема более чувствительна к расстройке.

В пионерской работе [284] было предложено существенное увеличение эффективности рассеяния лазерного излучения на электронных сгустках за счет оптического резонатора (рис. 4.6). В последующей работе [285] обсуждается достижение выигрыша порядка 4000 при использовании двухзеркального высокодобротного резонатора в сочетании с относительно маломощным лазером на Nd (до 10 Вт). В работе уделялось внимание важному для эффективного накопления условию согласования пропускания входного зеркала и потерь в резонаторе.

В последующие годы осуществлен переход от двухзеркального к четырехзеркальному накопителю [286, 287], отработана система синхронизации и достигнута внутрирезонаторная мощность 40 кВт. Эти впечатляющие результаты, с одной стороны, сформировали интерес к созданию мощных источников рентгеновского излучения, а с другой стороны, породили целый ряд работ, в которых лазер накачки имеет мощность не 10 Вт, а от 100 Вт до 1 кВт.

Независимо во Франции велась разработка четырехзеркального высокодобротного накопителя для лазерно-электронного рентгеновского источника ThomX [288]. Было отдано предпочтение трехмерной геометрии резонатора, которая позволяет сохранить круговую поляризацию лазерного излучения. Достигнуты уровни средней мощности 110 кВт (короткое время эксперимента), 40–80 кВт (длительные эксперименты).

Максимальные уровни запасенной в высокодобротном резонаторе мощности получены в цикле работ [289, 290]: в 2011 г. — 100 кВт (при длительности импульса 2 пс) и 670 кВт в 2014 г.

Применение современных волоконных лазеров с увеличенным объемом моды позволило генерировать последовательности субпикосекундных импульсов с частотой 100 и больше МГц. В работе [291] мощность лазерного излучения на входе в накопитель составляла до 420 Вт (1 мкДж в импульсе длительностью от 250 фс на частоте 250 МГц), использовался волоконный Yb-лазер на основе CPA (chirped pulse amplification), который подробно описан в работе [292]. Привязка лазера к накопителю осуществлялась по схеме Паунда–Древера–Холла с помощью внутрирезонаторного электрооптического модулятора. Накопитель был помещен в вакуумную камеру (остаточное давление 10^{-4} мбар).

Четырехзеркальный накопитель

Рассмотрим ключевые характеристики накопителя для типичного накопительного кольца на энергию 50 МэВ. Желательная энергия лазерного импульса в точке взаимодействия составляет 200 мкДж. С учетом частоты следования импульсов, принятой равной 60 МГц, это означает, что мощность излучения, проходящая через сечение оптического накопителя должна составлять не менее 12 кВт. Также оптическая схема накопителя должна быть сконструирована таким образом, чтобы диаметр лазерного пучка в области взаимодействия составлял 40 мкм на уровне половины интенсивности (FWHM).

На основании анализа работ, связанных с исследованием возможности увеличения мощности излучения с помощью пассивных резонаторов, можно рассмотреть подход, где в качестве накопителя использован кольцевой резонатор с двумя сферическими и двумя плоскими зеркалами (рис. 4.7).

Методом ABCD-матриц можно получить соотношение между диаметром перетяжки на уровне половинной интенсивности d_0 , радиусом кривизны сферических зеркал R , расстоянием между сферическими зеркалами D , полной длиной резонатора L и длиной волны излучения λ .

$$d_0 = \left[\left(\frac{4\lambda \ln 2}{\pi} \right)^2 \frac{(LR - DR + D^2)(D - R)}{L - D - R} \right].$$

Области устойчивости определяются соотношениями:

$$R < D < \frac{L - \sqrt{L^2 - 4RL}}{2}, \quad \text{при} \quad R \leq L/4$$

$$R < D < \frac{L}{2}, \quad \text{при} \quad R > L/4$$

Полный обход накопителя $L \sim 4$ м (задается частотой взаимодействия лазерных и электронных импульсов 60 МГц) и диаметр перетяжки $d_0 = 40$ мкм. Длина волны канала накачки накопителя определяется выбором активной среды, с помощью которой можно надежно генерировать

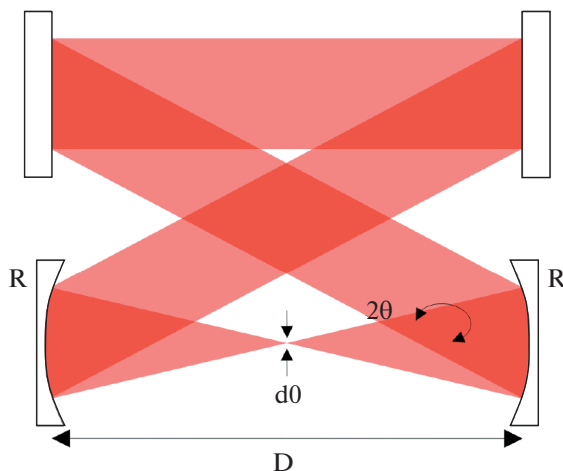


Рис. 4.7. Упрощенная оптическая схема резонатора-накопителя.

и усиливать излучение со средней мощностью киловаттного уровня. Практически единственной альтернативой в этом случае является Yb:YAG с $\lambda = 1.03$ мкм. Таким образом, свободными параметрами выбора геометрии накопителя являются радиусы кривизны сферических зеркал R , расстояние между ними D и угол падения на сферическое зеркало. Известными из литературы проблемными моментами подобных накопителей являются астигматизм, обусловленный ненулевыми углами падения пучка на сферические зеркала, изменение кривизны зеркал при неоднородном нагреве из-за поглощения падающего излучения, пробой отражающих покрытий.

Выбор геометрии накопителя

Эффективное взаимодействие электронного и оптического импульсов с целью достижения максимального выхода рентгеновского излучения требует минимизации угла между электронным и оптическим пучками. Вместе с тем, как показано выше, для снижения влияния астигматизма на конфигурацию моды необходимо минимизировать угол наклонного падения оптического пучка на сферическое зеркало, если участок вдоль электронного пучка, свободный для установки оптических элементов накопителя, имеет размер около 1000 мм в длину и около 300 мм в ширину. С учетом необходимости размещения вакуумного оборудования длина участка сокращается до 900 мм. Если иметь в виду четырехзеркальный резонатор, схема которого, с учетом минимальных углов пересечения с электронным пучком и падения на сферические зеркала, приведена на рис. 4.8 (а), то его габаритные размеры составляют около 1300×65 мм без учета размеров оптомеханических компонент.

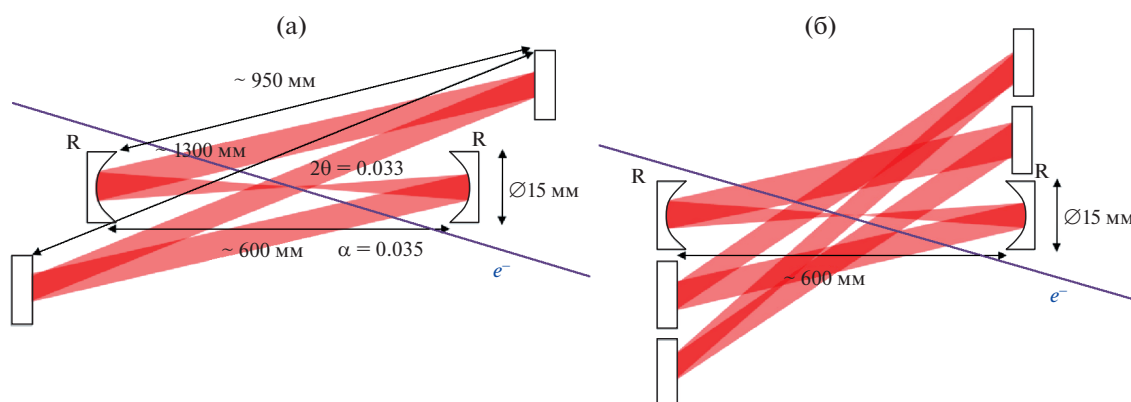


Рис. 4.8. Схемы взаимного расположения (а) четырех- и (б) шестизеркального кольцевого резонатора ($R = 600$ мм) и траектории электронного пучка.

Даже при использовании зеркал с радиусом кривизны $L/4$, габаритная длина при сохранении малых углов наклона сферических зеркал будет составлять не менее 950 мм. Для согласования габаритных размеров резонатора с размером имеющегося для его размещения пространства при сохранении выбранных в предыдущем пункте параметров конфигурации, можно добавить два дополнительных плоских зеркала, как показано на рис. 4.8 (б). Без учета нагрева конфигурация моды такого резонатора, очевидно, эквивалентна случаю четырехзеркального резонатора. Безусловно, добавление двух зеркал должно сказаться на добротности, этот аспект будет детально рассмотрен в соответствующем разделе.

Оптимизация коэффициентов отражения зеркал накопителя энергии

Важным элементом лазерно-электронного источника рентгеновского излучения является резонатор Фабри–Перо, который служит для увеличения выхода рентгеновских фотонов на квант лазерного излучения. Резонатор может состоять из двух или большего числа зеркал. При выборе коэффициентов отражения зеркал резонатора Фабри–Перо главной целью является обеспечение требуемого значения выигрыша в точке взаимодействия. Этот выигрыш растет с увеличением коэффициента отражения зеркал резонатора. Анализ показывает, что для работы лазерно-электронного рентгеновского источника необходимо выбирать соотношение между коэффици-

ентами отражения зеркал. Для настройки резонатора и осуществления обратной связи удобно использовать сигнал, отраженный от входного зеркала. Если коэффициенты отражения зеркал выбраны так, что в условиях резонанса отраженный сигнал равен нулю, обратная связь осуществляется по известной схеме Pound–Drever–Hall. При условии “зануления” отраженного сигнала легко контролировать согласование пространственного распределения лазерного излучения с поперечной модой резонатора Фабри–Перо.

Расчеты показывают, что оптимизацией коэффициентов отражения зеркал можно добиться нулевого сигнала в точке нулевой отстройки, при этом максимальный выигрыш составит до двух порядков. Таким образом, мощность входного излучения должна составлять не менее 100 Вт.

4.2.6. Лазерный комплекс комптоновского источника МГУ

Требования, предъявляемые к лазерному комплексу комптоновского источника

Лазерный комплекс должен решать следующие ключевые задачи:

1. формирование высокостабильного квазинепрерывного цуга лазерных импульсов для дальнейшего усиления и синхронизации комптоновского источника в целом;
2. формирование пучка лазерного излучения для СВЧ-пушки фотоинжектора ускорителя электронов; а также возможность использования лазерного излучения для очистки фотокатода фотоинжектора;
3. формирование пучка лазерного излучения в точке взаимодействия с электронным пучком;

Таблица 4.1. Требуемые выходные параметры для каждой из подсистем лазерной системы

Задающий осциллятор	
Выходная энергия, нДж	~ 5
Длительность импульса, фс	100
Частота повторения, МГц	60
Длина волны, нм	760
Система понижения частоты след. лазерных импульсов	
Частота повторения, Гц	10
Силовой канал	
Выходная энергия, мДж	100
Длительность импульса, пс	5–10
Частота повторения, Гц	10
Центральная длина волны, нм	380
Отношение спектр. ширины импульса к центральной длине волны	~ 1/400
Пространственное качество пучка (M^2)	>1.2
Нестабильность выходной энергии (RMS)	<3%
Канал фотоинжектора	
Выходная энергия, мкДж	100
Пространственная форма импульса	п-образная
Временная форма импульса	п-образная
Длительность переднего/заднего фронтов, пс	0.5–1
Частота повторения, Гц	10
Длина волны, нм	253.3
Нестабильность выходной энергии (RMS)	<3%
Система стабилизации длины резонатора и синхронизации с ускорителем	
Совпадение лазерного импульса с электр. сгустком с точностью не хуже, пс	≤ 1

4. электронная система синхронизации всех элементов лазерной системы друг с другом и с ускорителем.

Лазерный комплекс состоит из основных подсистем: (i) Задающий осциллятор; (ii) Система понижения частоты следования импульсов; (iii) Силовой канал; (iv) Канал фотоинжектора; (v) Система стабилизации длины резонатора и синхронизации с ускорителем.

Требования к выходным параметрам лазерной системы (таблица 4.1) определяются свойствами комптоновского источника рентгеновского излучения (его спектром и энергией).

Концепция комптоновского источника с учетом известных в настоящее время наиболее эффективных решений для оборудования подобного класса, делают выбор схемы лазерного комплекса достаточно определенным. При анализе основных условий, определяющих выбор рабочей длины волны, активных сред задающего лазера и усилителей, состава, структуры и схемы построения лазерного комплекса, надо принять во внимание следующее.

Лазерная система должна обеспечивать два типа импульсов, различающихся по параметрам. Один — для взаимодействия с электронным пучком, второй — для воздействия на фотокатод.

Для выполнения условий эффективного преобразования энергии в сверхкороткие рентгеновские импульсы сталкивающихся лазерных и электронных импульсов необходима их синхронизация с точностью не хуже 1 пс. Максимальная точность синхронизации импульсов канала накачки лазерного усилителя и импульсов канала фотоинжектора автоматически выполняется при использовании в обоих каналах затравки от общего задающего генератора.

Длительность лазерного импульса в точке взаимодействия с электронным пучком определяется длительностью электронного сгустка, то есть составляет величину порядка 5–10 пс. Диаметр лазерного пучка должен примерно равняться диаметру сгустка — около 30 мкм. Максимальная интенсивность ограничивается требованием линейности процесса рассеяния и составляет величину порядка 10^{15} Вт/см². Все это определяет уровень энергии лазерного импульса, взаимодействующего с электронным пучком, величиной порядка 100 мДж. Для обеспечения необходимых спектральных параметров рентгеновского излучения ширина спектра этого лазерного импульса должна быть не выше примерно 1/500 от центральной длины волны. Для центральной длины волны порядка 1 мкм это составляет величину не более 2 нм.

С другой стороны, при построении лазерной системы следует также учитывать то, что для наиболее эффективного формирования электронных сгустков, освещающие фотокатод лазерные импульсы должны иметь длительность 5–10 пс и достаточно крутые передний и задний фронты ~ 0.5 пс. Чтобы обеспечить требуемую временную форму, спектр лазерных импульсов, облучающих фотокатод, должен быть достаточно широк, не менее 3 нм. При этом энергия должна быть примерно на три порядка ниже, чем у лазерного импульса, рассеиваемого электронным пучком.

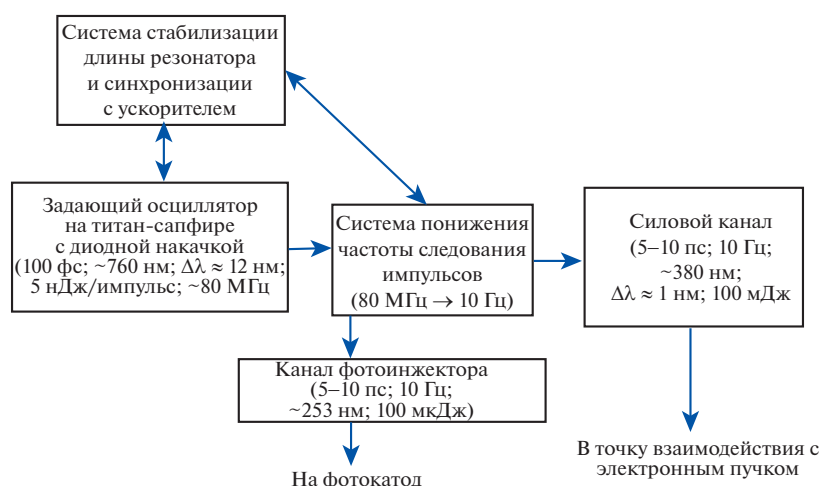


Рис. 4.9. Блок-схема лазерной системы.

Таким образом, существенно разные требования к лазерным импульсам, обеспечивающим взаимодействие с электронным пучком и облучающим фотокатод при едином задающем осцилляторе определяют схему лазерной системы комптоновского источника.

В качестве лазерной системы была выбрана система на титан-сапфире. Такие системы широко применяются для генерации широкополосного лазерного излучения в сотни милиджоулей и при этом они надежны и относительно дешевы. Немаловажным фактором также является доступность всех необходимых компонент на рынках дружественных государств. Блок-схема лазерной системы комптоновского источника представлена на рис. 4.9.

Она состоит из пяти основных частей. Квазинепрерывный задающий осциллятор на титан-сапфире генерирует импульсы с частотой 80 МГц. Система понижения частоты следования импульсов снижает ее с 80 МГц до 10 Гц. Далее излучение разделяется на две части. Часть излучения подается в канал фотоинжектора, другая — в силовой канал. Система синхронизации обеспечивает привязку лазерного и электронного импульсов. Ниже каждый ключевой блок схемы, изображенной на рис. 4.9, обсуждается более подробно.

Задающий осциллятор

Квазинепрерывный задающий осциллятор (задающий лазер) на кристалле титан-сапфира является источником 100 фс импульсов с центральной длиной волны примерно 760 нм (ширина спектра порядка 12 нм). Длина волны выбрана из соображения, чтобы энергия квантов ее третьей гармоники (ТГ) обеспечивала работу выхода электронов при облучении фотокатода из меди. Энергия в импульсе составляет порядка 5 нДж. Частота следования импульсов составляет примерно 80 МГц. При этом задающий лазер также связан с внешним стабилизированным опорным радиочастотным генератором для компенсации дрефта частоты повторения выходных лазерных импульсов. Для стабилизации частоты следования импульсов задающего лазера используется система обратной связи с фазовым детектором, подстраивающая длину резонатора. На фазовый детектор подаются сигнал опорной частоты и сигнал с быстродействующего приемника лазерного излучения. В качестве инструмента для подстройки длины резонатора используется пьезоэлектрический PZT-актюатор, совмещенный с шаговым двигателем, изменяющие положение главного зеркала резонатора. Лазер помещен в кожух со стабилизированной температурой.

Система понижения частоты следования лазерных импульсов

Так как частота следования импульсов из задающего осциллятора составляет 80 МГц, а необходимо получить 10 Гц, то для этого используется система понижения частоты следования импульсов. Она представляет собой электрооптический затвор и поляризатор на основе призм Глана. Момент выделения лазерного импульса задается системой синхронизации.

Силовой канал

После снижения частоты следования импульсов излучение делится на две части в равных пропорциях с помощью поляризационного делителя пучка. Одна часть этого излучения попадает в силовой канал. Он служит для формирования необходимых параметров лазерного импульса, взаимодействующего с электронным пучком. Увеличение энергии лазерного импульса с уровня в несколько нДж до 100 мДж требует усиления более чем в 10^7 раз.

Блок-схема силового канала представлена на рис. 4.10. Лазерное излучение подается на акустооптический программируемый дисперсионный фильтр (АОПДФ) типа DAZZLER. Это необходимо для формирования требуемой формы импульса уже в точке взаимодействия лазерного импульса с электронным банчем. За АОПДФ помещается изолятор Фарадея. Он служит для предотвращения попадания в резонатор задающего лазера рассеянного назад усиленного излучения. Также он защищает АОПДФ от оптического пробоя.

Далее излучение попадает в стретчер с целью формирования длинного, порядка 300 пс импульса, для дальнейшего усиления. Стретчер может быть на основе дифракционных решеток, либо на основе объемной брегговской решетки. Растянутое во времени излучение поступает в регенеративный усилитель на основе титан-сапфира. Импульсы управления на электрооптический затвор усилителя подаются с системы синхронизации. Накачка усилителя осуществляется излучением Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности. Энергия накачки составляет порядка

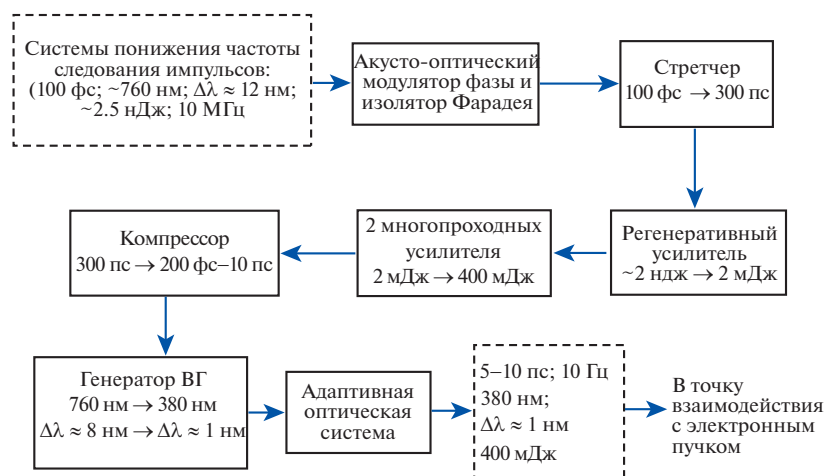


Рис. 4.10. Блок-схема подсистемы “Силовой канал”.

100 мДж. Лазерные импульсы в регенеративном усилителе усиливаются до энергии порядка 2 мДж.

Затем излучение усиливается в двух последовательных многопроходных (4–5 проходов каждый) усилителях на титан-сапфире. Каждый каскад накачивается излучением Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности. Энергия накачки каждого лазера составляет порядка 1 Дж. Выходная энергия после второго каскада составляет не менее 400 мДж. Усиленное излучение поступает в решеточный компрессор, где сжимается до длительности спектрально ограниченного импульса. Пропускание компрессора составляет порядка 0.8.

Ожидается, что при усилении произойдет сужение спектра примерно в 1.5 раза до примерно 8 нм. При этом в точке взаимодействия требуется ширина спектра не более примерно 1/500 от центральной длины волны. Для обуздания ширины спектра планируется использовать схему на основе генерации второй гармоники (ВГ) в нелинейном кристалле KDP. Сужение спектра происходит в случае, если толщина кристалла такова что спектральная ширина синхронизма процесса генерации ВГ уже ширины спектра импульса. Оценки показывают, что необходимое сужение спектра до величины порядка 1 нм возможно при толщине кристалла в 1 см. При этом возможно искажение формы импульса, которое планируется исправить с помощью АОПДФ, о котором упоминалось в начале раздела. Также фильтр вкпе с компрессором позволяет задавать требуемую длительность импульса в пределах 5–10 пс. Ожидаемая энергия ВГ составляет примерно 100 мДж.

Полученное излучение фокусируется в точку взаимодействия с помощью адаптивного зеркала совмещенного с датчиком Гартмана. Данная адаптивная система позволяет исправить пространственные искажения накопленные лазерным пучком в процессе усиления и задать пространственное качество пучка соответствующее параметру $M^2 = 1.1$.

Кроме прочего необходимо иметь линию задержки для точного согласования момента прихода лазерного импульса и появления сгустка электронов в точке взаимодействия.

Канал фотоинжектора

Лазерная система СВЧ-фотопушки предназначена для генерации импульсов ультрафиолетового излучения, освещающих металлический фотокатод. Параметры лазерного импульса должны обеспечить формирования электронного сгустка с зарядом 0.2 нК при минимально возможном эмиттансе. При этом длина волны лазерного излучения должна быть такова, чтобы энергия фотона превышала работу выхода при облучении медного фотокатода. Приход лазерного импульса на фотокатод должен совпадать с определенной, заранее выбранной фазой колебания СВЧ-поля. Энергия, длительность и диаметр лазерного пятна на фотокатод должны составлять примерно 100 мкДж. Диаметр пучка должен равняться величине, равной примерно 1.5 мм, при этом профиль пучка должен иметь бочкообразную форму. Временная форма импульса является

п-образной, длительностью порядка 3–10 пс. При этом длительность нарастания переднего и спада заднего фронтов должна составлять величину порядка 0.5 пс. Также данные параметры должны иметь возможность быть варьируемыми для получения оптимальных параметров электронного сгустка. Частота следования лазерного импульса должна быть 10 Гц.

Таким образом, для удовлетворения требований к выходному излучению лазерной системы СВЧ-пушки, необходимо, чтобы в состав лазерной системы СВЧ-пушки входили следующие основные компоненты:

1. усилители лазерного излучения;
2. блок нелинейной конверсии лазерного излучения на длине волны 760 нм в излучение на длине волны 253 нм;
3. компрессор длительности;
4. формирователь п-образного пространственного распределения формы пучка лазерного импульса на поверхности фотокатода;
5. формирователь п-образной временной огибающей лазерного импульса;
6. оптическая линия задержки для совмещения момента прихода лазерного импульса на фотокатод с определенной фазой колебания поля инжектора;
7. оптическая развязка на основе ячейки Фарадея.

Кроме того, лазерная система СВЧ-пушки должна содержать систему очистки фотокатода и систему контроля параметров лазерного излучения.

Блок-схема канала фотоинжектора представлена на рис. 4.11.

Часть лазерного излучения после системы понижения частоты следования лазерных импульсов поступает в канал фотоинжектора для формирования лазерного импульса с требуемыми параметрами для облучения фотокатода. Лазерное излучение подается на АОПДФ. Это необходимо для формирования требуемой формы импульса уже в точке взаимодействия лазерного импульса с поверхностью фотокатода. За АОПДФ помещается изолятор Фарадея. Он служит для предотвращения попадания в резонатор задающего лазера рассеянного назад усиленного излучения. Также он защищает АОПДФ от оптического пробоя.

Далее излучение попадает в стретчер с целью формирования длинного, порядка 300 пс импульса, для дальнейшего усиления. Стретчер может быть на основе дифракционных решеток, либо на основе объемной брегговской решетки.

Растянутое во времени излучение поступает в регенеративный усилитель на основе титан-сапфира. Импульсы управления на электрооптический затвор усилителя подаются с системы синхронизации. Накачка усилителя осуществляется излучением Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности. Энергия накачки составляет порядка 100 мДж. Лазерные импульсы в регенеративном усилителе усиливаются до энергии порядка 2 мДж. Полученное излучение поступает сначала в генератор ВГ, затем в генератор ТГ. Генератор ТГ работает на основе генерации суммарной частоты излучения ВГ и излучения на основной частоте. В результате формируются импульсы на

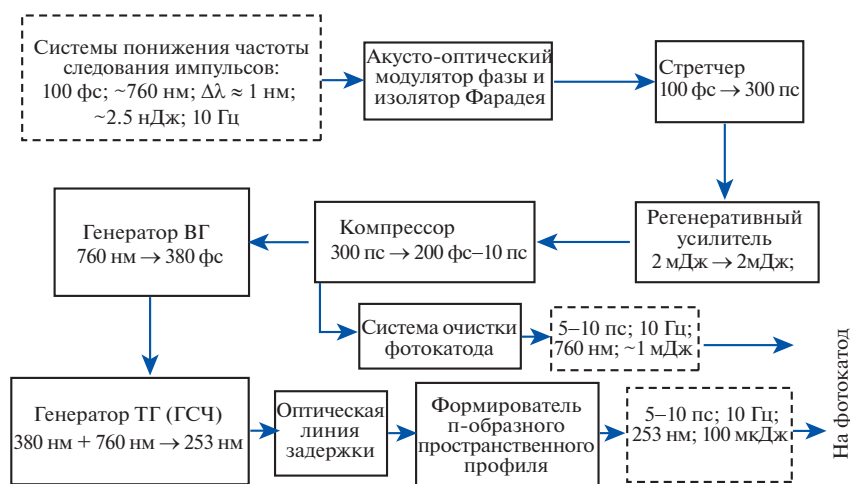


Рис. 4.11. Блок-схема подсистемы “Канал фотоинжектора”.

длине волны 253 нм и с энергией около 100 мкДж. В качестве нелинейных кристаллов планируется использовать либо ВВО либо LBO. Толщина кристаллов выбирается из соображения, что ширина синхронизма позволяет сформировать фронты длительностью 0.5 пс.

П-образная временная форма и длительность импульса определяются с помощью АОПДФ, о котором упоминалось в начале текущего раздела.

Для задания п-образного пространственного распределения лазерного излучения в точке взаимодействия применяется специальная оптическая система “П-шейпер”. Оптическая линия задержки на основании двух зеркал на микрометрической подвижке служит для задания необходимого момента прихода лазерного импульса на фотокатод.

В случае, если требуется произвести очистку фотокатода, лазерное излучение на выходе из компрессора отводится с помощью зеркала в канал очистки фотокатода. Канал содержит линзу, задающую необходимую плотность энергии излучения на фотокатоде. Линза помещена на моторизованную подвижку, которая обеспечивает перемещение линзы в плоскости, перпендикулярной направлению лазерного пучка. За счет этого обеспечивается перемещение чистящего излучения по поверхности фотокатода в пределах нескольких миллиметров.

Система синхронизации

Система синхронизации должна обеспечивать момент совпадения в точке взаимодействия лазерного импульса и электронного пучка с точностью не хуже 1 пс. Она должна выдавать импульсы синхронизации, привязанные к фазе опорной частоты СВЧ-сигнала и ее субгармоники на:

- систему контроля длины резонатора задающего осциллятора и, следовательно, частоты повторения лазерных импульсов;
- электрооптический затвор, снижающий частоту повторения лазерных импульсов с 80 МГц до 10 Гц;
- акустооптический программируемый дисперсионный фильтр, формирующий п-образную форму импульса лазерного силового канала и системы фотокатода;
- электрооптические затворы регенеративных усилителей силового канала и канала фотокатода;
- линии задержки силового канала и канала фотокатода.

4.3. Методические разработки для экспериментов на пучке гамма-излучения комптоновского источника

Создание комптоновского источника гамма-излучения с высокой, в десятки доли процента, степенью монохроматичности, энергией, быстро перестраиваемой с шагом около 100 кэВ в диапазоне от единиц МэВ до 40 МэВ, короткой, единицы–десятки пикосекунд, длительностью излучения и высокой его интенсивностью откроет новую эру в исследованиях структуры ядра. Такой источник позволит получать экспериментальные данные о сечениях реакций с точностью, сопоставимой с точностью, получаемой на пучках тяжелых заряженных частиц, но при этом значительно более информативные в силу особенностей электромагнитного взаимодействия.

Принципиальные отличия характеристик гамма-излучения от характеристик традиционных источников, включая существующие комптоновские источники, требует тщательного планирования экспериментов, разработки новых детектирующих систем, их испытаниях и отладки с использованием традиционных источников в той степени, насколько это возможно.

В ходе выполнения НИР будет проведены:

- численное моделирование взаимодействия лазерного излучения с электронными сгустками, определение характеристик генерируемого гамма-излучения в зависимости от параметров электронного и лазерного пучков;
- анализ существующих экспериментальных данных по фотоядерным реакциям с целью определения первоочередных экспериментов;
- численное моделирование с использованием пакета программ GEANT4, экспериментов с регистрацией продуктов реакций различными детектирующими системами и различными методами мониторингирования параметров пучка гамма-квантов;
- разработка детектирующих систем, их отладка на существующих пучках гамма-квантов.

В результате выполнения работы будут подготовлены планы первоочередных экспериментов на пучке создаваемого комптоновского источника.

4.4. Преломляющая рентгеновская оптика для комптоновских источников

Синхротронное излучение используется во всех областях современной науки, является важнейшим инструментом для решения широкого спектра научных задач в медицине, биологии, химии, физике, электронике, метрологии и материаловедении. Уникальные свойства синхротронного излучения позволяют изучать внутреннюю структуру микроскопических объектов без разрушения исследуемого образца, расшифровывать сложные структуры белков, анализ которых невозможен другими методами, исследовать свойства веществ, находящихся в экстремальных условиях при высоком давлении и температуре, а также наблюдать элементарные физические и химические процессы в реальном времени [293–295]. Возможность реализации подобных исследований на синхротроне во многом обусловлена развитием рентгеновской оптики, которая обеспечивает гибкое управление пучком рентгеновского излучения и позволяет эффективно осуществлять даже самые сложные оптические преобразования.

Рентгеновская оптика оказала значительное влияние на развитие современных методов исследования, основанных на принципах когерентного рассеяния синхротронного излучения. Проведение синхротронного эксперимента неразрывно связано с применением разнообразных видов рентгеновской оптики, включая кристаллооптику, зеркальную, дифракционную и преломляющую оптику. Так, например, кристаллооптика применяется для формирования рентгеновского пучка с чрезвычайно высокой степенью монохроматизации, что необходимо для большинства когерентных методов исследования. Зеркальная и дифракционная оптика являются эффективными инструментами для формирования сфокусированных рентгеновских пучков малых размеров, которые широко используются в различных методах анализа материалов и структур, таких как рентгеновская дифракция, флуоресценция, томография и сканирующая визуализация. Самая молодая рентгеновская преломляющая оптика [296], способная эффективно управлять жестким рентгеновским излучением, сегодня является наиболее востребованной, демонстрируя свою универсальность и применимость, как в методах визуализации, так и в методах диагностики фотонного источника, формирования, подготовки и транспорта синхротронного излучения.

Следует отметить, что потенциал развития рентгеновских источников излучения реализован далеко не полностью. Стремление достичь теоретических предельных значений характеристик современных источников излучения, главным образом определяет направление их развития. Сегодня активно используются синхротроны нового, 4-го поколения, а также рентгеновские лазеры на свободных электронах, способные формировать дифракционно-ограниченные источники излучения с предельно малым эмиттансом и высокой яркостью. Переход к новым источникам уже реализуется на Европейском источнике синхротронного излучения ESRF EBS (Гренобль, Франция), на синхротронных комплексах MAX IV (Лунд, Швеция) и Sirius (Кампинас, Бразилия), а запущенный в 2017 году Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах European XFEL (Шенефельд, Германия) является самым мощным источником рентгеновского излучения [297–300]. В этом ключе становится особенно актуальным проект строительства синхротронных источников 4-го поколения в России, реализуемый в рамках национального проекта “Наука и университеты” в 2018–2024 годах.

В настоящее время российским научным сообществом разрабатываются совершенно новые источники, принцип генерации электромагнитного излучения которых основан на эффекте обратного комптоновского рассеяния. В отличие от синхротронов, комптоновские источники позволяют эффективно генерировать когерентное сверхжесткое рентгеновское (>100 кэВ) и гамма (>1 МэВ)-излучение высокой мощности, представляющее большой интерес как для развития фундаментальной физики, так и решения актуальных прикладных научных задач в области материаловедения и биомедицины. Новые источники излучения будут иметь огромный диагностический потенциал, открывая новые возможности исследования объектов с пикометровым пространственным и субфемтосекундным временным разрешением. Безусловно, комптоновские источники станут перспективным дополнением к синхротронам и рентгеновским лазерам на свободных электронах, позволяя значительно расширить спектр научных исследований.

4.4.1. Оптика для жесткого рентгеновского и гамма-излучения

Разработка комптоновских источников подразумевает создание нового поколения оптики, способной в полной мере раскрыть и использовать весь потенциал генерируемого ими высокоэнергетического излучения. Уникальные свойства такого излучения, выраженные в его высокой проникающей способности, мощности и когерентности, предъявляют самые серьезные требования к физико-техническим характеристикам новой оптики, ее пространственному разрешению, радиационной и термической стабильности. Все это необходимо для обеспечения возможности применения современных методов исследования на источниках комптоновского излучения. В связи с этим, преломляющая оптика представляется наиболее перспективной как для эффективного управления, подготовки и транспорта сверхжесткого рентгеновского и гамма-излучения, так и для реализации когерентных методов визуализации, а также диагностики фотонного источника.

Впервые, фокусировка рентгеновских лучей с использованием преломляющей оптики была экспериментально продемонстрирована А. Снигиревым и его коллегами в 1996 году в Европейском Центре синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция) [296]. Первая рентгеновская преломляющая линза была изготовлена в виде алюминиевой пластины с рядом из 30 цилиндрических отверстий радиусом 300 мкм, формирующих множество преломляющих поверхностей (рис. 4.12). При энергии рентгеновского излучения 14 кэВ острая фокусировка рентгеновских лучей на расстоянии 1.8 м была достигнута за счет их многократного преломления оптическими поверхностями линзы. Этот научный прорыв в области методов фокусировки рентгеновских лучей стал отправной точкой для развития современной рентгеновской преломляющей оптики.

Современная рентгеновская линза обладает двухмерным двояковогнутым параболическим профилем, который имеет радиус кривизны R (рис. 4.13). Такая линза не имеет сферических aberrаций, а параболическая форма преломляющих поверхностей позволяет изготавливать линзы с широкой физической апертурой A . Составная преломляющая линза (СПЛ), состоящая из нескольких одиночных линз, имеет фокусное расстояние F , которое может быть вычислено по формуле $F = R/2N\delta$, где N — количество одиночных преломляющих линз, δ — декремент показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ материала линзы, а β — характеристика величины поглощения рентгеновского излучения в нем. Для рентгеновской СПЛ характерным параметром также является ее эффективная апертура A_{eff} , определяющая способность СПЛ к приему и передаче падающего на нее излучения. Эффективная апертура ограничена поглощением рентгеновских лучей в материале линзы и может быть оценена как $A_{\text{eff}} = \sqrt{\lambda F \delta / \beta}$, где λ — длина волны рентгеновского излучения [293].

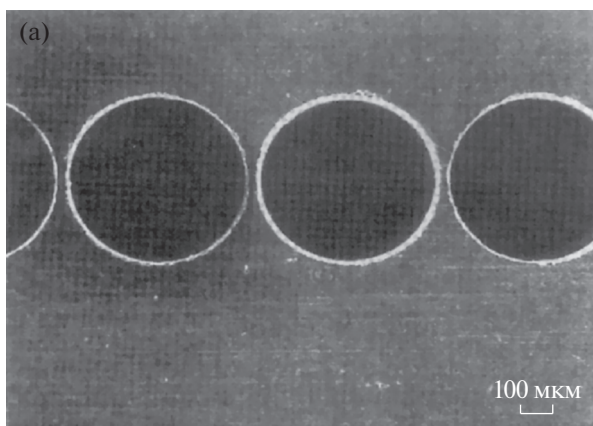


Рис. 4.12. Фотография прототипа алюминиевой преломляющей рентгеновской линзы.

Для производства рентгеновских параболических линз традиционно используются радиационно стойкие материалы, хорошо поддающиеся механической обработке. На источниках синхротронного излучения наибольшую популярность приобрела металлическая оптика, изготавливаемая из бериллия (Be) или алюминия (Al) методом принтования, в котором двояковогнутый

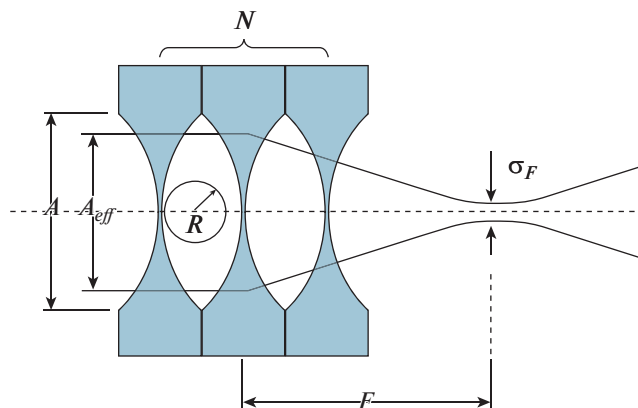


Рис. 4.13. Принципиальная схема преломляющих рентгеновских линз.

параболический профиль преломляющих поверхностей формируется в материале линзы при помощи двух стальных пуансонов, см. рис. 4.14 (а,б). Типичный радиус кривизны изготовленного таким образом параболического профиля составляет от 50 до 1000 мкм, при этом физическая апертура линзы может достигать нескольких миллиметров. Изменение количества одиночных линз в составе СПЛ, а также использование линз с подходящим радиусом кривизны, выбираемым в зависимости от условий эксперимента, позволяет варьировать ее фокусное расстояние от нескольких сантиметров до нескольких десятков метров, при этом разрешающая способность

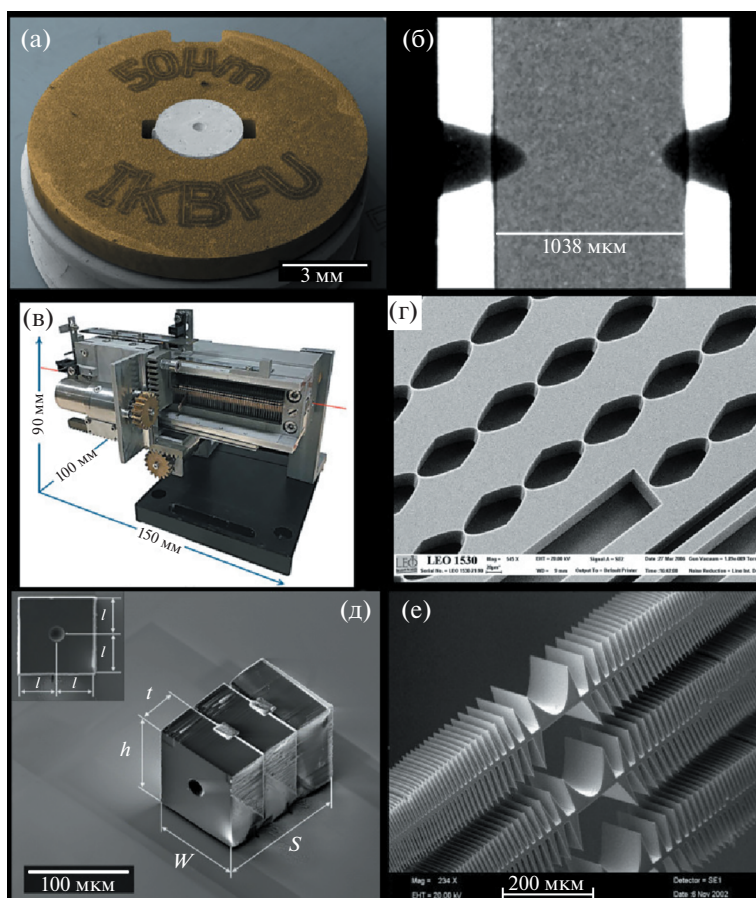


Рис. 4.14. Металлическая линза (а) и процесс ее притирания (б), рентгеновский трансфокатор (в), кремниевый чип с планарными линзами (г), алмазные микролинзы (д), киноформные линзы (е).

СПЛ σ_F может достигать 50–100 нм. Для автоматического изменения количества линз в пучке используются специальные устройства, называемые трансфокаторами [301, 302], см. рис. 4.14 (в).

Рабочий энергетический диапазон металлической преломляющей оптики, используемой на источниках синхротронного излучения, составляет от 2 до 250 кэВ [303]. Так, для достижения оптимального количества линз в СПЛ при энергии излучения до 30 кэВ обычно используют линзы, выполненные из бериллия, обладающего малым коэффициентом поглощения. В диапазоне энергий от 30 до 100 кэВ наиболее эффективными являются линзы из алюминия, который имеет больший атомный номер ($Z = 13$). В отличие от бериллия, алюминий менее прозрачен для рентгеновских лучей, однако обладает существенно большим декрементом показателя преломления. Для сверхжестких энергий более 100 кэВ применяются линзы, выполненные из более тяжелого материала — никеля (Ni). Следует отметить, что субмикронная фокусировка сверхжесткого рентгеновского излучения с использованием никелевых линз была впервые продемонстрирована в работе [304]. Для этого была изготовлена планарная никелевая СПЛ, содержащая 117 линз радиусом кривизны около 10 мкм, с применением LIGA-технологии. При выбранной энергии рентгеновского излучения 144 кэВ измеренный размер сфокусированного пятна составил 0.9 мкм, а фокусное расстояние СПЛ составило 51 см.

Поскольку декремент показателя преломления δ зависит от энергии ($\delta \sim E^{-2}$), фокусное расстояние СПЛ изменяется пропорционально ее квадрату. Это приводит к значительному увеличению количества линз в СПЛ, необходимых для формирования сфокусированного пучка на желаемом расстоянии при большей энергии. Становится очевидным, что для эффективного использования преломляющей рентгеновской оптики на новых комптоновских источниках необходима оптимизация существующих подходов и разработка новых методов транспорта и формирования генерируемых высокоэнергетических пучков. Один из перспективных подходов такой оптимизации является использование линз, выполненных из еще более тяжелых материалов, таких как платина (Pt), золото (Au), ртуть (Hg) или даже обедненный уран (U). Следует отметить, что разработка такой оптики требует дополнительных теоретических и экспериментальных исследований эффектов взаимодействия сверхжесткого и гамма-излучения с веществом.

Оптимизация параметров линз, заключающаяся в уменьшении радиуса кривизны их преломляющих поверхностей, также позволяет существенно уменьшить количество линз в СПЛ, при этом сохраняя ее фокусное расстояние. Согласно теоретическим оценкам, количество линз линейно зависит от их радиуса кривизны. Например, фокусировка гамма-излучения с энергией 1 МэВ на расстоянии 1 метр может быть выполнена с помощью 3000 никелевых линз с радиусом кривизны 50 мкм, или всего лишь 300 линз с радиусом кривизны 5 мкм.

Современные методы обработки и прецизионного микроструктурирования кремния (МЭМС-технологии) позволяют создавать одномерные составные преломляющие линзы с малым радиусом кривизны менее 10 мкм в виде планарной структуры, выполненной в пластине монокристаллического кремния, см. рис. 4.14 (г). Такие микролинзы способны фокусировать рентгеновское излучение в пятно размером несколько десятков нанометров в широком диапазоне энергий от 10 до 100 кэВ. Следует отметить, что приоритет в области разработки планарной оптики полностью принадлежит российским исследователям [305].

Сегодня также активно развивается направление алмазной рентгеновской оптики, ориентированной на новое поколение синхротронных источников, см. рис. 4.14 (д). Такая оптика имеет ряд преимуществ по сравнению с металлической оптикой: алмаз обладает высокой стойкостью к воздействию ионизирующего излучения, имеет высокую оптическую плотность, является рентгеногомогенным и рентгеноаморфным материалом (нанокристаллический алмаз), и как следствие обладает высокой эффективностью фокусировки излучения. Современные технологии микрообработки позволяют получать высокое качество оптической поверхности алмаза для приложений в широком спектре длин волн от видимого диапазона до жесткого рентгеновского излучения [306]. Алмазная оптика также представляет интерес для приложений в гамма-диапазоне и для источников с высокой тепловой и радиационной нагрузкой. Следует отметить, что преломляющая оптика идеально совместима с кристаллооптикой на основе совершенного алмаза в условиях брэгговского отражения. Наиболее перспективными будут схемы с использованием динамической фокусировки пучка плоскими и изогнутыми кристаллами [307].

Весьма перспективным оптическим элементом для высокоэнергетичных источников комптоновского излучения является киноформная линза, см. рис. 4.14 (е), сочетающая в себе конструктивные особенности как преломляющей, так и дифракционной оптики. Структура киноформной линзы представляет собой набор специально сконфигурированных зон с переменной

толщиной, каждая из которых задает определенную фазу рентгеновской волны, обеспечивающей фокусировку проходящего излучения. В отличие от традиционных составных преломляющих линз, пропускная способность которых ограничена эффективной апертурой, киноформные линзы обеспечивают намного большую эффективность фокусировки, определяемую лишь величиной их физической апертуры. Сегодня формирование точного профиля киноформной линзы с большой апертурой (до нескольких миллиметров) и высокой степенью регулярности становится возможным благодаря использованию современных подходов нанообработки материалов на основе методов литографии. Следует отметить, что киноформные линзы являются наиболее эффективными именно для сверхжесткого рентгеновского излучения, при котором чувствительность к дифракционным эффектам, возникающим на границах зон, практически полностью отсутствует. Киноформная линза с физической апертурой 1.5 мкм, состоящая из 137 одиночных линз с радиусом кривизны 22 мкм, выполненная из никеля с применением LIGA-технологии была протестирована при энергии рентгеновского излучения 212 кэВ [308]. При выбранной энергии коэффициент пропускания рассматриваемой линзы был равен 25%, при этом ее фокусное расстояние составило 4.5 м, а измеренный размер фокусного пятна не превышал 5 мкм.

Сегодня преломляющая оптика используется практически на всех исследовательских станциях синхротронных источников излучения, при этом некоторые из них практически полностью на ней основаны [309–311]. К основным преимуществам рентгеновской преломляющей оптики относятся многообразие рентгенооптических материалов, современных подходов и технологических решений изготовления, простота юстировки оптических систем на ее основе, отсутствие эффектов краевой дифракции, исключая нежелательные искажения волнового фронта пучка, а также способность эффективно работать в широком диапазоне энергий излучения. Преломляющая оптика открывает широкие перспективы для развития и применения комptonовских источников излучения. Важность дальнейшего изучения и развития преломляющей оптики обусловлена потенциалом ее применения в современных когерентных методах исследования, реализуемых с использованием жесткого рентгеновского и гамма-излучения. Развитие существующих методов анализа и расширение их аналитических возможностей, приведет к значительным научным достижениям и технологическим прорывам.

4.4.2. Диагностика источников жесткого рентгеновского и гамма-излучения

Одним из основных этапов создания новых источников является развитие методов их диагностики, позволяющих получить исчерпывающую информацию о пространственной структуре и форме источника излучения, его временной стабильности, эмиттансе и размере, а также когерентности и расходимости формируемого пучка. В основе рассматриваемых методов диагностики лежит специализированная оптика, обладающая высоким пространственным разрешением, а также радиационной и термической стабильностью. Такие строгие требования к физико-техническим параметрам данной оптики обусловлены высокой когерентностью и рекордной яркостью предлагаемых источников.

Одним из самых информативных подходов диагностики является прямой метод визуализации источника. Так, впервые предложенные и развитые методы визуализации и микроскопии на основе преломляющей оптики, могут быть использованы для формирования действительного увеличенного изображения источника [312]. Это позволяет исследовать не только форму, но и внутреннюю структуру области излучения с субмикронным пространственным разрешением. Следует отметить, что оптическая схема предлагаемого подхода достаточно компактна, при этом ее главным преимуществом для новых источников излучения, в отличие от синхротронной реализации, является возможность ее размещения в непосредственной близости от источника.

Отдельным направлением в области диагностики источника, заслуживающим особого внимания из-за малых размеров источника и, как следствие, высокой пространственной когерентности генерируемого им пучка, является развитие интерференционных или фазовых методов исследования. Прежде всего здесь следует отметить голографический метод на основе калиброванного объекта, формирующего устойчивое интерференционное поле при прохождении через него когерентного излучения. Исследование регистрируемой интерференционной картины позволяет оценить размер источника, наблюдать особенности волнового фронта проходящего пучка. Этот подход был впервые продемонстрирован на примере использования борного волокна в качестве диагностического инструмента [313, 314].

Другим примером фазовой диагностики является классический опыт Юнга, повсеместно используемый в области видимого света. В рентгеновском спектре данный подход также был реа-

лизирован при помощи специально разработанного двухщелевого интерферометра с изменяемым расстоянием между щелями [315]. Исследования, проведенные на источнике синхротронного излучения, позволили не только продемонстрировать когерентные свойства рентгеновского пучка, но и точно измерить размер самого источника.

Однако в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне длин волн применение классического опыта Юнга становится затруднительным из-за малого поглощения излучения материалом щелей. Полностью уйти от проблемы поглощения становится возможным благодаря специальным оптическим элементам представляющим собой двойное зеркало или билинзу [316–318]. В первом случае два интерферирующих пучка формируются в результате полного внешнего отражения падающего излучения от пары близкорасположенных зеркал. Из-за малой глубины проникновения жесткого излучения в материал зеркал расстояние между ними может достигать всего нескольких микрометров, что обеспечивает компактность оптической схемы для наблюдения интерференционных полос. Что касается билинзы, то она формирует два разделенных в пространстве взаимно-когерентных сфокусированных пучка, интерферирующих в области их перекрытия.

Рассматриваемые оптические элементы были предложены и изготовлены в виде планарных одномерных структур, выполненных в пластине монокристаллического кремния (на кремниевом чипе) с использованием комплекса методов его прецизионного микроstructuring (МЭМС-технологии). Высокоточное профилирование кремния позволило получить универсальный диагностический инструмент, включающий в себя как набор одиночных составных преломляющих линз для прямой визуализации пучка, так и набор двойных зеркал, билинз, или даже многолинзовых интерферометров для фазовой диагностики источника излучения [319, 320]. Отличительной особенностью планарных оптических элементов, выполненных на кремниевой пластине, является возможность ее эффективного охлаждения для обеспечения высокой термической стабильности в мощных пучках рентгеновского и гамма-излучения, генерируемого комптоновскими источниками.

Подобные структуры также могут быть выполнены и на пластине монокристаллического алмаза, обладающего наибольшей термической и радиационной стойкостью. Использование технологий механической обработки и полировки алмаза, а также технологии его микроstructuring при помощи ионных пучков, позволяет создать новое поколение двухмерных преломляющих параболических линз, а также матричных интерферометров для аксиально-симметричных источников излучения [321]. Дополнительное охлаждение алмазной оптики также не исключено.

Сегодня работы по разработке методов диагностики источника все еще носят пионерный характер и находятся на острие своего развития. Однако имеющийся в России задел, а также результаты последующих исследований в этой области позволят обеспечить превосходство разрабатываемых в России новых источников сверхжесткого рентгеновского и гамма-излучения не только в момент их создания, но и на многие годы вперед.

4.4.3. Заключение

Разработка комптоновских источников является одним из наиболее перспективных направлений в области генерации сверхжесткого рентгеновского и гамма-излучения. Рентгеновские и гамма-источники сегодня имеют широкий спектр применений в различных областях, таких как медицина, промышленность, научные исследования, обеспечение безопасности и другие. Однако сдерживающим фактором создания и развития новых методов исследования в области излучения свыше 0.2–1.0 МэВ является отсутствие специализированной оптики для таких источников. Это не позволяет в полной мере использовать весь потенциал таких источников, поскольку отсутствуют инструменты и методы управления пучками такого излучения и диагностики самого источника. Поэтому новым перспективным направлением развития комптоновских источников являются систематические исследования взаимодействия такого коротковолнового излучения с современными материалами, а также развитие методов управления пучками комптоновских источников.

Новые источники излучения дают возможность реализовать наиболее востребованные методы исследования (рентгеновскую дифракцию, рассеяние, спектроскопию, высокоразрешающую радиографию и томографию) на компактных установках. Запуск сверхъяркого комптоновского рентгеновского источника является необходимым этапом развития уникальной инфраструктурной сети установок класса “мегасайенс” в России. Особенно важно, что такой комплекс

также позволит реализовывать программу подготовки кадрового состава и будущих пользователей рентгеновского и гамма-излучения.

4.5. Фотопушки для ИКИ

4.5.1. Фотопушки для ИКИ с минимальным эмиттансом (МИФИ)

Высокочастотные фотоинжекторы с высоким темпом набора энергии являются основным источником ярких сгустков электронов для различных источников рентгеновского излучения. Накопленный опыт работы СВЧ-фотоинжекторов экспериментально доказал, что они обеспечивают генерацию сгустков с наименьшим эмиттансом и максимальной яркостью. Такие источники используются как в рентгеновских лазерах на свободных электронах, так и в компактных источниках излучения. Кроме того, они необходимы для линейных ускорителей электронов — инжекторов в лептонные коллайдеры (Super-KEK-B и проектируемый CERN FCC-ee). Наибольшие интенсивности ярких электронных сгустков были получены, в частности, в DESY на нормально проводящем ВЧ-инжекторе L-диапазона PITZ-DESY (Цойтен) [264, 322–326], являющемся испытательным стендом для фотопушек лазеров на свободных электронах FLASH и EuropeanXFEL. В инжекторе PITZ используется высокий ускоряющий градиент (около 80–100 МВ/м) на фотокатод, изготовленном из теллурида цезия (Cs₂Te). Последующие ускоряющие ячейки и соленоид для компенсации пространственного заряда позволяют управлять пучком с высоким зарядом в сгустке до 4 нКл при энергии пучка около 7 МэВ. На PITZ был получен проектный нормализованный эмиттанс для EuropeanXFEL: 0.9 мм мрад для заряда 1 нКл/сгусток. Однако было экспериментально показано, что классическая одночастичная модель фотоэмиссии перестает работать при таком заряде в сгустке. В частотности, экспериментально измеренный поперечный эмиттанс оказался примерно на 20% выше, чем было предсказано в ходе численного моделирования, проведенного с использованием программы ASTRA (разработан в DESY К. Флоттманном, для моделирования динамики в секциях с фотокатодом использует классическую одночастичную модель фотоэмиссии), при этом эмитированный заряд оказывается на 30–40% выше предсказанного. Аналогичные результаты были получены и в ходе разработки фотоинжектора для Будущего циклического коллайдера CERN FCC-ee [327]. После всех проведенных исследований динамики пучка в новом инжекторе для FCC-ee, выполненных с использованием программ BEAMDULAC [328–330] и ASTRA [331], был сделан один важный и неутешительный вывод: современные модели для расчета динамики пучка в фотопушках не дают полностью корректных результатов, так как все модели инжекции используют заданное начальное распределение пучка (Гауссово, Капчинского–Владимирского и т.д.). Дальнейшая оптимизация работы инжектора с точки зрения увеличения заряда пучка и одновременно уменьшения его поперечного эмиттанса требует, в первую очередь, детального понимания и прямого моделирования процесса фотоэмиссии. Задача становится еще более сложной при наличии очень сильных внешних ВЧ-полей и пространственного заряда. “Одночастичная теория” фотоэмиссии довольно хорошо развита [332, 333] и, в основном, основана на трехступенчатой модели. Эта модель включает в себя [332]:

1. поглощение лазерных фотонов в объеме материала катода и возбуждение изотропно распределенных фотоэлектронов;
2. перемещение возбужденных фотоэлектронов к поверхности с неупругим и изотропным рассеянием на решетке;
3. собственно эмиссия, которая определяется вероятностью прохождения над барьером.

Расчет и оптимизация источников электронов высокой яркости в основном выполняется с помощью численного моделирования. Для этого доступно несколько пакетов программ. Наиболее часто динамика частиц моделируется в квазистатическом приближении для электромагнитных полей. Поле пространственного заряда рассчитывается методом последовательных приближений, когда оно определяется для покоящегося сгустка, а затем с помощью преобразования Лоренца в лабораторной системе координат силы, действующие на частицы, положение частиц и их импульсы корректируются в каждом временном шаге моделирования. Этот подход используется в таких программах, как Astra, Parmela, Impact-T, GPT, Michelle и многих других.

Хотя программы, упомянутые выше, доступны для моделирования динамики пучка, до сих пор не существует общепринятой численной модели, включающей процесс фотоэмиссии в полном электродинамическом подходе. Это означает, что изначально невозможно предсказать ток пучка, создаваемый фотокатодом для различных условий работы инжектора. В последние годы в МИФИ был выполнен цикл работ, позволивших объяснить некоторые экспериментальные ре-

зультаты. Так, с использованием новой версии программы “СУМА” [334–338] было объяснено увеличение извлекаемого из фотокатода заряда при длительном (5–10 пс) лазерном импульсе, наблюдавшееся экспериментально на DESY-PITZ, а также рост эмиттанса пучка относительно расчетного значения [339, 340]. Оно обусловлено влиянием пространственного заряда формирующегося сгустка на электроны проводимости, остающиеся в полупроводнике. Также было показано, что длительные импульсы могут приводить к обеднению полупроводника электронами проводимости, что приводит к снижению эмиссионной способности катода на порядок из-за низкой подвижности электронов в полупроводниковом слое и на границе металл–полупроводник. Данные работы необходимо продолжать, так как точное знание динамики пучка, особенно в прикатодной области при низкой энергии, будет определять параметры сгустков в процессе ускорения и, в конечном счете, параметры потока фотонов.

Также важное значение для эффективной работы фотопушек имеет выбор материала катода. Металлические (медные или молибденовые) катоды при большом сроке службы и высокой стабильности параметров сгустков не могут конкурировать с полупроводниковыми по величине извлекаемого заряда [341]. Это очевидно, так как квантовая эффективность металлических катодов на несколько порядков ниже, чем у полупроводниковых. Вместе с тем, полупроводниковые катоды капризны, требуют очень высокого (до 10–11 атм) уровня вакуума и специальных условий для хранения и замены. Также срок их службы в десятки раз ниже, чем у металлических. В России в РФЯЦ ВНИИЭФ и ИЯФ СО РАН много лет ведутся работы с фотокатодами из цезия, которые уступают по квантовой эффективности используемым в DESY, SLAC, KEK и других лабораториях катодам из Cs₂Te [342], о других подобных работах не известно.

Отдельно необходимо выделить работы, проводимые в ИПФ РАН по алмазным фотокатодам [343, 344]. Экспериментальные данные подтверждают, что такие фотокатоды позволяют генерировать сгустки с зарядом до 1 нКл, что позволяет им занять промежуточное положение между полупроводниковыми и металлическими фотокатодами. Вместе с тем, алмазные катоды стабильны, гораздо менее чувствительны к вакуумным условиям, имеют очень высокую теплопроводность. Это делает очень перспективным их применение в фотопушках, в том числе — в составе источников комптоновского излучения.

4.5.2. Исследование режимов работы СВЧ-пушки с фотокатодом (МГУ)

Яркие релятивистские электронные пучки, т.е. пучки с большим зарядом и малой длительностью сгустка, малым энергетическим разбросом и малым поперечным эмиттансом, с энергией от единиц МэВ и выше играют исключительно важную роль в современной ускорительной физике и технике. В частности, для комптоновского источника интенсивность, яркость и ширина энергетического спектра генерируемого излучения непосредственно зависят от перечисленных характеристик электронного пучка. В этой связи, выполнение НИР, направленной на исследование характеристик пучка СВЧ-пушки с фотокатодом в зависимости от режимов работы системы СВЧ-питания, соленоида и лазерной системы является одним из ключевых условий создания комптоновских источников рентгеновского и гамма-излучений.

В ходе выполнения НИР будут проведены:

- измерение характеристик основных элементов источника электронов на основе СВЧ-пушки, в том числе, холодные измерения и настройка СВЧ-параметров пушки, измерение распределения поля соленоида, настройка и измерение характеристик систем СВЧ-питания низкого и высокого уровня мощности, настройка и измерение характеристик системы синхронизации, настройка и измерение характеристик лазерной системы, настройка и измерение характеристик системы диагностики пучка, отладка системы контроля и управления;
- измерение характеристик пучка СВЧ-пушки, в том числе, эмиттанса, энергии и энергетического разброса, заряда и длительности сгустков, в зависимости от:
 - уровня ускоряющего поля;
 - положения лазерного импульса относительно максимума ускоряющего поля;
 - энергии, длительности и формы лазерного импульса, размера пятна лазерного излучения на катоде;
 - величины магнитного поля соленоида;
 - состояния и способа обработки поверхности фотокатода.

В ходе выполнения НИР при создании стендов будет использовано оборудование, приобретаемое МГУ в рамках субсидий по различным программам. В результате выполнения работы бу-

дуг определены оптимальные режимы работы СВЧ-пушки для различных зарядов сгустков, проведено сравнение измеренных характеристик пучка с расчетами по различным программам, подготовлен отчет.

4.6. Прецизионная диагностика пучка

Эффективность работы СИ и ЛСЭ определяется не только минимизацией поперечных размеров пучков, но и минимизацией их продольных размеров. Для этого используются всевозможные компрессоры продольного размера, которые важно контролировать.

Стрик-камера — коммерчески доступный прибор — позволяет измерять длину электронных сгустков от 0.1 мм и больше (т.е. с длительностью более 0.3 пикосекунды). Стрик-камера регистрирует оптическое излучение, генерируемое электронным сгустком через какой-либо излучательный механизм (черенковское излучение, переходное излучение, синхротронное излучение). Световой импульс, взаимодействуя с фотокатодом, преобразуется в поток вторичных электронов, которые, проходя через электрическое поле, отклоняются в поперечном направлении и регистрируются, например, сцинтиллятором и ССД-камерой. Таким образом, из размера изображения можно получить информацию о длине сгустка.

Временное разрешение стрик-камеры не превышает 0.2 пс [345], что может быть достаточно для синхротронов, и некоторых других ускорительно-излучательных установок. В первом приближении такая точность является достаточной для пучка ИКИ, но только в части уже развитой физики и технических решений; перспективные разработки, в области суб-пико- и фемтосекундных длительностей для диагностики пучков таких ускорителей, как лазеры на свободных электронах, включая инжектор ЛСЭ, для перспективных схем ИКИ, прорывных для реализации когерентного режима рентгеновского излучения на компактных установках типа ИКИ МИФИ или ИКИ МГУ, потребуют выхода за рамки пикосекундной диагностики.

Рассмотрим некоторые схемы диагностики, перспективные для диагностики суб-пикосекундных и фемтосекундных релятивистских электронных сгустков.

Трансформация фазового объема с помощью резонатора. В этом методе электроны в сгустке, проходя через резонатор, в котором поле направлено перпендикулярно скорости, испытывают смещение в поперечном направлении. Величина этого смещения определяется напряжением на резонаторе, длиной волны СВЧ-поля и фазой, зависящей от момента влета сгустка в резонатор. Выбирая параметры резонатора можно “развернуть” сгусток с поперечным размером и продольным вокруг оси, перпендикулярной СВЧ-полю и скорости электронов. Если угол поворота будет равен 90 градусов, то на выходе резонатора поперечный размер сгустка будет определяться среднеквадратичным продольным размером сгустка, который измеряется стандартными методами определения профиля пучка, например, с помощью оптического переходного излучения. Разрешение этого метода определяется напряжением на резонаторе и характеристиками ускорителя и может достигать уровня менее 0.01 пс [346], которое было достигнуто на ускорителе LCLS. Следует также отметить, что данный метод — разрушающий, поскольку требует существенного изменения свойств электронного пучка в процессе его измерения.

Возможна реализация как минимум двух методов, реализующих неразрушающую диагностику. Электрооптический метод, в англоязычной литературе часто называемый *electrooptical sampling*, основан на оптических измерениях характеристик линейно-поляризованного лазерного излучения, которое проходит через двулучепреломляющий кристалл, коэффициенты преломления у которого искажаются кулоновским полем пролетающего вблизи кристалла сгустком. Метод чрезвычайно сложен в технической реализации. В эксперименте [347] авторы использовали данный метод для измерения длины сгустков ускорителя FELIX с энергией 50 МэВ и зарядом 0.3 нК, с применением двулучепреломляющего кристалла ZnTe толщиной 0.5 мм. Измеренная длительность сгустка в 650 фсек хорошо совпала с результатами независимых измерений. Более того, потенциально (см. например, [348]), данный метод может давать разрешение и на уровне нескольких десятков фемтосекунд, причем в том числе и для диагностики отдельных сгустков.

Невозмущающая диагностика на основе излучения Смита—Парселла. Один из активно сегодня исследуемых и развиваемых методов диагностики продольного профиля электронных сгустков основан на измерении спектра когерентного излучения сгустка через какой-либо излучательный механизм с последующей реконструкцией профиля. В зависимости от вида излучения, эта диагностика может быть возмущающей (разрушающей), например, в ОТР-мониторах, т.е. мониторах оптического переходного излучения, а может быть и неразрушающей, как в мониторах на основе дифракционного излучения, и излучения Смита—Парселла. Спектр когерентного

излучения Смита–Парселла (ИСП), измеренный для различных углов, состоит из набора квази-монохроматических линий, который несет информацию о продольном распределении сгустка. В большинстве случаев это распределение хорошо описывается гауссовским законом. Однако на практике продольный профиль сгустка может отличаться от гауссовского и в этом случае форм-фактор необходимо вычислять. Стандартно для этого принято пользоваться обратным Фурье-преобразованием, что основано на использовании явного вида форм-фактора из синхротронного излучения. Однако, как нами было показано [349], такой подход, вообще говоря, неверен: в случае излучения Смита–Парселла когерентный форм-фактор не совпадает с Фурье-образом функции распределения электронов в пучке. Отличие следует выяснять в конкретных расчетах для конкретных пучков. Это требует более аккуратных вычислений, чем обычно предпринимаются исследователями в этой области, и возможно, неучет данного обстоятельства служит дополнительным источником неточности, который притом легко устранить, пользуясь корректными формулами.

Другим интересным и практически важным выводом фундаментальных исследований, в т.ч. изложенным в работе [349], является теоретическая возможность проводить диагностику одного из поперечных размеров пучка по некогерентному излучению. Эта возможность открывается существованием так называемого некогерентного форм-фактора, несущего информацию о поперечном размере пучка в направлении, перпендикулярном мишени, и физически объясняется экспоненциальным законом затухания Фурье-образа кулоновского поля релятивистской заряженной частицы в поперечном направлении: именно учет данного явления при усреднении по электронному сгустку и приводит к существованию поперечного некогерентного форм-фактора.

Следует отдельно отметить замечательную черту диагностики на основе эффекта или излучения Смита–Парселла: это не только метод невозмущающей диагностики, но он же и обеспечивает возможность так называемой *single shot*-диагностики — то есть диагностики отдельных банчей. Практически, конкурентным данному методу является только электрооптическая диагностика, которая много дороже и намного сложнее технически. Более того, последние исследования в этой области создали физико-математическую базу для осуществления диагностики на основе излучения Смита–Парселла сразу двух размеров электронного сгустка: например, продольного и одного из поперечных, или двух разных поперечных. Это становится возможно при применении в качестве мишеней двумерных фотонных кристаллов, имеющих два периода в разных направлениях: именно наличие двух периодов приводит к возможности присутствия в дифракционных паттернах информации о сразу двух размерах электронного пучка. Фундаментальная база для этих исследований создана в нескольких теоретических [267, 350–354] и экспериментальных работах, на 6 МэВ-ном микротроне ТПУ [266] и 7 МэВ-ном инжекторе КЕК LUCX [355], причем экспериментальные результаты с высокой точностью подтвердили теоретические.

Возможность проводить диагностику сразу двух размеров пучка имеет значение, например, в контексте того, что электронные пучки современных синхротронов существенно асимметричны, обладают заметно различными размерами в поперечном сечении (не говоря уже о сравнении поперечного и продольного сечения). Хотя невозмущающая диагностика на основе дифракционного и смит-парселловского излучения обычно на кольцевых машинах не применяется, тем не менее первые практические исследования такого рода уже были недавно проведены на накопительном кольце Cornell Electron Storage Ring для 2.1 ГэВ электронного пучка, показав что данный метод, хоть и сопряжен с немалыми трудностями в условиях кольца (большая фоновая нагрузка радиационного фона внутри кольца, поперечная динамика и неустойчивость пучка), но вполне работоспособен [356]. Что же до точности диагностики, недавние исследования на родственном для излучения Смита–Парселла дифракционном излучении показали, что доступен и уровень точности в несколько десятков фемтосекунд [357].

Кроме указанных выше, заметим, что некоторыми исследовательскими коллективами, как зарубежными, так и российскими, излучение Смита–Парселла сегодня рассматривается как единственный кандидат на реализацию сверхцели: трехмерной невозмущающей диагностики отдельных релятивистских и ультрарелятивистских сгустков, в том числе сверхкоротких, от субпико до фемто- и даже субфемтосекундных. На данный момент эта задача остается нерешенной, и наши результаты по измерению сразу двух размеров сгустка — заметный шаг на пути к решению этой проблемы. При этом данный тип излучения на практике исследуется для диагностики электронных пучков в очень широком диапазоне энергий, от энергий инжекторов в 6–8 МэВ до энергии накопительных колец в 1–3 ГэВ, и вплоть до энергий рентгеновских ЛСЭ в десятки ГэВ.

4.7. Методические разработки для обратного комптоновского рассеяния

4.7.1. Обратное комптоновское рассеяние в ИЯФ СО РАН

Обратное комптоновское рассеяние (ОКР) применяется в ИЯФ СО РАН с 1980-х годов для решения различных задач. До модернизации на коллайдере ВЭПП-4 проводились эксперименты по фотоядерной физике, в частности, фотоделение актинидов комптоновскими квантами с энергиями в районе нескольких сотен МэВ [358]. Кроме того, некоторое время работал измеритель спиновой поляризации (поляриметр) электронного пучка ВЭПП-4. После модернизации на коллайдере ВЭПП-4М некоторое время продолжались аналогичные эксперименты по фотоделению различных ядер: [359–361]. Все эти эксперименты проводились в сотрудничестве с различными лабораториями, работающими в области фотоядерной физики, прежде всего Лабораторией фотоядерных реакций Института ядерных исследований РАН.

Среди экспериментов с использованием непосредственно пучка комптоновских фотонов были эффекты нелинейной квантовой электродинамики: измерение сечения дельбрюксовского рассеяния [362] и первое в мире наблюдение расщепления фотона в поле атомного ядра [363]. Проводились метрологические исследования: калибровка энергии и разрешения жидкокритического калориметра детектора КЕДР [364] и CsI(Tl) калориметра детектора BELLE [365].

Обратное комптоновское рассеяние стало отличным инструментом для измерения энергии пучков релятивистских электронов и позитронов. Один метод основан на измерении максимальной энергии рассеянных гамма-квантов в диапазоне энергий несколько МэВ детектором из сверхчистого германия (HPGe) с энергетическим разрешением порядка 0.1% в диапазоне до примерно 6 МэВ и прецизионной калибровкой энергетической шкалы с помощью известных линий гамма-активных радиоизотопов. Здесь используются лазеры инфракрасного диапазона, например, с активными средами CO₂ (10.5 мкм), CO (5 мкм) и Nd:YAG (1064 нм), и измеряются энергии электронов/позитронов примерно до 2000 МэВ. Такие мониторы энергии были построены на коллайдерах ВЭПП-4М [366], ВЭПП-2000 [367, 368] и ВЕРС-II (Пекин) [369, 370] (последние два действуют в настоящее время), для прецизионного измерения масс и ширин адронных резонансов, на накопителе ВЭПП-3 [371] в экспериментах по e^+p -рассеянию.

В другом методе комптоновское рассеяние используется для определения степени поперечной спиновой поляризации (или резкого изменения поляризации) пучка электронов. Спины электронов в накопителе прецессируют вокруг направления ведущего поля с частотой

$$\Omega_s = \omega_r \left(1 + \frac{E}{mc^2} \frac{\mu'}{\mu_0} \right). \quad (4.4)$$

Если пучок поляризован, то есть, спины направлены преимущественно в одну сторону, то разрушить ее можно воздействуя на пучок электромагнитным полем с частотой-комбинацией частоты спиновой прецессии и гармоники частоты обращения. Принцип метода резонансной деполяризации заключается в плавном линейном изменении этой частоты и одновременном наблюдении наличия или степени поляризации, пока поляризация скачком не исчезнет. Метод позволяет измерять энергию пучка с рекордной точностью порядка 10^{-6} [372]. Пучок обычно поляризуется по механизму Соколова–Тернова, а разрушение поляризации наблюдают по интенсивности тушековского рассеяния (при низких, до 2 ГэВ, энергиях) или по пространственной асимметрии комптоновского рассеяния лево- и правополяризованного лазерного света на поперечно-поляризованных электронах. В данный момент вводится в эксплуатацию установка “Лазерный поляриметр” на коллайдере ВЭПП-4М [373, 374], который будет использоваться в эксперименте по прецизионному измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона.

Детектор КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М включает систему регистрации рассеянных электронов — спектрометр, встроенный в магнитную систему накопителя, измеряющий энергии электронов и позитронов, потерявших от 2% до 60% своей энергии. Он предназначен для определения масс и ширин С-четных резонансов, родившихся в детекторе КЕДР в результате двухфотонных процессов ($e^-e^+ \rightarrow Xe^-e^+$) независимо от детектора КЕДР. С одной стороны, энергетическая калибровка системы регистрации осуществляется с помощью комптоновского рассеяния от двух лазеров (1064 нм и 532 нм): электроны/позитроны с минимальной энергией непосредственно регистрируются наиболее важной частью системы [375]. Остальные подсистемы калибруются с помощью мечения электронов/позитронов от тормозного излучения по энергии фотона, зарегистрированного в ВГО-калориметре, а сам калориметр калибруется по краям спектра фотонов от комптоновского рассеяния и тормозного излучения [376]. С другой стороны,

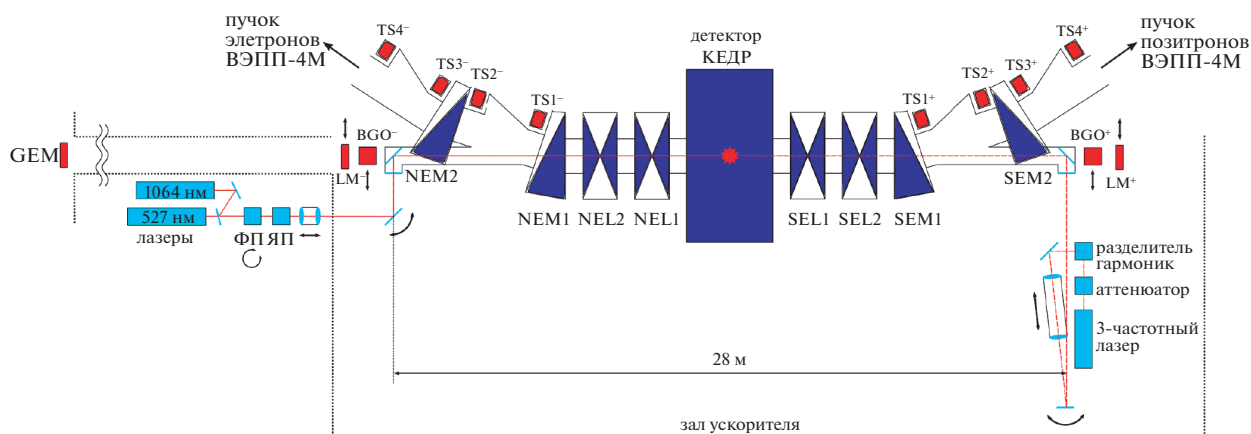


Рис. 4.15. Схема установки РОКК-1М: GEM — координатный детектор фотонов на основе газового электронного умножителя, LM* — мониторы светимости, BGO* — калориметры, TS* — детекторы системы регистрации рассеянных электронов, NEM* и SEM* — дипольные магниты, NEL* и SEL* — квадрупольные линзы, ФП — фазовая пластинка $\lambda/4$, ЯП — ячейка Пококельса.

система регистрации рассеянных электронов по сути является системой мечения реальных (как и виртуальных в двухфотонных процессах) фотонов по энергии электронов отдачи, которая использовалась в некоторых перечисленных выше экспериментах и может в дальнейшем использоваться.

В настоящее время на коллайдере ВЭПП-4М работает установка РОКК-1М, в рамках которой осуществлялись указанные выше эксперименты. Ее современное состояние для измерения поляризации электронов и комптоновской калибровки системы регистрации РЭ изображено на рис. 4.15.

Таким образом, ИЯФ СО РАН имеет обширный опыт в экспериментах с обратным комптоновским рассеянием. Применялись импульсные и непрерывные лазеры промышленного производства небольших мощностей и относительно простые оптические системы. Как следствие — небольшие потоки гамма-квантов, не более 10^5 фотонов в секунду в полном спектре (но большие потоки не всегда необходимы). Комптоновские эксперименты в ИЯФ СО РАН были и остаются высоко автоматизированы: например, измерение энергии пучка по краю комптоновского спектра и комптоновская калибровка системы регистрации РЭ не требуют постоянного присутствия оператора в течение недель. Радикальное увеличение мощности излучения с помощью резонаторов — компетенция, которой нет в ИЯФ. Кроме того, в ИЯФ СО РАН не было и нет собственной программы фотоядерных исследований.

4.7.2. Возможности для комптоновской программы на ВЭПП-4М и БЭП

К недостаткам комплекса ВЭПП-4 можно отнести его почтенный возраст, относительно небольшой электронный ток и “грязную” вакуумную камеру, из-за чего зеркала для ввода излучения быстро деградируют, покрываясь углеродным слоем. На накопителе БЭП инфраструктуры в настоящее время нет. Однако, освободившееся от старой системы инжекции помещение может быть использовано для проведения экспериментов с выведенным пучком. Преимуществами БЭП являются: большой ток электронов и новая “чистая” вакуумная камера. Существует возможность организовать непрерывное прецизионное измерение энергии электронного пучка методом обратного комптоновского рассеяния [367, 368, 370].

Базовым параметром пучка гамма-квантов является энергетический диапазон, так как именно он определяет смысл проведения тех или иных экспериментов. В таблице 4.2 приведено сравнение возможных комбинаций накопителей ВЭПП-4М и БЭП с распространенными лазерами.

Для оценки вероятности W -рассеяния электрона на встречном лазерном излучении есть простые формулы:

$$\begin{aligned} \text{непрерывный лазер: } W &\simeq \frac{P}{P_c}, \\ P_c &= \frac{\hbar c^2}{\sigma_T} \simeq 0.7 \times 10^{11} \text{ Вт}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \text{импульсный лазер: } W &\simeq \frac{E / z_R}{U_c}, \\ U_c &= \frac{\pi \hbar c}{\sigma_T} \simeq 1.5 \text{ Дж/мм}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

В формулах (4.5) и (4.6) P — мощность непрерывного лазерного излучения, E — энергия лазерного импульса, z_R — рэлеевская длина, σ_T — томсоновское (или комптоновское) сечение. В обеих формулах подразумевается, что электрон распространяется по оси гауссова лазерного пучка навстречу ему. В формуле (4.5) также имеется в виду, что длина области взаимодействия больше z_R , а в формуле (4.6) — что длина импульса меньше z_R .

Так например, если миллиампер электронного тока проходит через встречное сфокусированное излучение непрерывного лазера мощностью в один ватт, поток рассеянных фотонов примерно равен $9 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, а полный поток $\dot{N} \simeq 10^5 \times P[\text{Вт}] \times I[\text{мА}]$. Для 100 Вт лазерной мощности, которые “увидит” пучок электронов, поток рассеянных фотонов составит $\simeq 5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ на ВЭПП-4М и $\simeq 5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ на БЭП. Длительность фотонного импульса при лобовой встрече определяется длиной электронного сгустка.

Таким образом, имеющийся опыт и существующие накопители электронов (ВЭПП-3, ВЭПП-4М и БЭП) позволяют в достаточно короткие сроки (год или около того) подготовиться к проведению таких экспериментов в области ГДР и более высоких энергий. Разработка программы экспериментов и ее реализация возможны только при организации полноценного и долгосрочного сотрудничества с лабораториями, занимающимися ядерной физикой.

Таблица 4.2. Сравнительные характеристики двух накопителей и трех распространенных длин волн лазерного излучения. В скобках энергия гамма-кантов указана в процентах от энергии электронов пучка

ВЭПП-4М ($I_e \lesssim 50 \text{ мА}$)		
Энергия частиц	МэВ	МэВ
Электроны E_0 от и до	1500	6000
Диапазон мечения	30–915	120–3660
Максимальная энергия рассеянных фотонов:		
$\lambda_0 = 0.532 \text{ мкм}$	76 (5.1%)	1058 (18%)
$\lambda_1 = 1.064 \text{ мкм}$	39 (2.6%)	580 (9.6%)
$\lambda_2 = 10.61 \text{ мкм}$	4 (0.3%)	63 (1.0%)
БЭП ($I_e \lesssim 500 \text{ мА}$)		
МэВ	МэВ	
250	1000	
нет	нет	
Максимальная энергия фотонов		
2.21 (0.88%)	34.5 (3.44%)	
1.11 (0.44%)	17.5 (1.75%)	
0.11 (0.04%)	1.79 (0.18%)	

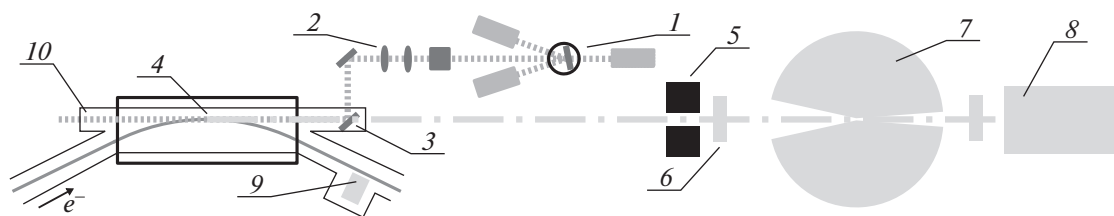


Рис. 4.16. Концепция комптоновского источника на синхротроне СКИФ. Оптические пути и размеры не в масштабе. 1 — лазеры, 2 — фокусирующая и поляризационная оптика, 3 — система ввода излучения в вакуумную камеру накопителя, 4 — промежуток встречи, 5 — коллиматоры, 6 — вето-счетчик и/или фильтрующие магниты, 7 — мишени и детекторы частиц, 8 — электромагнитный калориметр и вето-счетчик, 9 — система мечения, 10 — фланец с прозрачным окном для диагностики лазерного излучения и организации оптического резонатора.

4.7.3. Проект источника комптоновских фотонов на СКИФ

Сибирский кольцевой источник фотонов (СКИФ) [377] — строящийся в г. Кольцово Новосибирской области специализированный источник синхротронного излучения поколения “4+”. Параметры основного кольца-накопителя, такие как энергия пучка 3 ГэВ, сверхмалый горизонтальный эмиттанс около $72 \text{ пм} \cdot \text{рад}$, большой ток пучка 400 мА, позволяют создать на его основе эффективный источник комптоновских фотонов. Он задуман как станция общего пользования, подобная другим пользовательским станциям синхротронного излучения, не нарушающая режим работы и параметры пучка накопителя.

При использовании хорошо освоенных технологий мощных лазеров на Nd:YLF (или Nd:YAG) на 1, 2, 4 гармониках и CO_2 можно получать комптоновские фотоны с максимальными энергиями от 16 МэВ до 530 МэВ. Так как частота следования сгустков в накопителе СКИФ составляет почти 400 МГц, то для комптоновского взаимодействия предполагается использовать лазеры, работающие в непрерывном режиме. Место фотон-электронного взаимодействия находится в мягком диполе суперпериода магнитной структуры. Расчеты дают скорость счета комптоновских квантов около 30 МГц на каждый ватт непрерывной лазерной мощности. Скорость счета ограничена сверху системой инжекции на уровне 200–400 МГц (при потере рассеянных электронов).

Сверхмалый эмиттанс накопителя СКИФ позволяет эффективно использовать монохроматизацию гамма-квантов при их коллимации. Так как энергия накопителя СКИФ не перестраивается, в качестве основного метода определения энергии фотона предусмотрены системы мечения фотонов по энергии рассеянных электронов с разрешением порядка 0.6% энергии гамма-кванта. Две системы мечения внутри вакуумной камеры должны располагаться в следующих секциях того же суперпериода накопителя, одна предназначена для мечения гамма-квантов с энергиями до 350 МэВ, другая — до 530 МэВ.

Доступный диапазон энергий гамма-квантов от десятков МэВ до 500 МэВ позволяет исследовать такие процессы как фотоделение ядер, дельбрюковское рассеяние и расщепление фотона в поле тяжелых ядер, фоторождение пионов, гиперядер и N- и Δ -барионов, а также проводить калибровку различных детекторов, применяемых в физике высоких энергий. Множественность комптоновских фотонов на один электронный сгусток меньше единицы, хорошая монохроматизация и малый угловой размер пучка позволит здесь добиться успехов. В диапазоне энергий до 16 МэВ с углекислотным лазером можно исследовать фотоядерные реакции в области гигантского дипольного резонанса и ниже: тонкая структура ГДП, абсолютные сечения, пигми-резонансы и т.д. Рассеянные электроны в этом случае остаются в энергетической апертуре накопителя, и не попадают в систему мечения, но позволяют поднять мощность лазерного излучения. В качестве первого демонстрационного эксперимента предлагается провести измерение абсолютных сечений фотоделения актинидов, где до сих пор есть расхождения нескольких экспериментов как между собой, так и с теорией [378].

Для комптоновского источника НЦФМ данная установка может быть полезна в качестве площадки для отработки различных технологий, учитывая, возможно, более раннюю дату начала ее работы: оптические системы, автоматизация, система мечения, детекторы, коллиматоры. В обратную сторону также возможен обмен опытом и технологиями. Но для полноценных экс-

периментов по фотоядерной физике необходимы соответствующие специалисты, которых на данный момент практически нет в ИЯФ СО РАН.

5. ПРОЧИЕ ВОПРОСЫ

5.1. Сравнение ИКИ НЦФМ с мировыми аналогами

Сравнение нескольких работающих и создающихся ИКИ для ядерной фотоники приводится в таблице 5.1. Предполагается что в области ядерной фотоники ИКИ НЦФМ должен дать интенсивности фотонов на 1–2 порядка превышающие доступные в мире на сегодняшний день.

Таблица 5.1. Существующие и перспективные комплексы ИКИ для ядерной фотоники

Название	Место	Статус	E_γ (МэВ)	ΔE_γ (%)	I_γ (фот./с)
NewSubaru (SPRING8)	Япония	работает	0–76	1.2	$\sim 10^5$
HIγS	США	работает	0–100	0.8–10	$\sim 10^7$
ELI-NP (VEGA)	Румыния	проект	0.2–19.5	0.5	$\sim 10^8$
НЦФМ Ц НИИЯФ	Россия	проект	0–40	0.5	$\sim 10^7$
ИКИ НЦФМ	Россия	проект	0–500	0.5	$\sim 10^{10} - 10^{11}$

5.2. Коллаборация ИКИ НЦФМ

Национальный центр физики и математики, Саров

А.М. Сергеев, академик РАН, профессор, доктор ф.-м.н., научный руководитель

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики “РФЯЦ-ВНИИЭФ”, Саров

Н.В. Завьялов, член-корр. РАН, доктор ф.-м.н., директор Института ядерной и радиационной физики.

И.А. Карпов

А.М. Подурец

С.Ф. Разиньков

И.А. Спирин

М.В. Таценко

Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

М.Н. Ачасов, профессор РАН, доктор ф.-м.н., в.н.с.

Н.А. Винокуров, член-корр. РАН, доктор ф.-м.н., профессор, г. н. с.

В.В. Каминский, кандидат ф.-м.н., с.н.с.

А.Е. Левичев, член-корр. РАН, доктор ф.-м.н., зам. директора

П.В. Логачев, академик РАН, доктор ф.-м.н., директор

О.И. Мешков, доктор ф.-м.н., заведующий сектором

А.И. Мильштейн, доктор ф.-м.н., профессор, г.н.с.

Н.Ю. Мучной, профессор РАН, доктор ф.-м.н., в.н.с.

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобелыцына МГУ, Москва

Э.Э. Боос, член-корр. РАН, профессор, доктор ф.-м.н., директор

Д.А. Бобылев, аспирант

М.А. Борисов, аспирант

В.В. Варламов, доктор ф.-м.н., профессор, г.н.с.

А.Н. Васильев, доктор ф.-м.н., зав. лабораторией

А.Н. Ермаков, кандидат ф.-м.н., в.н.с.

А.А. Кузнецов, кандидат ф.-м.н., с.н.с.

Ю.В. Попов, доктор ф.-м.н., с.н.с., совм.: с.н.с. ЛТФ ОИЯИ
Т.Ю. Третьякова, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Н.Ю. Фурсова, аспирант
В.В. Ханкин, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
В.И. Шведун, доктор ф.-м.н., профессор, г.н.с.
А.А. Шемухин, кандидат ф.-м.н., зав. лабораторией
Д.С. Юров, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Н.Г. Чеченин, доктор ф.-м.н., профессор, зав. отделом
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
Р.В. Волков, кандидат ф.-м.н., н.с.
К.А. Иванов, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Ф.В. Потемкин, доктор ф.-м.н., доцент
А.Б. Савельев-Трофимов, доктор ф.м.н., профессор
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Б.Ю. Шарков, академик РАН, профессор, доктор ф.-м.н., г.н.с.
Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна
Л.В. Григоренко, член-корр. РАН, профессор, доктор ф.-м.н., г.н.с.
А.С. Фомичев, доктор ф.-м.н., в.н.с.
П.Г. Шаров, кандидат ф.-м.н., н.с.
М.С. Хирк, м.н.с.
Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна
Г.Г. Адамян, доктор ф.-м.н., в.н.с.
А.В. Андреев, кандидат ф.-м.н., ученый секретарь
Н.В. Антоненко, доктор ф.-м.н., заместитель директора лаборатории по научной работе
Н.Н. Арсеньев, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
А.Н. Безбах, кандидат ф.-м.н., н.с.
А.И. Вдовин, доктор ф.-м.н., г.н.с.
В.В. Воронов, доктор ф.-м.н., г.н.с.
А.А. Джигоев, доктор ф.-м.н., начальник сектора
Р.В. Джолос, доктор ф.-м.н., г.н.с.
Ш.А. Каландаров, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Е.А. Коваль, кандидат ф.-м.н., н.с.
Е.В. Мардыбан, кандидат ф.-м.н., м.н.с.
В.С. Мележик, доктор ф.-м.н., в.н.с.
А.К. Насиров, доктор ф.-м.н., в.н.с.
В.О. Нестеренко, доцент, доктор ф.-м.н., в.н.с.
Н.А. Рахмати, PhD, с.н.с.
И.С. Рогов, кандидат ф.-м.н., м.н.с.
А.П. Северюхин, кандидат ф.м.н., с.н.с.
А.И. Титов, доктор ф.-м.н., г.н.с.
П. Хория, PhD, с.н.с.
С. Шадмехри (S. Shadmehri). Ph.D., с.н.с.
Т.М. Шнейдман, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва
Т.В. Бондаренко, кандидат ф.-м.н., вед. инженер
П.В. Борисюк, доктор ф.-м.н., зав. кафедрой
М.А. Гусарова, кандидат т.н., доцент
В.С. Дюбков, кандидат ф.-м.н., доцент
Ю.Д. Ключевская, кандидат т.н., доцент
М.В. Лалаян, кандидат т.н., доцент

А.П. Менушенков, профессор, доктор ф.-м.н.
С.М. Полозов, доцент, доктор ф.-м.н., зав. кафедрой
С.В. Попруженко, доцент, доктор ф.-м.н., зав. кафедрой
А.П. Потылицын, профессор, доктор ф.-м.н., г.н.с.

В.И. Рашиков, кандидат т.н., с.н.с., доцент
И.А. Руднев, профессор, доктор ф.-м.н., зав. кафедрой
А.А. Савченко, кандидат ф.-м.н., доцент
Д.Ю. Сергеева, кандидат ф.-м.н., доцент
А.А. Тищенко, кандидат ф.-м.н., доцент, руководитель НИЛ
А.М. Федотов, кандидат ф.-м.н., доцент

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва

А.Л. Барабанов, доктор ф.-м.н., руководитель отделения
И.Н. Борзов, доктор ф.-м.н., зав. лабораторией
С.П. Камерджиев, профессор, доктор ф.-м.н., в.н.с.
М.И. Шитов, кандидат ф.-м.н., м.н.с.
В.Д. Эфрос, доктор ф.-м.н., в.н.с.

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”—ПИЯФ, Гатчина

С.Л. Белостоцкий, доктор ф.-м.н., с.н.с.
А.А. Васильев, кандидат ф.-м.н., м.н.с.
А.А. Воробьев, доктор ф.-м.н., член-корр. РАН, с.н.с.
А.А. Дзюба, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
П.А. Кравцов, кандидат ф.-м.н., в.н.с.
П.В. Кравченко, кандидат ф.-м.н., в.н.с.
Е.М. Маев, кандидат ф.-м.н., м.н.с.
О.Е. Маев, с.н.с.

О.Л. Федин, доктор ф.-м.н., руководитель отделения

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

М.А. Мартыанов, кандидат ф.-м.н.
И.Б. Мухин, кандидат ф.-м.н., зав. лабораторией
С.Ю. Миронов, доктор ф.-м.н., зав. лабораторией
О.В. Палашов, доктор ф.-м.н., зав. отделом
А.К. Потемкин
И.Ю. Костюков, член-корр. РАН, доктор ф.-м.н., зав. отделом
И. И. Кузнецов, к.ф.-м.н., с.н.с.

М.В. Стародубцев, доктор ф.-м.н., зам. директора

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

В.И. Целяев, кандидат ф.-м.н., с.н.с.
Н.А. Люторович, кандидат ф.-м.н., с.н.с.

ВНИИАЭ, Москва, Россия

О.И. Ачаковский, кандидат ф.-м.н., н.с.

Воронежский государственный университет, Воронеж

С.Г. Кадменский, профессор, доктор ф.-м.н.
Ю.В. Ковалева, студент магистратуры.

Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Россия

А.А. Баранников
Д.А. Зверев, кандидат ф.-м.н.

И.И. Лятун

А.А. Снигирев, кандидат ф.-м.н., научный руководитель направления
С.Н. Шевырталов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

И.А. Артюков, кандидат ф.-м.н., зав. лабораторией

А.В. Виноградов, доктор ф.-м.н., профессор, г.н.с.

А.И. Львов, кандидат ф.-м.н., заведующий отделом ядерных исследований

Н.Л. Попов, кандидат ф.-м.н., н.с.

Е.В. Ткаля, доктор ф.-м.н., г.н.с.

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Л.З. Джилавын, доктор ф.-м.н., в.н.с.

Д.А. Горлова, стажер-исследователь;

А.М. Лапик, н.с.

А.Л. Полонский, кандидат ф.-м.н., с.н.с., зав. лабораторией

А.В. Русаков, н.с.

И.Н. Цымбалов, кандидат ф.-м. наук, н.с.

Сколковский институт науки и технологий, Москва

С.Г. Рыкованов

5.3. Дополнительная инновационная и технологическая ценность проекта

1. В ходе работ по созданию источников комптоновского излучения должен быть достигнут существенный прогресс в вопросах разработки экспериментальных станций в части общих вопросов проектирования (необходимо для дальнейшего использования в источниках СИ и ЛСЭ), рентгеновской оптики — отечественной и сравнительно недорогой, методах детектирования излучения.

2. Можно ожидать существенного прогресса в области прецизионной диагностики пучка, что может быть в дальнейшем использовано в составе источников СИ и ЛСЭ.

3. Создание высокоскоростных систем управления ускорителями и экспериментальными установками позволит в дальнейшем использовать данные наработки и компонентную базу для крупных ускорительных комплексов.

5.4. Подготовка кадров

Недостаток высококвалифицированных специалистов, особенно молодых, в российских научных центрах обусловлен не только относительно низким уровнем заработной платы, но и отсутствием в научных институтах и университетах, за редким исключением, современного научного оборудования и внятной исследовательской программы, конкурентоспособной на мировом уровне. Редкий российский университет может похвастаться собственным ускорителем или экспериментальным источником монохроматического излучения. В итоге отсутствие современных установок приводит к падению интереса у молодежи к ядерной и радиационной физике, что в дальнейшем приводит к уменьшению числа исследователей в данных областях, разрушению научных школ и снижению общего научного и инженерного уровня специалистов. Для преодоления этого замкнутого круга одним из путей представляется строительство в России сети компактных источников излучения, в том числе — на обратном комптоновском рассеянии. Требования к этим источникам достаточно просты: компактность (возможность размещения на площади 200–300 м²), относительно низкая стоимость (около 1 млрд. рублей), что сделает такую установку потенциально доступной для 10–20 российских университетов, тиражируемость, небольшое (10–15 человек) количество обслуживающего персонала, доступность экспериментальных станций для исследователей и аспирантов в университетах. Создание установок “университетского класса” позволит:

- подготовить несколько сотен исследователей, готовых проводить эксперименты на источниках излучения в самых разных областях;
- в настоящее время, на источниках СИ;
- развить методики проведения эксперимента и технологии создания экспериментальных станций;
- проводить в университетах часть исследований, включая как наиболее перспективные подходы и схемы ускорительной и излучательной физики, так и методические, которые нецелесообразно выполнять на “больших” источниках СИ по соображениям стоимости пучка, безопасности, экономии машинного времени и ресурса;

- повысить привлекательность профессии ученого-исследователя.

5.5. Благодарности

Работа выполнена в рамках научной программы НЦФМ, направление № 6 “Ядерная и радиационная физика” по теме “Научная программа проведения исследований комплекса на основе источника комптоновского излучения”. Работа была частично поддержана (Л.В.Г., А.С.Ф., П.Г.Ш.) грантом РНФ № 22-12-00054.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gales S., Tanaka K.A., Balabanski D.L., Negoita F., Stutman D., Tesileanu O., Ur C.A., Ursescu D., Andrei I., Ataman S., Cernaianu M.O., D'Alessi L., Dancus I., Diaconescu B., Djourelou N., Filipescu D., Ghenuche P., Ghita D.G., Matei C., Seto K., Zeng M., and Zamfir N.V.*, The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams // *Reports on Progress in Physics*. 2018. V. 81. P. 094301.
2. *Tamii A. et al., and (PANDORA Collaboration)*, PANDORA Project for the study of photonuclear reactions below $A = 60$ // *Eur. Phys. J. A*. 2023. V.59 P.208.
3. *Zilges A., Balabanski D.L., Isaak J., and Pietralla N.*, Photonuclear reactions—From basic research to applications // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2022. V. 122. P. 103903.
4. *Hütt M.-T., L'vov A.I., Milstein A.I., and Schumacher M.*, Compton scattering by nuclei // *Physics Reports*. 2000. V. 323. № 6. P. 457–594.
5. *Haustein P.E.*, An overview of the 1986–1987 atomic mass predictions // *At. Data Nucl. Data Tables*. 1988. V. 39. P. 185.
6. *Agrawal B.K., Shlomo S., and Kim Au V.*, Nuclear matter incompressibility coefficient in relativistic and nonrelativistic microscopic models // *Phys. Rev. C*. 2003. V. 68. P. 031304.
7. *Blaizot J.P., Berger J.F., Decharge J., and Girod M.*, Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility // *Nucl. Phys. A*. 1995. V. 591. P. 435.
8. *Shlomo S., Kolomietz V.M., and Colò G.*, Deducing the nuclear-matter incompressibility coefficient from data on isoscalar compression modes // *Eur. Phys. J. A*. 2006. V. 30. P. 23.
9. *Stone J.R., Stone N.J., and Moszkowski S.A.*, Incompressibility in finite nuclei and nuclear matter // *Phys. Rev. C*. Apr, 2014. V. 89. P. 044316.
10. *Li B.A., Chen L.W., and Ko C.M.*, Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions // *Phys. Rep.* 2008. V. 464. P. 113.
11. *Tsang M.B., Stone J.R., Camera F., Danielewicz P., Gandolfi S., Hebeler K., Horowitz C.J., Lee J., Lynch W.G., Kohley Z., Lemmon R., Möller P., Murakami T., Riordan S., Roca-Maza X., Sammarruca F., Steiner A.W., Vidaña I., and Yennello S.J.*, Constraints on the symmetry energy and neutron skins from experiments and theory // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 86. P. 015803.
12. *Cozma M.D., Leifels Y., Trautmann W., Li Q., and Russotto P.*, Toward a model-independent constraint of the high-density dependence of the symmetry energy // *Phys. Rev. C*. 2013. V. 88. P. 044912.
13. *Russotto P., Cozma M.D., Fevre A., Leifels Y., Lemmon R., Li Q., Lukasik J., and Trautmann W.*, Flow probe of symmetry energy in relativistic heavy-ion reactions // *Eur. Phys. J. A*. 2014. V. 50. P. 38.
14. *Centelles M., Roca-Maza X., Viñas X., and Warda M.*, Nuclear symmetry energy probed by neutron skin thickness of nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 122502.
15. *Danielewicz P. and Lee J.*, Symmetry energy II: Isobaric analog states // *Nucl. Phys. A*. 2014. V. 922. P. 1.
16. *Kortelainen M., Lesinski T., Moré J., Nazarewicz W., Sarich J., Schunck N., Stoitsov M.V., and Wild S.*, Nuclear energy density optimization // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 82. P. 024313.
17. *Chen L.-W., Ko C.M., Li B.-A., and Xu J.*, Density slope of the nuclear symmetry energy from the neutron skin thickness of heavy nuclei // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 82. P. 024321.
18. *Piekarewicz J., Agrawal B.K., Colò G., Nazarewicz W., Paar N., Reinhard P.-G., Roca-Maza X., and Vretenar D.*, Electric dipole polarizability and the neutron skin // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 85. P. 041302.
19. *Trippa L., Colò G., and Vigezzi E.*, Giant dipole resonance as a quantitative constraint on the symmetry energy // *Phys. Rev. C*. 2008. V. 77. P. 061304.
20. *Tsang M.B., Zhang Y., Danielewicz P., Famiano M., Li Z., Lynch W.G., and Steiner A.W.*, Constraints on the Density Dependence of the Symmetry Energy // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 122701.
21. *Danielewicz P., Singh P., and Lee J.*, Symmetry energy III: Isovector skins // *Nucl. Phys. A*. 2017. V. 958. P. 147.
22. *Tews I., Lattimer J.M., Ohnishi A., and Kolomeitsev E.E.*, Symmetry parameter constraints from a lower bound on neutron-matter energy // *Astrophys. J.* 2017. V. 848. P. 105.
23. *Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V., Piskarev I.M., Sopov V.S., and Shevchenko V.G.*, Fine structure of the giant dipole resonance in O-16 nucleus // *YF*. 1970. V. 12. P. 892.

24. Бургов Н.А., Данилян Г.В., Долбилкин Б.С., Лазарева Л.Е. и Николаев Ф.А., Cross section for gamma-ray absorption by ^{16}O in the giant-resonance region // ЖЭТФ. 1962. V. 8. P. 70–77.
25. Долбилкин Б.С., Корин В.И., Лазарева Л.Е. и Николаев Ф.А., Nuclear gamma absorption cross section for magnesium in the energy region 10–30 MeV // Письма в ЖЭТФ. 1965. V. 1. P. 47–53.
26. Verbitsky S.S., Lopic A., and Ratner B.S., Investigation of giant-dipole-resonance decay in the (γ, n) reactions on ^{52}Cr and ^{51}V nuclei // Phys. Atom. Nuclei. 2009. V. 72. P. 387.
27. Sherman N.K., Ferdinande H.M., Lokan K.H., and Ross C.K., Photoneutron Fine Structure in ^{208}Pb and Multipole Resonance // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1215–1219.
28. Ryezayeva N., Hartmann T., Kalmykov Y., Lenske H., von Neumann-Cosel P., Ponomarev V.Y., Richter A., Shevchenko A., Volz S., and Wambach J., Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in ^{208}Pb // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 272502.
29. Tamii A., Poltoratska I., von Neumann-Cosel P., Fujita Y., Adachi T., Bertulani C.A., Carter J., Dozono M., Fujita H., Fujita K., Hatanaka K., Ishikawa D., Itoh M., Kawabata T., Kalmykov Y., Krumbholz A.M., Litvinova E., Matsubara H., Nakanishi K., Neveling R., Okamura H., Ong H.J., Özel-Tashenov B., Ponomarev V.Y., Richter A., Rubio B., Sakaguchi H., Sakemi Y., Sasamoto Y., Shimbara Y., Shimizu Y., Smit F.D., Suzuki T., Tameshige Y., Wambach J., Yamada R., Yosoi M., and Zenihiro J., Complete Electric Dipole Response and the Neutron Skin in ^{208}Pb // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 062502.
30. Poltoratska I., von Neumann-Cosel P., Tamii A., Adachi T., Bertulani C.A., Carter J., Dozono M., Fujita H., Fujita K., Fujita Y., Hatanaka K., Itoh M., Kawabata T., Kalmykov Y., Krumbholz A.M., Litvinova E., Matsubara H., Nakanishi K., Neveling R., Okamura H., Ong H.J., Özel-Tashenov B., Ponomarev V.Y., Richter A., Rubio B., Sakaguchi H., Sakemi Y., Sasamoto Y., Shimbara Y., Shimizu Y., Smit F.D., Suzuki T., Tameshige Y., Wambach J., Yosoi M., and Zenihiro J., Pygmy dipole resonance in ^{208}Pb // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 041304.
31. von Neumann-Cosel P. and Tamii A., Electric and magnetic dipole modes in high-resolution inelastic proton scattering at 0° // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55. P. 110.
32. Люторович Н., Целяев В., Ачаковский О. и Камерджи́ев С., Тонкая структура и коллективность уровней пигми-дипольного резонанса в ^{208}Pb в самосогласованной модели // Письма в ЖЭТФ. 2018. V. 107. P. 699–704.
33. Tselyaev V., Lyutorovich N., Speth J., and Reinhard P.-G., M1 resonance in ^{208}Pb within the self-consistent phonon-coupling model // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 064319.
34. Donaldson L.M., Carter J., von Neumann-Cosel P., Nesterenko V.O., Neveling R., Reinhard P.-G., Usman I.T., Adsley P., Bertulani C.A., Brümmner J.W., Buthelezi E.Z., Cooper G.R.J., Fearick R.W., Förtsch S.V., Fujita H., Fujita Y., Jingo M., Kheswa N.Y., Kleinig W., Kureba C.O., Kvasil J., Latif M., Li K.C.W., Mira J.P., Nemulodi F., Papka P., Pellegrini L., Pietralla N., Ponomarev V.Y., Rebeiro B., Richter A., Shirikova N.Y., Sideras-Haddad E., Sushkov A.V., Smit F.D., Steyn G.F., Swartz J.A., and Tamii A., Fine structure of the isovector giant dipole resonance in $^{142-150}\text{Nd}$ and ^{152}Sm // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 064327.
35. Шитов М.И., Войтенков Д.А., Камерджи́ев С.П., Толоконников С.В., Самосогласованные расчеты вероятностей перехода между однофононными 3_1^- и 2_1^+ -состояниями в изотопах Sn // Ядерная физика. 2022. Т. 85. С. 45–52.
36. Шитов М.И., Камерджи́ев С.П., Динамические корреляции в основном состоянии: переходы между однофононными состояниями ядра // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. С. 1.
37. Litvinova E., Ring P., and Tselyaev V., Relativistic two-phonon model for the low-energy nuclear response // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 044320.
38. Demidov A.M., Govor L.I., Kurkin V.A., and Mikhailov I.V., Confrontation of nucleus deformation and multipole mixture parameters in $(2^+_0 - 2^+_0)$ transitions with rotational band structure for $K_\pi = 0^+_2$ and 0^+_3 // Physics of Atomic Nuclei 72 (2009) 209–213.
39. Govor L.I., Kurkin V.A. and Mikhailov I.V., Investigations of Properties of ^{89}Y Levels with Reactor Fast Neutrons // Physics of Atomic Nuclei. 2017. V. 80. P. 1039–1049.
40. Varlamov V.V., Davydov A.I., and Orlin V.N., New evaluated data on $^{206,207,208}\text{Pb}$ photodisintegration // European Physical Journal A. 2021. V. 57. № 10. P. 287.
41. Andreyev A.N., Nishio K., and Schmidt K.-H., Nuclear fission: a review of experimental advances and phenomenology // Reports on Progress in Physics. 2018. V. 81. P. 016301.
42. Schmidt K.-H. and Jurado B., Review on the progress in nuclear fission—experimental methods and theoretical descriptions // Reports on Progress in Physics. 2018. V. 81. P. 106301.
43. Schunck N. and Regnier D., Theory of nuclear fission // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2022. V. 125. P. 103963.

44. Balabanski D.L., Ibrahim F., Krasznahorkay A., Boztosun I., Choudhury D., Coban S., Constantin P., Csige L., Cuong P.V., Dickel T., Djapo H., Dobrin I., Essabaa S., Filipescu D., Franchoo S., Georgiev G., Gheorghe I., Ghita D., Glodariu T., Gupta M., Jokinen A., Kaur J., Marginean N., Marginean R., Moore I., Pentilla H., Petcu C., Plass W., Sava T., Savard G., Scheidenberger C., and Yordanov D., Photofission experiments at ELI-NP // Romanian Reports in Physics. 2016. V. 68. P. S621–S698.
45. Nedorezov V.G., Rykovanov S.G., and Savel'ev A.B., Nuclear photonics: results and prospects // Phys. Usp. 2021. V. 64. № 12. P. 1214–1237.
46. Tsipenyuk Y.M., Ostapenko Y.B., Smirenkin G.N., and Soldatov A.S., Quantum effects in low-energy photofission of heavy nuclei // Sov. Phys. Usp. 1984. V. 27. № 9. P. 649–667.
47. Göök A., Eckardt C., Enders J., Freudenberger M., Oberstedt A., and Oberstedt S., Correlated mass, energy, and angular distributions from bremsstrahlung-induced fission of ^{234}U and ^{232}Th in the energy region of the fission barrier // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. P. 044301.
48. Wilke W., Kneissl U., Weber T., Ströher H., Cardman L.S., Debevec P.T., Hoblit S.D., Jones R.T., and Nathan A.M., Photofission of ^{238}U with monochromatic gamma rays in the energy range 11–16 MeV // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2148–2156.
49. Steiper F., Frommhold T., Henkel W., Jung A., Kneissl U., and Stock R., Mass dependence of fragment angular distributions in the fission of ^{232}Th and ^{236}U induced by polarized photons // Nuclear Physics A. 1993. V. 563. № 2. P. 282–300.
50. Capote R., Herman M., Obložinsky P., Young P.G., Goriely S., Belgya T., Ignatyuk A.V., Koning A.J., Hilaire S., Plujko V.A., Avrigeanu M., Bersillon O., Chadwick M.B., Fukahori T., Ge Z., Han Y., Kailas S., Kopecky J., Maslov V.M., Reffo G., Sin M., Soukhovitskii E.S., and Talou P., RIPL – Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations // Nuclear Data Sheets. 2009. V. 110. № 12. P. 3107–3214. Special Issue on Nuclear Reaction Data.
51. Barabanov A.L., Vorobyev A. S., Gagarski A.M., Shcherbakov O.A., and Vaishnene L.A., Theoretical analysis of experimental data on the angular anisotropy of fragments of nuclear fission induced by neutrons at energies of up to 200 MeV // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2020. V. 84. P. 397–402.
52. Danilyan G.V., Parity violation in nuclear fission // Sov. Phys. Usp. 1980. V. 23. P. 323–330.
53. Sokolov V.E., Gagarski A.M., Guseva I.S., Golosovskaya S.P., Krasnoshchokova I.S., Petrov G.A., Petrova V.I., Petukhov A.K., Pleva Y.S., Alfimenkov V.P., Chernikov A.N., Lason L., Mareev Y.D., Novitski V.V., Pikelner L.B., Pikelner T.L., and Tsulaya M.I., Investigations of the Space Parity Violation and Interference Effects in the Fragment Angular Distributions of ^{235}U , ^{233}U , and ^{239}Pu Fission by Resonance Neutrons // AIP Conference Proceedings. 2005. V. 769. P. 708–711.
54. Gagarski A., Gonnenswein F., Guseva I., Jesinger P., Kopach Y., Kuzmina T.Y., Lelievre-Berna E., Mutterer M., Nesvizhevsky V., Petrov G., Soldner T., Tiourine G., Trzaska W.H., and Zavarukhina T., Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides $^{233,235}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 054619.
55. Berikov D., Ahmadv G., Kopatch Y., Gagarski A., Novitsky V., Deng H., Danilyan G., Masalovich S., Salhi Z., Babcock E., Klenke J., and Hutanu V., Effect of rotation in the gamma-ray emission from 60 MeV polarized neutron-induced fission of the ^{235}U isotope // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. P. 024607.
56. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., and Hoyle F., Synthesis of the elements in stars // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. P. 547–650.
57. Arnould M. and Goriely S., The p -process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status // Physics Reports. 2003. V. 384. № 1. P. 1–84.
58. Woosley S.E. and Howard W.M., The p -processes in supernovae // Astrophysical Journal Supplement Series. 1978. V. 36. P. 285–304.
59. Rayet M., Arnould M., and Prantzos N., The p -process revisited // Astronomy and Astrophysics. 1990. V. 227. № 1. P. 271–281.
60. Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., and Nomoto K., The p -process in Type II supernovae // Astronomy and Astrophysics. 1995. V. 298. P. 517.
61. Howard W.M., Meyer B.S., and Woosley S.E., A new site for the astrophysical gamma-process // Astrophysical Journal Letters. 1991. V. 373. P. L5.
62. Rauscher T., Challenges in nucleosynthesis of trans-iron elements // AIP Advances. 2014. V. 4. № 4.
63. Paxton B., Bildsten L., Dotter A., Herwig F., Lesaffre P., and Timmes F., Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA) // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2010. V. 192. P. 3.
64. Rauscher T., Sensitivity of astrophysical reaction rates to nuclear uncertainties // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2012. V. 201. P. 26.
65. Rauscher T. and Thielemann F.-K., Astrophysical reaction rates from statistical model calculations // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2000. V. 75. P. 1–351.

66. *Rauscher T.*, Relevant energy ranges for astrophysical reaction rates // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 81. P. 045807.
67. *Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Stopani K.A., and Khankin V.V.*, Photonuclear reactions on the cadmium isotopes $^{106,108}\text{Cd}$ at the bremsstrahlung endpoint energy of 55.5 MeV // *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. V. 79. P. 641.
68. *Borzhov I.N. and Goriely S.*, Microscopic nuclear models and nuclear data for astrophysics // *PEPAN*. 2003. V. 34. № 6. P. 1375.
69. *Франк-Каменецкий Д.А.*, Реакции (p, n) и $(p, 2n)$ и происхождение обойденных ядер // *Астрономический журнал*. 1961. Т. 38. № 1. С. 91.
70. *Домогацкий Г.В., Надежин Д.К.*, Образование обойденных изотопов под действием нейтрино и возможная роль нейтрино в нуклеосинтезе // *Астрономический журнал*. 1978. V. 55. № 3. P. 516.
71. *Borzhov I.N. and Goriely S.*, Weak interaction rates of neutron-rich nuclei and the r -process nucleosynthesis // *Phys. Rev. C*. 2000. V. 62. P. 035501.
72. *Goriely S., Arnould M., Borzhov I., and Rayet M.*, The puzzle of the synthesis of the rare nuclide ^{138}La // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 375. № 1. P. L35.
73. *Kheswa B.V., Wiedeking M., Brown J.A., Larsen A.-C., Goriely S. et al.*, $^{137,138,139}\text{La}$ cross sections constrained with statistical decay properties of $^{138,139,140}\text{La}$ nuclei // *Phys. Rev. C*. 2017. V. 95. № 4. P. 045805.
74. *Goriely S.*, Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r -process nucleosynthesis // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 436. № 1. P. 10.
75. *Avdeenkov A., Goriely S., Kamerdzhiev S., and Krewald S.*, Self-consistent calculations of the strength function and radiative neutron capture cross section for stable and unstable tin isotopes // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 83. P. 064316.
76. *Savran D., Aumann T., and Zilges A.*, Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2013. V. 70. P. 210–245.
77. *Paar N., Vretenar D., Khan E., Coló G.*, Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability // *Reports on Progress in Physics*. 2007. V. 70. P. 691–793.
78. *Walz C., Scheit H., Pietralla N., Aumann T., Lefol R., and Ponomarev V.*, Observation of the competitive double-gamma nuclear decay // *Nature*. 215. V. 526. P. 406–409.
79. *Söderström P.-A., Capponi L., Aciksöz E., Otsuka T., Tsoneva N., Tsunoda Y., Balabanski D.L., Pietralla N., Guardo G.L., Lattuada D., Lenske H., Matei C., Nichita D., Pappalardo A., and Petruse T.*, Electromagnetic character of the competitive $\gamma\gamma/\gamma$ -decay from ^{137m}Ba // *Nature Communications*. 2020. V. 11. P. 3242.
80. *Severyukhin A.P., Arsenyev N.N., and Pietralla N.*, First calculation of the $\gamma\gamma$ -decay width of a nuclear 2_1^+ state: The case of ^{48}Ca // *Phys. Rev. C*. 2021. V. 104. P. 024310.
81. *Roca-Maza X. and Paar N.*, Nuclear equation of state from ground and collective excited state properties of nuclei // *Progress in Particle and Nuclear Physics* **101** (2018) 96–176.
82. *Birkhan J., Miorelli M., Bacca S., Bassauer S., Bertulani C.A., Hagen G., Matsubara H., von Neumann-Cosel P., Papenbrock T., Pietralla N., Ponomarev V.Y., Richter A., Schwenk A., and Tamii A.*, Electric dipole polarizability of ^{48}Ca and implications for the neutron skin // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 252501.
83. *Biswas B.*, Impact of 85-II and combined Radio/NICER/XMM-Newton's mass-radius measurement of PS-RJ0740+6620 on the dense matter equation of state // *Astrophys. J.* 2021. V. 63. P. 921.
84. *Brown B.A.*, Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. 5296–5299.
85. *Adhikari D. et al. (85 Collaboration)*, Accurate determination of the neutron skin thickness of ^{208}Pb through parity-violation in electron scattering // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126. P. 172502.
86. *Riordan S. et al. (86 Collaboration)*, 86: Parity violating measurement of the weak charge distribution of ^{48}Ca to 0.02 fm accuracy // *Proposal to Jefferson Lab PAC*. 2013. V. 40.
87. *Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.)* GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 161101.
88. *Golak J., Skibinski R., Glöckle W., Kamada H., Nogga A., Witala H., Efros V.D., Leidemann W., Orlandini G., and Tomusiak E.L.*, Benchmark calculation of the three-nucleon photodisintegration // *Nuclear Physics A*. 2002. V. 707. P. 365–378.
89. *Barnea N., Leidemann W., Orlandini G., Efros V.D., and Tomusiak E.L.*, On the accuracy of hyperspherical harmonics approaches to photonuclear reactions // *Few-Body Systems*. 2006. V. 39. № 4. P. 1–9.
90. *Nevo Dinur N., Barnea N., and Leidemann W.*, Theoretical Study of the $^4\text{He}(\gamma, p)^3\text{H}$ and $^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He}$ Reactions // *Few-Body Systems*. 2014. V. 55. P. 997–1000.
91. *Quaglioni S., Leidemann W., Orlandini G., Barnea N., and Efros V.D.*, Two-body photodisintegration of ^4He with full final state interaction // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 69. P. 044002.
92. *Эфрос В.Д.*, Электромагнитные процессы в легких ядрах: результаты микроскопического подхода // *Ядерная физика*. 2008. Т. 71. С. 1267.

93. *Reinert P., Krebs H., and Epelbaum E.*, Semilocal momentum-space regularized chiral two-nucleon potentials up to fifth order // *The European Physical Journal A*. 2018. V. 54. P. 86.
94. *Witala H., Golak J., Skibinski R., Topolnicki K., and Urbanevych V.*, Investigation of the interaction of circularly and linearly polarized photon beams with a polarized ^3He target // *Physical Review C*. 2020. V. 101. P. 024003.
95. *Eremeev I.P.*, Neutron focus in beryllium in a synchrotron-radiation field // *JETP Lett.* 1978. V. 27. P. 13–17.
96. *Hofmann A.*, I. Synchrotron radiation from the large electron-positron storage ring LEP // *Physics Reports*. 1980. V. 64. P. 253–281.
97. *Eremeev I.P. and Barabanov A.L.*, Production of polarized neutrons by magnetic bremsstrahlung gamma-rays // *Physics Letters B*. 1997. V. 401. P. 224–228.
98. *Koch R. and Thies H.H.*, The photoneutron cross section in ^{13}C // *Nuclear Physics A*. 1976. V. 272. P. 296–302.
99. *Arnold C.W., Clegg T.B., Iliadis C., Karwowski H.J., Rich G.C., Tompkins J.R., and Howell C.R.*, Cross-section measurement of $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ and implications for $\alpha + \alpha + n \rightarrow ^9\text{Be}$ in the r process // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 85. P. 044605.
100. *Utsunomiya H., Katayama S., Gheorghe I., Imai S., Yamaguchi H., Kahl D., Sakaguchi Y., Shima T., Takahisa K., and Miyamoto S.*, Photodisintegration of ^9Be through the $1/2^+$ state and cluster dipole resonance // *Phys. Rev. C*. 2015. V. 92. P. 064323.
101. *Eremeev I.P.*, Electrophotonuclear energy cycle // *Physics-Uspekhi*. 2004. V. 47. P. 1221.
102. *Дубовик В.М., Чешков А.А.*, Мультипольное разложение в классической и квантовой теории поля и излучение // *ЭЧАЯ*. 1974. Т. 5. С. 791–837.
103. *Semenko S.F.*, Vortex waves in nuclei // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1981. V. 34. P. 356–360.
104. *Hill M.J.M.*, On a spherical vortex // *Phil. Trans. Roy. Soc. A*. 1894. V. 185. P. 213–245.
105. *Chandrasekhar S.* // *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Clarendon, Oxford, 1961.
106. *Bastrukov S.I., Misicu S., and Sushkov A.V.*, Dipole torus mode in nuclear fluid-dynamics // *Nucl. Phys. A*. 1993. V. 562. P. 191–204.
107. *Dubovik V.M. and Tugeshev V.V.*, Toroid moments in electromagnetic and solid-state physics // *Phys. Rep.* 1990. V. 187. P. 145–202.
108. *Kaelberer T., Fedotov V.A., Papasimakis N., Tsai D.P., and Zheludev N.I.*, Toroidal dipolar response in a metamaterial // *Science*. 2010. V. 330. P. 1510–1512.
109. *Ahmadivand A., Gerislioglu B., Ahuja R., and Kumar Mishra Y.K.*, Toroidal metaphotonics and metadevices // *Laser Photonics Rev.* 2020. V. 14. P. 1900326 (1–30).
110. *Ho C.M. and Scherrer R.J.*, Anapole dark matter // *Phys. Lett. B*. 2013. V. 722. P. 341–346.
111. *Bracco A., Lanza E.G., and Tamii A.*, Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low lying states and from the isovector giant dipole resonance // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2019. V. 106. P. 360–433.
112. *Colo G., Van Giai N., Bortignon P.F., and Quaglia M.R.*, On dipole compression modes in nuclei // *Phys. Lett. B*. 2000. V. 485. P. 362–366.
113. *Vretenar D., Paar N., Ring P., and Nikšić T.*, Toroidal dipole resonances in the relativistic random phase approximation // *Phys. Rev. C*. 2002. V. 65. P. 021301R.
114. *Repko A., Reinhard P.-G., Nesterenko V.O., and Kvasil J.*, Toroidal nature of the low-energy $E1$ mode // *Phys. Rev. C*. 2013. V. 87. P. 024305.
115. *Nesterenko V.O., Kvasil J., Repko A., Kleinig W., and Reinhard P.-G.*, Toroidal resonance: Relation to pygmy mode, vortical properties, and anomalous deformation splitting // *Phys. Atom. Nucl.* 2016. V. 79. P. 842–850.
116. *Kanada-En'yo Y., Shikata Y., and Morita H.*, Cluster and toroidal aspects of isoscalar dipole excitations in ^{12}C // *Phys. Rev. C*. 2018. V. 97. P. 014303.
117. *Chiba Y., Kanada-En'yo Y., and Shikata Y.*, Cluster correlation and nuclear vorticity in low-lying 1^- states of ^{24}Mg // *Phys. Rev. C*. 2021. V. 103. P. 064311.
118. *Repko A., Nesterenko V.O., Kvasil J. et al.*, Systematics of toroidal dipole modes in Ca, Ni, Zr, and Sn isotopes // *Eur. Phys. J. A*. 2019. V. 55. P. 242.
119. *Nesterenko V.O., Repko A., Kvasil J., and Reinhard P.-G.*, Individual Low-Energy Toroidal Dipole State in ^{24}Mg // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 182501.
120. *Bray A., Eichmann U., and Patchkovskii S.*, Dissecting Strong-Field Excitation Dynamics with Atomic-Momentum Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* . 2020. V. 124. P. 233202.
121. *Melezhik V.S.*, Quantum-quasichlassical analysis of center-of-mass nonseparability in hydrogen atom stimulated by strong laser fields // *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2023. V. 56. P. 154003.
122. *Eichmann U., Nubbemeyer T., Rottke H., and Sandner W.*, Acceleration of neutral atoms in strong short-pulse laser fields // *Nature*. 2009. V. 461. P. 1261–1264.

123. Cai P., Zha J.J., Xie Y.J., Wei Q., and Wang P.X., Rydberg-atom acceleration by tightly focused intense laser pulses // *Phys. Rev. A*. 2019. V. 99. P. 053401.
124. Shadmehri S. and Melezhik V.S., A hydrogen atom in strong elliptically polarized laser fields within discrete variable representation // *Laser Physics*. 2022. V. 33. P. 026001.
125. Førre M. and Simonsen A.S., Nondipole ionization dynamics in atoms induced by intense xuv laser fields // *Phys. Rev. A*. 2014. V. 90. P. 053411.
126. Mishra R., Kalita D.J., and Gupta A.K., Breakdown of dipole approximation and its effect on high harmonic generation // *The European Physical Journal D*. 2012. V. 66. P. 169.
127. Grigorenko L.V., Fomichev A.S., Barabanov A.L., Barth W., Bogomolov S.L., Chudoba V., Golovkov M.S., Dmitriev S.N., Ershov S.N., Zhukov M.V., Kalagin I.V., Karpov A.V., Katayama T., Kiselev O.A., Korshennikov A.A., Krupko S.A., Kulevoy T.V., Litvinov Y.A., Lychagin E.V., Meshkov I.N., Mukha I.G., Nikolskii E.Y., Oganessian Y. T., Parfenova Y.L., Parhomchuk V.V., Polozov S.M., Scheidenberger C., Sharkov B.Y., Sharov P.G., Shatunov P.Y., Shatunov Y.M., Shulgina N.B., Shvetsov V.N., Sidorchuk S.I., Simon H., Ter-Akopyan G.M., and Trubnikov G.V., Scientific program of DERICA – prospective accelerator and storage ring facility for radioactive ion beam research // *Physics-Uspekhi*. 2019. V. 62. P. 675.
128. Григоренко Л.В., Деникин А.С., Дмитриев С.Н., Карпов А.В., Крупко С.А., Оганесян Ю.Ц., Сидорчук С.И., Фомичев А.С., Полозов С.М., Попруженко С.В., Барабанов А., Антоненко Н.В., Джолос Р.В., Воробьев А.С., Пантелеев В.Н., Серебров А.П., Григорьев С.В., Торилов С.Ю., Еременко Д.О., Ииханов Б.С., Кузнецов А.А., Завьялов Н.В., Илкаев Р.И., Кравчук Л.В., Кулевой Т.В., Муха И.Г., Скалыга В.А., Таскаев С.Ю., Шарков Б.Ю., Швецов В.Н. // “Дорожная карта” в области ядерной физики. Издательство РАН, Москва, 2021.
129. Grigorenko L.V., Golovkov M.S., Krupko S.A., Sidorchuk S.I., Ter-Akopian G.M., Fomichev A.S., and Chudoba V., Studies of light exotic nuclei in the vicinity of neutron and proton drip lines at FLNR JINR // *Physics-Uspekhi*. 2016. V. 59. № 4. P. 321.
130. Dissertori G., Knowles I.G., and Schmelling M. // *Quantum chromodynamics: high energy experiments and theory*. oxford university press, 05, 2009.
131. Isgur N. and Karl G., Hyperfine interactions in negative parity baryons // *Physics Letters B*. 1977. V. 72. № 1. P. 109–113.
132. Isgur N. and Karl G., Positive-parity excited baryons in a quark model with hyperfine interactions // *Phys. Rev. D*. 1979. V. 19. P. 2653–2677.
133. Capstick S. and Isgur N., Baryons in a relativized quark model with chromodynamics // *Phys. Rev. D*. 1986. V. 34. P. 2809–2835.
134. Capstick S. and Roberts W., Quark models of baryon masses and decays // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2000. V. 45. P. S241–S331.
135. Barnes T. and Swanson E.S., Diagrammatic approach to meson-meson scattering in the nonrelativistic quark potential model // *Phys. Rev. D*. 1992. V. 46. P. 131–159.
136. Lebed R.F., Mitchell R.E., and Swanson E.S., Heavy-quark QCD exotica // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2017. V. 93. P. 143–194.
137. Löring U., Metsch B., and Petry H.R., The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces // *The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei*. 2001. V. 10. P. 395–446.
138. Manley D.M. and Bennhold C., Guidelines for identifying new baryon resonances, in *NSTAR 2002*. P. 176–180, World Scientific, 2002.
139. Thiel A., Afzal F., and Wunderlich Y., Light baryon spectroscopy // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2022. V. 125. P. 103949.
140. Ireland D.G., Pasyuk E., and Strakovsky I., Photoproduction reactions and non-strange baryon spectroscopy // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2020. V. 111. P. 103752.
141. Weinberg S., Nuclear forces from chiral lagrangians // *Physics Letters B*. 1990. V. 251. № 2. P. 288–292.
142. Gasser J., Leutwyler H., Locher M., and Sainio M., Extracting the pion-nucleon sigma-term from data // *Physics Letters B*. 1988. V. 213. № 1. P. 85–90.
143. Bernard V., Kaiser N., and Meißner U.-G., Aspects of chiral pion-nucleon physics // *Nuclear Physics A*. 1997. V. 615. № 4. P. 483–500.
144. Fettes N., Meißner U.-G., and Steininger S., Pion-nucleon scattering in chiral perturbation theory (I): Isospin-symmetric case // *Nuclear Physics A*. 1998. V. 640. P. 199–234.
145. Yao D.-L., Siemens D., Bernard V., Epelbaum E., Gasparyan A.M., Gegelia J., Krebs H., and Meissner U., Pion-nucleon scattering in covariant baryon chiral perturbation theory with explicit Delta resonances // *JHEP*. 2021. V. 05. P. 038.
146. Schindler M.R., Fuchs T., Gegelia J., and Scherer S., Axial, induced pseudoscalar, and pion-nucleon form factors in manifestly Lorentz-invariant chiral perturbation theory // *Phys. Rev. C*. 2007. V. 75. P. 025202.
147. PIONS@MAX-lab Collaboration, Strandberg B., Fissum K.G., Annand J.R.M., Briscoe W.J., Brudvik J., Cividini F., Clark L., Downie E.J., England K., Feldman G., Glazier D.I., Hamilton K., Hansen K., Isaksson L., Al Jebali R., Kovash M.A., Kudryavtsev A.E., Lensky V., Lipschutz S., Lundin M., Meshkian M., Middleton D.G., Myers L.S.,

- O'Donnell D., O'Rielly G.V., Oussena B., Preston M.F., Schröder B., Seitz B., Strakovsky I.I., Taragin M., and Tarasov V.E.*, Near-threshold π^- photoproduction on the deuteron // *Phys. Rev. C*. 2020. V. 101. P. 035207.
148. *Kaiser N., Siegel P., and Weise W.*, Chiral dynamics and the low-energy kaon-nucleon interaction // *Nuclear Physics A*. 1995. V. 594. P. 325–345.
149. *Lutz M.F.M. and Kolomeitsev E.E.*, Covariant meson baryon scattering with chiral and large N(c) constraints // *Found. Phys.* 2001. V. 31. P. 1671–1702, [<http://xxx.lanl.gov/abs/nucl-th/0105068>].
150. *Oset E. and Ramos A.*, Non-perturbative chiral approach to S-wave interactions // *Nuclear Physics A*. 1998. V. 635. P. 99–120.
151. *Meißner U.-G. and Oller J.*, Chiral unitary meson–baryon dynamics in the presence of resonances: elastic pion–nucleon scattering // *Nuclear Physics A*. 2000. V. 673. № 1. P. 311–334.
152. *Lutz M.F.M. and Kolomeitsev E.*, Relativistic chiral SU(3) symmetry, large-N_c sum rules and meson–baryon scattering // *Nuclear Physics A*. 2002. V. 700. P. 193–308.
153. *Baz A.I.*, Threshold effects in high energy reactions // *The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics*. 1959. V. 4. № 45. P. 1035–1045.
154. *Gasparyan A. and Lutz M.F.M.*, Photon– and pion–nucleon interactions in a unitary and causal effective field theory based on the chiral Lagrangian // *Nuclear Physics A*. 2010. V. 848. P. 126–182.
155. *Miller G.*, The fundamental nature of low-energy pion-nucleon interactions // *arXiv:2208.12873* (2022).
156. *Alarcón J.*, Brief history of the pion–nucleon sigma term // *Eur. Phys. J. Special Topics*. 2021. V. 230. P. 1609–1622.
157. *Abdel-Rehim A., Alexandrou C., Constantinou M., Hadjiyiannakou K., Jansen K., Kallidonis C., Koutsou G., and Avilés-Casco A.V.*, Direct evaluation of the quark content of nucleons from lattice QCD at the physical point // *Phys. Rev. Lett.*. 2016. V. 116. P. 252001.
158. *Bali G.S., Collins S., Georg P., Jenkins D., Korcyl P., Schäfer A., Scholz E.E., Simeth J., Soldner W., and Weishäupl S.*, Scale setting and the light baryon spectrum in N_f=2+1 QCD with Wilson fermions // *arXiv:2211.03744* (2022).
159. *Krusche B.*, Photoproduction of mesons off nuclei. Electromagnetic excitations of the neutron and meson-nucleus interactions // *Eur. Phys. J. Special Topics*. 2011. V. 198. P. 199–238.
160. *Tarasov V.E., Briscoe W.J., Gao H., Kudryavtsev A.E., and Strakovsky I.I.*, Extracting the photoproduction cross sections off the neutron, via the $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ reaction, from deuteron data with final-state interaction effects // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 84. P. 035203.
161. *Levchuk M.I., Loginov A.Y., Sidorov A.A., Stibunov V.N., and Schumacher M.*, Incoherent pion photoproduction on the deuteron in the first resonance region // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74. P. 014004.
162. *Levchuk M.I.*, Helicity-dependent reaction $\gamma \bar{d} \rightarrow \pi NN$ and its contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 82. P. 044002.
163. *Fix A. and Arenhövel H.*, Three-body calculation of incoherent π^0 photoproduction on a deuteron // *Phys. Rev. C*. 2019. V. 100. P. 034003.
164. **A2 Collaboration at MAMI** Collaboration, *Briscoe W.J., Hadžimehmedović M., Kudryavtsev A.E., Kulikov V.V., Martemianov M.A., Strakovsky I.I., Švarc A., Tarasov V.E., Workman R.L., Abt S., Achenbach P., Akondi C.S., Afzal F., Aguar-Bartolomé P., Ahmed Z., Annand J.R.M., Arends H.J., Bantawa K., Bashkanov M., Beck R., Biroth M., Boriso N., Braghieri A., Bulychjov S.A., Cividini F., Collicott C., Costanza S., Denig A., Downie E.J., Drexler P., Fegan S., Ferretti Bondy M.I., Gardner S., Ghosal D., Glazier D.I., Gorodnov I., Gradl W., Günther M., Gurevich D., Heijkskjöld L., Hornidge D., Huber G.M., Käser A., Kashevarov V.L., Kay S., Korolija M., Krusche B., Lazarev A., Livingston K., Lutterer S., MacGregor I.J.D., Macrae R., Manley D.M., Martel P.P., McGeorge J.C., Middleton D.G., Miskimen R., Mornacchi E., Mushkarenkov A., Mullen C., Neganov A., Neiser A., Ostrick M., Otte P.B., Osmanović H., Omerović R., Oussena B., Paudyal D., Pedroni P., Powell A., Prakhov S.N., Ron G., Rostomyan T., Sarty A., Šfienti C., Sokhoyan V., Spieker K., Stahov J., Steffen O., Supek I., Thiel A., Thiel M., Thomas A., Tiator L., Unverzagt M., Usov Y.A., Walford N.K., Watts D.P., Wagner S., Werthmüller D., Wettig J., Wolfes M., and Zachariou N.*, Cross section for $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$ measured at the mainz A2 experiment // *Phys. Rev. C*. 2019. V. 100. P. 065205.
165. *Armstrong T., Hogg W., Lewis G., Robertson A., Brookes G., Clough A., Freeland J., Galbraith W., King A., Rawlinson W., Tait N., Thompson J., and Tolfree D.*, The total photon deuteron hadronic cross section in the energy range 0.265–4.215 GeV // *Nuclear Physics B*. 1972. V. 41. № 2. P. 445–473.
166. *Thoma U. et al.*, N^* and Δ^* decays into $N\pi^0\pi^0$ // *Phys. Lett. B*. 2008. V. 659. P. 87–93.
167. *Guo F.-K., Hanhart C., Meißner U.-G., Wang Q., Zhao Q., and Zou B.-S.*, Hadronic molecules // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 015004.
168. *Zehr F., Krusche B., Aguar P. et al.* Photoproduction of $\pi^0\pi^0$ - and $\pi^0\pi^+$ -pairs off the proton from threshold to the second resonance region. *Eur. Phys. J. A* 48, 98 (2012), and A2 Collaborations // *PEur. Phys. J. A*. 2012. V. 48. P. 98.
169. *Leupold S., Metag V., and Mosel U.*, Hadrons in strongly interacting matter // *Int. J. Mod. Phys. E*. 2010. V. 19. P. 147–224.

170. *Krusche B.*, Photoproduction of mesons from nuclei — in-medium properties of hadrons // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2005. V. 55. P. 46–70.
171. *Camac M., McGuire A.D., Platt J.B., and Schulte H.J.*, X-Rays from mesic atoms // *Phys. Rev.* 1952. V. 88. P. 134–134.
172. *Jenkins D.A., Kunselman R., Simmons M.K., and Yamazaki T.*, $2p \rightarrow 1s$ X-Ray transitions in π -mesonic atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 17. P. 1–3.
173. *Backenstoss G., Charalambus S., Daniel H., Koch H., Poelz G., Schmitt H., and Tauscher L.*, Pionic $2p \rightarrow 1s$ transitions // *Phys. Lett. B.* 1967. V. 25. P. 365.
174. *Kienle P. and Yamazaki T.*, Pions in nuclei, a probe of chiral symmetry restoration // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2004. V. 52. P. 85–132.
175. *Batty C.J., Friedman E., and Gal A.*, Strong interaction physics from hadronic atoms // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1997. V. 287. P. 385.
176. *Ericson T.E.O. and Weise W.* // *Pions and Nuclei*. Clarendon, Oxford, 1988.
177. *Friedman E. and Soff G.*, Calculations of deeply bound pionic states in heavy and superheavy atoms // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1985. V. 11. P. L37.
178. *Toki H., Hirenzaki S., and Yamazaki T.*, Pion-transfer (n, d) and ($d, {}^3\text{He}$) reactions leading to deeply bound pionic atoms // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 530. P. 679.
179. *Gilg H., Gillitzer A., Knülle M., Münch M., Schott W., Kienle P., Itahashi K., Oyama K., Hayano R.S., Geissel H., Iwasa N., Münzenberg G., and Yamazaki T.*, Deeply bound π^- states in ${}^{207}\text{Pb}$ formed in the ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He})$ reaction. I. Experimental method and results // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 025201.
180. *Itahashi K., Oyama K., Hayano R.S., Gilg H., Gillitzer A., Knülle M., Münch M., Schott W., Kienle P., Geissel H., Iwasa N., Münzenberg G., Hirenzaki S., Toki H., and Yamazaki T.*, Deeply bound π^- states in ${}^{207}\text{Pb}$ formed in the ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He})$ reaction. II. Deduced binding energies and widths and the pion-nucleus interaction // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 025202.
181. *Weise W.*, Pionic excitations and chiral symmetry in dense matter // *Acta Phys. Pol. B.* 2000. V. 31. P. 2715.
182. *Kolomeitsev E.E., Kaiser N., and Weise W.*, Chiral dynamics of deeply bound pionic atoms // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 092501.
183. *Migdal A., Saperstein E., Troitsky M., and Voskresensky D.*, Pion degrees of freedom in nuclear matter // *Physics Reports.* 1990. V. 192. № 4. P. 179–437.
184. *Friedman E.*, Indications of partial chiral symmetry restoration from pionic atoms // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 524. P. 87.
185. *Tzara C.*, Effect of the coulomb potential on the π^- photoproduction // *Nucl. Phys. B.* 1970. V. 18. P. 246.
186. *Nieves J. and Oset E.*, Production of pionic atoms with the (γ, π^+) reaction // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 244. P. 368.
187. *Nieves J., Oset E., and Carrasco R.C.*, Deeply bound pionic atoms with resonant Compton scattering // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 565. P. 785.
188. *Flambaum V.V., Jin J., and Budker D.*, Resonance photoproduction of pionic atoms at the proposed Gamma Factory // *Phys. Rev. C.* 2021. V. 103. P. 054603.
189. *Rykovanov S.G., Geddes C.G.R., Vay J.-L., Schroeder C.B., Esarey E., and Leemans W.P.*, Quasi-monoenergetic femtosecond photon sources from Thomson Scattering using laser plasma accelerators and plasma channels // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics.* 2014. V. 47. P. 234013.
190. *Hartemann F.V., Troha A.L., Luhmann N.C., and Toffano Z.*, Spectral analysis of the nonlinear relativistic Doppler shift in ultrahigh intensity Compton scattering // *Phys. Rev. E.* 1996. V. 54. P. 2956–2962.
191. *Albert F., Anderson S., Gibson D., Marsh R., Wu S., Siders C., Barty C., and Hartemann F.*, Design of narrow-band Compton scattering sources for nuclear resonance fluorescence // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2011. V. 14. P. 050703.
192. *Seipt D., Rykovanov S., Surzhykov A., and Fritzsche S.*, Narrowband inverse Compton scattering x-ray sources at high laser intensities // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 91. P. 033402.
193. *Seipt D., Kharin V.Y., and Rykovanov S.G.*, Optimizing Laser Pulses for Narrow-Band Inverse Compton Sources in the High-Intensity Regime // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 204802.
194. *Valialshchikov M., Seipt D., Kharin V., and Rykovanov S.*, Towards high photon density for Compton scattering by spectral chirp // *Phys. Rev. A.* 2022. V. 106. P. L031501.
195. *Abramowicz H., Acosta U., Altarelli M., Aßmann R., Bai Z., Behnke T., Benhammou Y., Blackburn T., Boogert S., Borysov O., Borysova M., Brinkmann R., Bruschi M., Burkart F., Büßer K., Cavanagh N., Davidi O., Decking W., Dosselli U., Elkina N., Fedotov A., Firlej M., Fiutowski T., Fleck K., Gostkin M., Grojean C., Hallford J., Harsh H., Hartin A., Heinemann B., Heinzl T., Helary L., Hoffmann M., Huang S., Huang X., Idzik M., Ilderton A., Jacobs R., Kämpfer B., King B., Lahno H., Levanon A., Levy A., Levy I., List J., Lohmann W., Ma T., Macleod A.J., Malka V., Meloni F., Mironov A., Morandin M., Moron J., Negodin E., Perez G., Pomerantz I., Pöschl R., Prasad R., Quéré F., Ringwald A.,*

- Rödel C., Rykovanov S., Salgado F., Santra A., Sarri G., Sävert A., Sbrizzi A., Schmitt S., Schramm U., Schuwalow S., Seipt D., Shaimerdenova L., Shchedrolosiev M., Skakunov M., Soreq Y., Streeter M., Swientek K., Hod N.T., Tang S., Teter T., Thoden D., Titov A.I., Tolbanov O., Torgimsson G., Tyazhev A., Wing M., Zanetti M., Zarubin A., Zeil K., Zepf M., and Zhemchukov A., Conceptual design report for the LUXE experiment // The European Physical Journal Special Topics. 2021. V. 230. P. 2445–2560.
196. Meuren S., Probing strong-field QED at FACET-II (SLAC E-320), 2019. Accessed: 2023-04-27.
 197. Ginzburg V., Yakovlev I., Zuev A., Korobeynikova A., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaykin A., Shaikin I., Khazanov E., and Mourou G., Fivefold compression of 250-TW laser pulses // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 013829.
 198. Nerush E. and Kostyukov I., Kinetic modelling of quantum effects in laser beam interaction // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2011. V. 653. № 1. P. 7–10.
 199. Artemenko I., Krygin M., Serebryakov D., Nerush E., and Kostyukov I., Global constant field approximation for radiation reaction in collision of high-intensity laser pulse with electron beam // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. P. 074003.
 200. Baumann C., Nerush E., Pukhov A., and Kostyukov I., Probing non-perturbative QED with electron-laser collisions // Scientific Reports. 2019. V. 9. P. 9407.
 201. Artemenko I., Nerush E., and Kostyukov I., Quasiclassical approach to synergic synchrotron–Cherenkov radiation in polarized vacuum // New Journal of Physics. 2020. V. 22. P. 093072.
 202. Fedotov A., Ilderton A., Karbstein F., King B., Seipt D., Taya H., and Torgimsson G., Advances in QED with intense background fields // Physics Reports. 2023. V. 1010. P. 1–138. Advances in QED with intense background fields.
 203. Попруженко С.В., Федотов А.М., Динамика и излучение заряженных частиц в лазерных полях экстремальной интенсивности // УФН. 2023. Т. 193. С. 491–527.
 204. Gelfer E., Fedotov A., Mironov A., and Weber S., Nonlinear Compton scattering in time-dependent electric fields beyond the locally constant crossed field approximation // Phys. Rev. D. 2022. V. 106. P. 056013.
 205. Xiong W. and Peng C., Proton Charge Radius from Lepton Scattering // arXiv:2302.13818 (2023).
 206. Xiong W., Gasparian A., Gao H., Dutta D., Khandaker M., Liyanage N., Pasyuk E., Peng C., Bai X., Ye L., Gnanvo K., Gu C., Levillain M., Yan X., Higinbotham D.W., Mezziane M., Ye Z., Adhikari K., Aljawhreh B., Bhatt H., Bhetuwal D., Brock J., Burkert V., Carlin C., Deur A., Di D., Dunne J., Ekanayaka P., El-Fassi L., Emmich B., Gan L., Glamazdin O., Kabir M.L., Karki A., Keith C., Kowalski S., Lagerquist V., Larin I., Liu T., Liyanage A., Maxwell J., Meekins D., Nazeer S.J., Nelyubin V., Nguyen H., Pedroni R., Perdrisat C., Pierce J., Punjabi V., Shabestari M., Shahinyan A., Sihwal R., Stepanyan S., Subedi A., Tarasov V.V., Ton N., Zhang Y., and Zhao Z.W., A small proton charge radius from an electron–proton scattering experiment // Nature. 2019. V. 575. P. 147–150.
 207. Schlimme B.S., Aulenbacher S., Brand P., Littich M., Wang Y., Achenbach P., Ball M., Bernauer J.C., Biroth M., Bonaventura D., Bosnar D., Caiazza S., Christmann M., Cline E., Denig A., Distler M., Doria L., Eckert P., Esser A., Friscic I., Gagneur S., Geimer J., Grieser S., Gülker P., Herrmann P., Hoek M., Kegel S., Kelsey J., Klag P., Khoulkaz A., Kohl M., Kolar T., Lauß M., Mann L.L., Lunkenheimer S., Marekovic J., Markus D., Mauch M., Merkel H., Mihovilovic M., Milner R., Müller J., Müller U., Petrovic T., Pochodzalla J., Rausch J., Schlaadt J., Schürg H., Sfienti C., Sirca S., Spreckels R., Stengel S., Stöttinger Y., Szyska C., Thiel M., Vestrick S., and Vidal C., Operation and characterization of a windowless gas jet target in high-intensity electron beams // Nucl. Instr. Meth. A. 2021. V. 1013. P. 165668.
 208. Bernauer C. et al., High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 242001.
 209. Vorobyev A.A., Precision measurement of the proton charge radius in electron proton scattering // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2019. V. 16. P. 524–529.
 210. Воробьев А.А. и др., Ионизационный спектрометр ядер отдачи для исследования упругого рассеяния адронов на малые углы // ПТЭ. 1981. Т. 31. С. 31.
 211. Алхазов Г.Д., Воробьев А.А., Добровольский А.В., Королев А. и Ханзадеев А.В., Исследование структуры экзотических ядер на установке с активной мишенью ИКАР методом упругого рассеяния протонов в инверсной кинематике // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2022. Т. 53. С. 661.
 212. Egger J. et al., A high-pressure hydrogen time projection chamber for the MuCap experiment. // Eur. Phys. J. 2014. V. A50. P. 163.
 213. Dreisbach C. et al. (COMPASSp Working Group), Measuring the proton radius in high-energy muon-proton scattering // Proc. Sci. 2019. V. DIS. P. 222.
 214. Abi B. et al. (Muon g-2 collaboration), Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 141801.
 215. Amhis Y. et al. (Heavy Flavor Averaging Group Collaboration), Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of 2021 // Phys. Rev. D. 2023. V. 107. P. 052008.
 216. Aaij R. et al. (LHCb Collaboration), Measurement of CP-Averaged Observables in the $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ Decay // Phys. Rev. Lett. . 2020. V. 125. P. 011802.

217. *Aaij R. et al.* (LHCb Collaboration), Angular Analysis of the $B^+ \rightarrow K^{*+} \mu^+ \mu^-$ Decay // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126. P. 161802.
218. *Pauk V. and Vanderhaeghen M.*, Lepton universality test in the photoproduction of $e^- e^+$ versus $\mu^- \mu^+$ pairs on a proton target // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 221804.
219. *Schumacher R.* “An Experimental Test of Lepton Universality through Bethe-Heitler production of Lepton Pairs in Hall D at Jefferson Lab.” A Letter of Intent to PAC 44, 2016.
220. A2 Collaboration, “New Proton Radius Extractions via Precise Measurements of Bethe-Heitler Production.” A Letter of Intent, 2016.
221. *McGeorge J.C. et al.*, Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C // *Eur. Phys. J.* 2008. V. A37. P. 129.
222. *Reiter A. et al.*, A microscope for the Glasgow photon tagging spectrometer in Mainz // *Eur. Phys. J.* 2006. V. A30. P. 461.
223. *Vorobyev A.A.*, “Proposal for high precision measurements of the $e^- p$ differential cross section at small t -values with the recoiled proton detector.” <https://indico.mitp.uni-mainz.de/event/66/>, 2016.
224. *Vorobyev A.A. et al.*, “Proposal to perform an experiment at the A2 hall, MAMI: High Precision Measurement of the ep elastic cross section at small Q^2 .” <https://www.blogs.uni-mainz.de/fb08-mami-experiments/files/2016/09/LOI-A2-02-2016.pdf>, 2016.
225. *Werthmueller D.*, “Experimental study of nucleon resonance contributions to eta photoproduction on the neutron.” PhD thesis, Universitat Basel, 2014.
226. *Petrunkin V.A.*, The electrical and magnetical polarizabilities of hadrons // *Sov. J. Part. Nucl.* 1981. V. 12. P. 278.
227. *Lyov A.I. and Petrunkin V.A.*, Quark-sea component of the electric polarizability of hadrons // *JETP Lett.* 1983. V. 37. P. 63.
228. *L'vov A.I.*, Theoretical aspects of the polarizability of the nucleon // *Int. J. Mod. Phys. A.* 1993. V. 8. P. 5267–5303.
229. *Powel J.L.*, Note on the Bremsstrahlung Produced by Protons // *Phys. Rev.* 1949. V. 75. P. 32.
230. *Baldin A.M.*, Polarizability of Nucleons // *Nucl. Phys.* 1960. V. 18. P. 1612.
231. *Workman R.L. et al.* (Particle Data Group), The Review of Particle Physics (2022) // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022. V. C01. P. 083.
232. *Mornacchi E. et al.*, (A2 Collaboration at MAMI), Measurement of Compton Scattering at MAMI for the Extraction of the Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128. P. 132503.
233. *Olmos V. et al.*, Low-energy Compton scattering and the polarizabilities of the proton // *Eur. Phys. J.* 2001. V. A10. P. 207.
234. *Yevetska O. et al.*, New experimental method for investigation of the nucleon polarizabilities // *Nucl. Instr. Meth.* 2010. V. A618. P. 160.
235. *Federspiel F.J. et al.*, Proton Compton effect: A measurement of the electric and magnetic polarizabilities of the proton // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 1511.
236. *Wang J., Landahl E., Graber T., Pahl R., Young L., Chen L.X., and Alp E.E.*, Time-resolved activities at the Advanced Photon Source requiring the pulsed structure of the x-ray beam // *Synch. Rad. News.* 2005. V. 18. P. 24–31.
237. *Luo S.N., Jensen B.J., Hooks D.E., Fezzaa K., Ramos K.J., Yeager J.D., Kwiatkowski K., and Shimada T.*, Gas gun shock experiments with single-pulse x-ray phase contrast imaging and diffraction at the Advanced Photon Source // *Review of Scientific Instruments.* 2012. V. 83. P. 073903.
238. *Jensen B.J., Ramos K.J., Iverson A.J., Bernier J., Carlson C.A., Yeager J.D., Fezzaa K., and Hooks D.E.*, Dynamic experiment using IMPULSE at the Advanced Photon Source // *Journal of Physics: Conference Series.* 2014. V. 500. P. 042001.
239. *Hemel M.A., Herbol E.B., Lid J. et al.*, Simulations and Experiments of Dynamic Granular Compaction in Non-ideal Geometries SCCM // *AIP Conf. Proc.* 2017. V. 1979. P. 180004.
240. *Тен К., Евдокимов О., Жогин И., Жуланов В.В., Зубков П.И., Кулипанов Г.Н., Лукьянчиков Л.А., Мерзиевский Л.А., Пирогов Б.Я., Прууэл Э.Р., Титов В.М., Толочко Б.П., Шеромов М.А.*, Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра // *ФГВ.* 2007. Т. 43. С. 91–99.
241. *Тен К.А., Прууэл Э.Р., Антипов М.В., Георгиевская А.Б., Михайлов А.Л., Спиринов И.А.*, Регистрация выброса частиц из ударно-нагруженных металлов методами синхротронного излучения // *ФГВ.* 2018. Т. 54. С. 103–111.
242. *Ten K.A., Prueel E.R., Kashkarov A.O., Rubtsov I.A., Antipov M.V., Georgievskaya A.B., Mikhailov A.L., Spirin I.A. et al.*, Dynamic registration of ejection from shock-loaded metals // *Journal of Physics: Conference Series.* 2019. V. 1147. P. 012020.
243. *Gustavsen R.L., Dattelbaum D.M., Watkins E.B., Firestone M.A., Podlesak D.W., Jensen B.J., Ringstrand B.S., Huber R.C., Mang J.T., Johnson C.E., Velizhanin K.A., Willey T.M., Hansen D.W., May C.M., Hodgkin R.L., Bagge-Hansen M., van Buuren A.W., Lauderbach L.M., Jones A.C., Graber T.J., Sinclair N., Seifert S., and Gog T.*, Time resolved small angle X-ray scattering experiments performed on detonating explosives at the advanced photon source: Calcula-

- tion of the time and distance between the detonation front and the x-ray beam // *Journal of Applied Physics* **121** (03, 2017) 105902.
244. Купер К.Э. // Развитие методик рентгеновской микроскопии и томографии на источнике синхротронного излучения ВЭПП-3. PhD thesis, Учреждение Российской академии наук Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН., Новосибирск, 2011.
 245. Смирнов Е.Б., Музыря А.К., Костицын О.В., Бадретдинова Л.Х., Тен К.А., Прууэл Э.Р., Толочко Б.П., Ша-рафутдинов М.Р., Шмаков А.Н., Купер К.Э., Исследование микро-, мезо- и макроструктуры конденсированных гетерогенных взрывчатых веществ с использованием синхротронного излучения // *Известия Российской академии наук. Серия Физическая*. 2015. Т. 79. № 1. С. 27.
 246. Overturf G. and Willey T., Towards Next Generation TATB-based Explosives by Understanding Voids and Microstructure from 10 nm to 1 cm, Tech. Rep. llnl-proc-411719, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
 247. Branch B. and Jensen B., Dynamic x-ray diffraction to study the shock-induced $\alpha - \epsilon$ phase transition in iron // *AIP Conference Proceedings*. 2018. V. 1979. P. 040001.
 248. Turneaure S.J., Sharma S.M., and Gupta Y.M., Nanosecond melting and recrystallization in shock-compressed silicon // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 135701.
 249. Подурец А., Баренбойм А., Пуль В., Трунин Р., Рентгенографическое исследование структуры молибдена и кремнистого железа во время ударно-волнового нагружения // *Известия АН СССР. Физика Земли*. 1989. Т. 6. С. 26–31.
 250. Kalantar D.H., Belak J.F., Collins G.W., Colvin J.D., Davies H.M., Eggert J.H., Germann T.C., Hawreliak J., Holian B.L., Kadau K., Lomdahl P.S., Lorenzana H.E., Meyers M.A., Rosolankova K., Schneider M.S., Sheppard J., Stölken J.S., and Wark J.S., Direct Observation of the $\alpha - \epsilon$ Transition in Shock-Compressed Iron via Nanosecond X-Ray Diffraction // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 075502.
 251. Hawreliak J., Colvin J.D., Eggert J.H., Kalantar D.H., Lorenzana H.E., Stölken J.S., Davies H.M., Germann T.C., Holian B.L., Kadau K., Lomdahl P.S., Higginbotham A., Rosolankova K., Sheppard J., and Wark J.S., Analysis of the x-ray diffraction signal for the $\alpha - \epsilon$ transition in shock-compressed iron: Simulation and experiment // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 184107.
 252. Johnson Q. and Mitchell A.C., First X-Ray Diffraction Evidence for a Phase Transition during Shock-Wave Compression // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 29. P. 1369–1371.
 253. Подурец А.М., Баренбойм А.И., Елфимова Ж.Н., Пуль В.В., Трунин Р.Ф., Рентгенографическое исследование ударной сжимаемости графита // *Известия АН СССР. Физика Земли*. 1991. № 1. P. 107–112.
 254. Подурец А.М., Дорохин В.В., Трунин Р.Ф., Рентгеноструктурное исследование фазовых ударно-волновых превращений в цирконии и висмуте // *ТВТ*. 2003. V. 41. № 2. P. 254.
 255. Борисенок В.А., Жерноклетов М.В., Ковалев А.Е., Подурец А.М., Симаков В.Г., Ткаченко М.И., Фазовые переходы в титане в ударных волнах в области давления до 150 ГПа // *Физика горения и взрыва*. 2014. Т. 50. № 3. С. 113–121.
 256. White S., Kettle B., Vorberger J., Lewis C.L.S., Glenzer S.H., Gamboa E., Nagler B., Tavella F., Lee H.J., Murphy C.D., Gericke D.O., and Riley D., Time-dependent effects in melting and phase change for laser-shocked iron // *Phys. Rev. Res.* 2020. V. 2. P. 033366.
 257. Медведев А.Б., Многофазное уравнение состояние висмута, 2022. 3p-7264/A.
 258. d'Almeida T. and Gupta Y.M., X-ray diffraction measurements in KCl shocked along [100] // *AIP Conference Proceedings*. 2000. V. 505. P. 113–116.
 259. Альтшулер Л.В., Егоров Л.А., Ниточкина Е.В., Орекин Ю.К., Дифракционное исследование структуры ударно-сжатого алюминия в рентгеновских лучах // *ЖЭТФ*. 1981. Т. 81. № 2. С. 672–677.
 260. Kishimura H., Morishita H., Okano Y.H., Hironaka Y., Kondo K.-i., Nakamura K.G., and Atou T., Micromosaic formation in laser-irradiated Si probed by picosecond time-resolved x-ray diffraction // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. P. 224301.
 261. Попов Н., Артюков И., Виноградов А., Протопопов В., Волновой пакет в фазовой проблеме оптики и птихографии // *УФН*. 2020. Т. 190. С. 820–828.
 262. Artyukov I., Popov N., and Vinogradov A., Lensless Reflection Imaging of Obliquely Illuminated Objects I: Choosing a Domain for Phase Retrieval and Ptychography // *Symmetry*. 2021. V. 13. P. 1439.
 263. Research at PSI, cSAXS – X12SA: Coherent small-angle X-ray scattering.
 264. Дюбков В., Полозов С., Рациков В., Вариант лабораторного комптоновского источника НИЯУ МИФИ // *Вестник МГУ. Серия 3: Физика. Астрономия*. 2023. Т. 78. С. 2310403.
 265. Sergeeva D.Y., Potylitsyn A.P., Tishchenko A.A., and Strikhanov M.N., Smith-Purcell radiation from periodic beams // *Optics Express*. 2017. V. 25. P. 26310.
 266. Naumenko G.A., Potylitsyn A.P., Sergeeva D.Y., Tishchenko A.A., Strikhanov M.N., and Bleko V.V., First experimental observation of the conical effect in Smith-Purcell radiation // *JETP Letters*. 2017. V. 105. P. 553.
 267. Sergeeva D.Y., Tishchenko A.A., and Strikhanov M.N., Conical diffraction effect in optical and x-ray Smith-Purcell radiation // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2015. V. 18. P. 052801.

268. *Savchenko A.A., Sergeeva D.Y., Tishchenko A.A., and Strikhanov M.N.*, Small-angle x-ray transition radiation from multilayered structures // *Phys. Rev. D*. 2019. V. 99. P. 016015.
269. *Tishchenko A.A. and Feshchenko A.M.*, Coherent Thomson Backscattering: Prospects of Compact X-ray Laser, in *Proc. of High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress*, p. JT5A.19, 2020.
270. *Potylitsyn A.P., Gavrilenko D.V., Strikhanov M.N., and Tishchenko A.A.*, Crab crossing in inverse Compton scattering // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2023. V. 26. P. 040701.
271. *Savchenko A.A., Tishchenko A.A., and Sergeeva D.Y.*, Geant 4 for inverse compton radiation source simulations, in *Proc. of RUPAC*, p. TUPSB29, 2021.
272. *Соловьев В.Г.* // Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. Энергоатомиздат, Москва, 1989.
273. *Мигдал А.* // Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Наука, Москва, 1983.
274. *Graves W.S., Bessuille J., Brown P., Carbajo S., Dolgashev V., Hong K.-H., Ihloff E., Khaykovich B., Lin H., Murari K., Nanni E.A., Resta G., Tantawi S., Zapata L.E., Kärtner F.X., and Moncton D.E.*, Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2014. V. 17. P. 120701.
275. *Baumgarten C., Pedicone M., Bravo H., Wang H., Yin L., Menoni C.S., Rocca J.J., and Reagan B.A.*, 1 J, 0.5 kHz repetition rate picosecond laser // *Opt. Lett.* 2016. V. 41. P. 3339–3342.
276. *Jung R., Tummler J., and Will I.*, Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy // *Opt. Express*. 2016. V. 24. P. 883–887.
277. *Kuznetsov I., Mukhin I., and Palashov O.*, Yb: YAG thin-rod laser amplifier with a high pulse energy for a fibre oscillator // *Quantum Electronics*. 2016. V. 46. P. 375–378.
278. *Kuznetsov I., Chizhov S., and Palashov O.*, Yb:YAG diverging beam amplifier with 20 mJ pulse energy and 1.5 kHz repetition rate // *Optics letters*. 2023. V. 48. P. 1292–1295.
279. *Perevezentsev E., Kuznetsov I., Mukhin I., and Palashov O.*, Matrix multi-pass scheme disk amplifier // *Applied Optics*. 2017. V. 56. P. 8471–8476.
280. *Ouzounov D.G., Zhou S., Sinclair C., and Wise F.*, Direct amplification of 3-ps pulses to 80 nJ at 50-MHz repetition rate in large-mode-area yb-fiber, in *conference on lasers and electro-optics (CLEO)*. 2007. P. 1–2.
281. *Kuznetsov I., Mukhin I., Palashov O., and Ueda K.-I.*, Thin-rod Yb:YAG amplifiers for high average and peak power lasers // *Optics Letters*. 2018. V. 43. P. 3941–3944.
282. *Kuznetsov I., Emelyanov N., Chizhov S., and Palashov O.*, High-average-power ultrafast laser amplifier with along-the-side end pumping // *Journal of the Optical Society of America B*. 2022. V. 39. P. 1565–1570.
283. *Negel J.-P., Voss A., Ahmed M.A., Bauer D., Sutter D., Killi A., and Graf T.*, 1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 5442–5445.
284. *Huang Z. and Ruth R.D.*, Laser-Electron Storage Ring // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 976–979.
285. *Loewen R.J.* // A compact light source: design and technical feasibility study of a laser-electron storage ring X-ray source. PhD thesis, Stanford University, Stanford CA, 2003.
286. *Abendroth J., McCormick M., Edwards T. et al.*, X-ray Structure determination of the glycine cleavage system protein H of Mycobacterium tuberculosis using an inverse Compton synchrotron X-ray source // *Journal of Structural and Functional Genomics*. V. 19. P. 91–100.
287. *Scheede S., Bech M., Achterhold K., Potdevin G., Gifford M., Loewen R., Limborg C., Ruth R., and Pfeiffer F.*, Multimodal hard X-ray imaging of a mammography phantom at a compact synchrotron light source // *J. Synchrotron Radiation*. 2012. V. 19. P. 525.
288. *Börzsönyi A., Chiche R., Cormier E. et al.*, External cavity enhancement of picosecond pulses with 28,000 cavity finesse // *Appl. Opt.* 2013. V. 52. P. 8376–8380.
289. *Pupeza I., Eidam T., Rauschenberger J. et al.*, Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity // *Optics Letters*. 2010. V. 35. P. 2052–2054.
290. *Pupeza I., Eidam T., Rauschenberger J. et al.*, Compact high-repetition-rate source of coherent 100 eV radiation // *Nature Photonics*. 2013. V. 7. P. 608–612.
291. *Carstens H., Lilienfein N., Holzberger S. et al.*, Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity // *Optics Letters*. 2014. V. 39. P. 2595–2598.
292. *Jocher C., Eidam T., Hädrich S., Limpert J., and Tünnermann A.*, Sub 25 fs pulses from solid-core nonlinear compression stage at 250 W of average power // *Optics Letters*. 2012. V. 37. P. 4407.
293. *Lengeler B., Schroer C., Tümmeler J., Benner B., Richwin M. et al.*, Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range // *J. Synchrotron Radiat.* 1999. V. 6. P. 1153–1167.
294. *Dubrovinsky L.S., Saxena S.K., Tutti F., Rekhi S., and LeBehan T.*, In Situ X-Ray Study of Thermal Expansion and Phase Transition of Iron at Multimegabar Pressure // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 1720–1723.
295. *Pandey S., Bean R., Sato T., Poudyal I., Bielecki J. et al.*, Time-resolved serial femtosecond crystallography at the European XFEL // *Nat. Methods*. 2020. V. 17. P. 73–78.
296. *Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., and Lengeler B.*, A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays // *Nature*. 1996. V. 384. P. 49–51.

297. *Dimper R., Reichert H., Raimondi P., Ortiz L., Sette F. et al.*, ESRF upgrade programme Phase II (2015–2022) Technical Design Study, 2015.
298. *Tavares P.F., Leemann S.C., Sjöström M., and Andersson A.*, The MAX IV storage ring project // *J. Synchrotron Radiat.* 2014. V. 21. P. 862–877.
299. *Liu L., Milas N., Mukai A.H.C., Resende X.R., and Sa F.H.D.*, The sirius project // *J. Synchrotron Radiat.* 2014. V. 21. P. 904–911.
300. *Altarelli M., Brinkmann R., Chergui M., Decking W., Dobson B. et al.*, The European X-Ray Free-Electron Laser – Technical Design Report, 2007.
301. *Vaughan G.B.M., Wright J.P., Bytchkov A., Rossat M., Gleyzolle H., and et al.*, X-ray transfocators: Focusing devices based on compound refractive lenses // *J. Synchrotron Radiat.* 2011. V. 18. P. 125–133.
302. *Narikovich A., Polikarpov M., Barannikov A., Klimova N., Lushnikov A. et al.*, CRL-based ultra-compact transfocator for X-ray focusing and microscopy // *J. Synchrotron Radiat.* 2019. V. 26. P. 1208–1212.
303. *Snigirev A. and Snigireva I.*, High energy X-ray micro-optics // *Comptes Rendus Physique.* 2008. V. 9. P. 507–516.
304. *Snigirev A.A., Snigireva I.I., Michiel M.D., Honkimaki V., Grigoriev M.V., Nazmov V.P., Reznikova E.F., Mohr J., and Saile V.*, Submicron focusing of high-energy x-rays with Ni refractive lenses, in optical science and technology, the SPIE 49th Annual Meeting, p. 2021. V. 5539. P. 244.
305. *Snigirev A. et al.*, High energy X-ray nanofocusing by silicon planar lenses // *J. Phys. Conf. Ser.* 2009. V. 186. P. 12–72.
306. *Snigireva I., Polikarpov M., and Snigirev A.*, Diamond X-Ray Refractive Optics // *Synchrotron Radiat. News.* 2021. V. 34. P. 12–20.
307. *Bellucci V. et al.*, Stack of quasi-mosaic thin lamellae as a diffracting element for Laue lenses // *Exp. Astron.* 2014. V. 38. P. 25–40.
308. *Nazmov V. et al.*, LIGA fabrication of X-ray nickel lenses // *Microsyst. Technol.* 2005. V. 11. P. 292–297.
309. *Fedotenko T. et al.*, Laser heating setup for diamond anvil cells for in situ synchrotron and in house high and ultra-high pressure studies // *Rev. Sci. Instrum.* 2019. V. 90. P. 104501.
310. *Kutsal M. et al.*, The ESRF dark-field x-ray microscope at ID06 // *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* 2019. V. 580. P. 012007.
311. *Polikarpov M. et al.*, Visualization of protein crystals by high-energy phase-contrast X-ray imaging // *Acta Crystallogr. Sect. D Struct. Biol.* 2019. V. 75. P. 947–958.
312. *Ewald F. et al.*, Vertical emittance measurement at the ESRF, in DIPAC, 2011. V. 11. P. MOPD61.
313. *Snigirev A. et al.*, On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation // *Rev. Sci. Instrum.* 1995. V. 66. P. 5486–5492.
314. *Kohn V., Snigireva I., and Snigirev A.*, Direct Measurement of Transverse Coherence Length of Hard X Rays from Interference Fringes // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 2745–2748.
315. *Lyubomirskiy M., Snigireva I., and Snigirev A.*, Lens coupled tunable Young’s double pinhole system for hard X-ray spatial coherence characterization // *Opt. Express.* 2016. V. 24. P. 13679.
316. *Lyubomirskiy M. et al.*, Hard x-ray single crystal bi-mirror // *Opt. Lett.* 2015. V. 40. P. 2205.
317. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Yunkin V., Kuznetsov S., Grigoriev M.B., Roth T., Vaughan G., and Detlefs C.*, X-Ray Nanointerferometer Based on Si Refractive Bilenses // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 064801.
318. *Zverev D. et al.*, X-ray phase-sensitive imaging using a bilens interferometer based on refractive optics // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 21856.
319. *Lyubomirskiy M. et al.*, 30-Lens interferometer for high-energy x-rays // *J. Synchrotron Radiat.* 2016. V. 23. P. 1104–1109.
320. *Zverev D. et al.*, Coherent X-ray beam expander based on a multilens interferometer // *Opt. Express.* 2021. 29. P. 35038.
321. *Medvedskaya P. et al.*, Diamond refractive micro-lenses for full-field X-ray imaging and microscopy produced with ion beam lithography // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 4773.
322. *Chen Y. et al.*, Modeling and simulation of RF photoinjectors for coherent light sources // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2018. V. 889. P. 129–137.
323. *Krasilnikov M. et al.*, Experimentally minimized beam emittance from anaL-band photoinjector // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2012. V. 15. P. 100701.
324. *Krasilnikov M., Chen Y., and Stephan F.*, Studies of space charge dominated electron photoemission at PITZ // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Ser.* 2019. V. 1238. P. 012064; *Gross M. et al.*, Characterization of self-modulated electron bunches in an argon plasma // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series* 2018. V. 1067 P. 042012.
325. *Li X.-K. et al.*, Simulation studies on the saturated emission at PITZ // *Proc. of 39th Free Electron Laser Conf. FEL2019* (2019) WEP052.
326. *Hernandez-Garcia C., Krasilnikov M., Asova G. et al.*, Charge production studies from Cs₂Te photocathodes in a normal conducting RF gun. // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2017. V. 871. P. 97–104.

327. *Ogur S., Oide K., Polozov S.M. et al.*, Layout and performance of the FCC-ee pre-injector chain // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1067. P. 022011.
328. *Masunov E.S., Polozov S.M., Rashchikov V.I., and Voronkov A.V.*, Stationary and transient beamdynamics simulation results comparison for traveling wave electron linac with beam loading // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2012. V. 4. P. 96–99.
329. *Воронков А.В., Масунов Э.С., Полозов С.М., Ращиков В.И.*, Расчет динамики пучка в ускорителях, работающих на бегущей волне, с учетом эффекта нагрузки током // Атомная энергия. 2010. Т. 109. С. 84–89.
330. *Воронков А.В., Масунов Э.С., Полозов С.М., Ращиков В.И.*, Package of programs BEAMDULAC-BL for 3-D electron beam dynamics simulation taking into account own electrostatic field and current loading // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2013. Т. 6 (88). С. 114–118.
331. *Pöplau G., Flöttmann K.*, Models for high brightness electron bunches // In Proc. of XI European Particle Accelerators Conference, EPAC'08. 2008. P. 1770–1772.
332. *Dowell D.H. and Schmerge J.F.*, Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes // Phys. Rev. ST AB. 2009. V. 12. P. 074201.
333. *Jensen K.L.*, Transfer matrix methods, photoemission and heterostructures // P3 workshop. 2016.
334. *Rashchikov V.I.*, Electromagnetic field calculation in complex geometry structures // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 1990. V. 10. P. 50–53.
335. *Rashchikov V.I. and Didenko A.N.*, High power microwave generation in virtual cathode systems // IEEE Particle Accelerator Conference. 1991. P. 3111–3113.
336. *Didenko A.N., Rashchikov V.I., and Fortov V.E.*, Mechanism of generation of high-intensity terahertz radiation under the action of high-power laser pulsed on a target // Technical Physics. 2011. V. 56. P. 1535–1538.
337. *Polozov S.M. and Rashchikov V.I.*, Longitudinal motion stability of electrons inside the plasma channel of LPWA // Cybernetics and Physics. 2018. V. 7. P. 228–232.
338. *Rashchikov V.I. and Shikanov A.E.*, Compact plasma reflex triode for neutron generation // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. P. 1279–1282.
339. *Polozov S.M. and Rashchikov V.I.*, Simulation studies on the radiofrequency gun saturated emission // Cybernetics and physics. 2020. V. 9. P. 103–106.
340. *Krasilnikov M., Polozov S.M., and Rashchikov V.I.*, Photoemission of Picosecond Electron Bunches with Large Charge in RF Guns // Physics of Atomic Nuclei. 2021. V. 84. P. 1881–1885.
341. *Cultrera L.*, Cathodes for photoemission guns // In Proc. of 2011 Particle Accelerators Conference, PAC'11. 2011. V. 2099–2103.
342. *Monaco L. et al.*, High QE Photocathodes performance during operation at FLASH/PITZ photoinjectors // In Proc. of 2007 Particle Accelerators Conference, PAC'07. 2007. P. 2763.
343. *Вухарев А.Л.*, Исследование газозафазного синтеза поли- и монокристаллических алмазных пленок в плазме СВЧ-разряда // Известия вузов. Радиофизика. 2007. Т. L. С. 10–11.
344. *Вухарев А.А., Вухарев А.Л., Гачева Е.И. и др.*, Разработка фотоинжекционного ускорительного комплекса в ИПФ РАН: состояние исследований и перспективы // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. LXIII. С. 5–6.
345. *Downer M.C., Zgadzaj R., Debus A., Schramm U., and Kaluza M.C.*, Diagnostics for plasma-based electron accelerators // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 035002.
346. *Ding Y., Behrens C., Emma P., Frisch J., Huang Z., Loos H., Krejcik P., and Wang M.-H.*, Femtosecond x-ray pulse temporal characterization in free-electron lasers using a transverse deflector // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2011. V. 14. P. 120701.
347. *Berden G., Jamison S.P., MacLeod A.M., Gillespie W.A., Redlich B., and van der Meer A.F.G.*, Electro-Optic Technique with Improved Time Resolution for Real-Time, Nondestructive, Single-Shot Measurements of Femtosecond Electron Bunch Profiles // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 114802.
348. *Helle M.H., Gordon D.F., Kaganovich D., and Ting A.*, Extending electro-optic detection to ultrashort electron beams // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. V. 15. P. 052801.
349. *Тищенко А., Сергеева Д.*, Некогерентный форм-фактор в дифракционном излучении и излучении Смита–Парселла // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 636–644.
350. *Sergeeva D., Tishchenko A., and Strikhanov M.*, Microscopic theory of Smith–Purcell radiation from 2D photonic crystal // Nucl. Instr. and Meth. B. 2017. V. 402. P. 206–211.
351. *Tishchenko A.A. and Sergeeva D.Y.*, Near-field resonances in photon emission via interaction of electrons with coupled nanoparticles // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 235421.
352. *Потылицын А.П., Сергеева Д.Ю., Стриханов М.Н., Тищенко А.А.*, Дифракционное излучение заряда как излучение сверхсветового источника в вакууме // Усп. физ. наук. 2020. V. 190. № 3. P. 329–335.
353. *Garaev D.I., Sergeeva D.Y., and Tishchenko A.A.*, Theory of Smith–Purcell radiation from a 2D array of small noninteracting particles // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 075403.
354. *Sergeeva D., Garaev D., and Tishchenko A.*, Polarized grating transition radiation from a 2D photonic crystal // JOSA B. 2022. V. 39. P. 3275.

355. *Sergeeva D., Aryshev A., Tishchenko A., Popov K., Terunuma N., and Urakawa J.*, THz Smith–Purcell and grating transition radiation from metasurface: experiment and theory // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. P. 544.
356. *Bobb L., Kieffer R., Lefèvre T., Mazzoni S., Aumeyr T., Karataev P., Billing M., Conway J., and Shanks J.*, Feasibility of diffraction radiation for noninvasive beam diagnostics as characterized in a storage ring // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2018. V. 21. 032801.
357. *Lockmann N.M., Gerth C., Schmidt B., and Wesch S.*, Noninvasive THz spectroscopy for bunch current profile reconstructions at MHz repetition rates // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2020. V. 23. P. 112801.
358. *Kazakov A.A., Kezerashvili G.Y., Lazareva L.E., Nedorezov V.G., Skrinskii A.N., Sudov A.S., Tumalkin G.M., and Shatunov Y.M.*, Fission of ^{238}U and ^{237}Np by intermediate-energy γ rays // *JETP Lett.* 1984. V. 40. P. 1271.
359. *Kezerashvili G.Y., Milov A.M., Muchnoi N.Y., and Usov A.P.*, A Compton source of high-energy polarized tagged gamma-ray beams. The ROKK-1M facility // *Nucl. Instrum. Meth. B.* 1998. V. 145. P. 40–48.
360. *Tavares O.A.P., de Paiva E., Kezerashvili G.Y., Kezerashvili R.Y., Muchnoi N.Y., Naumenkov A.I., Protopopov I.Y., Simonov E.A., and Terranova M.L.*, Photofission of ^{27}Al nucleus in the quasi-deuteron region of photonuclear absorption // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* 1999. V. 25. P. 1979.
361. *Terranova M.L., Tavares O.A.P., Kezerashvili G.Y., Kiselev V.A., Milov A.M., Muchnoi N.Y., Naumenkov A.I., Petrov V.V., Protopopov I.Y., Simonov E.A., Paiva E.d., and Moreira E.L.*, Fissility of Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V and Ti nuclei measured with 100 MeV Compton backscattered photons // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* 1996. V. 22. P. 511.
362. *Akhmadaliev S.Z., Kezerashvili G.Y., Klimenko S.G., Malyshev V.M., Maslennikov A.L., Milov A.M., Milstein A.I., Muchnoi N.Y., Naumenkov A.I., Panin V.S., Peleganchuk S.V., Popov V.G., Pospelov G.E., Protopopov I.Y., Romanov L.V., Shamov A.G., Shatilov D.N., Simonov E.A., and Tikhonov Y.A.*, Delbrück scattering at energies of 140–450 MeV // *Physical Review C.* 1998. V. 58. P. 2844–2850.
363. *Akhmadaliev S.Z. et al.*, Experimental investigation of high-energy photon splitting in atomic fields // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 061802, [<http://xxx.lanl.gov/abs/hep-ex/0111084> hep-ex/0111084].
364. *Aulchenko V.M., Bondar A., Cantoni P., Frabetti P.L., Ganzhur S.F., Kezerashvili G., Klimenko S.G., Lanni F., Leontiev L.A., Maggi B., Malyshev V.M., Maslennikov A.L., Manfredi P.F., Milov A.M., Muchnoi N.Y., Onuchin A.P., Palombo F., Panin V.S., Peleganchuk S.V., Pogorelov Y.A., Pospelov G.E., Protopopov I.Y., Re V., Sala A., Shamov A.G., Shatilov D.N., Simonov E.A., Speziali V., Stagni L., and Tikhonov Y.A.*, The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 1997. V. 394. № 1. P. 35–45.
365. *Ikeda H., Satpathy A., Ahn B.S., Aulchenko V.M., Bondar A.E., Cheon B.G., Chu T.H., Fukushima M., Garmash A.Y., Hayashii H., Jang H., Kaneyuki K., Kazui K., Kezerashvili G.Y., Kim H.J., Kremyanskaya E.V., Kuzmin A.S., Lee M.H., Miyabayashi K., Muchnoi N.Y., Naumenkov A.I., Noguchi S., Park C.S., Popov V.G., Protopopov I.Y., Pogorelov Y.A., Romanov L.V., Root N.I., Sagawa H., Shatilov D.N., Sidorov A.V., Simonov E.A., Shwartz B.A., Tamai K., Tsukamoto T., Usov Y.V., Watanabe Y., and Zhilich V.N.*, A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20 MeV and 5.4 GeV // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2000. V. 441. № 3. P. 401–426.
366. *Beam Energy and Energy Spread Measurement by Compton Backscattering of Laser Radiation at the VEPP-4M Collider* // *ICFA Beam Dynamics Newsletter.* 2009. P. 195–207.
367. *Abakumova E., Kaminsky V. et al.*, Backscattering of Laser Radiation on Ultrarelativistic Electrons in a Transverse Magnetic Field: Evidence of MeV-Scale Photon Interference // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 140402, [<http://xxx.lanl.gov/abs/arXiv:1211.0103> arXiv:1211.0103].
368. *Abakumova E.V., Achasov M.N., Berkaev D.E., Kaminsky V.V., Koop I.A., Korol A.A., Koshuba S.V., Krasnov A.A., Muchnoi N.Y., Perevedentsev E.A., Pyata E.E., Shatunov P.Y., Shatunov Y.M., and Shwartz D.B.*, A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 2014. V. 744. P. 35–40. [<http://xxx.lanl.gov/abs/1310.7764>].
369. *Abakumova E.V. et al.*, The Beam energy measurement system for the Beijing electron-positron collider // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 2011. V. 659. P. 21–29, [<http://xxx.lanl.gov/abs/1109.5771> 1109.5771].
370. *Achasov M.N. and Muchnoi N.Y.*, C.M.S. energy calibration in BES-III and VEPP-2000 experiments // *Journal of Instrumentation.* 2020. V. 15. P. C07005.
371. *Kaminskiy V. et al.*, Beam energy measurements for an experiment on elastic $e^{\pm}p$ scattering at the VEPP-3 storage ring // *JINST.* 2014. V. 9. P. T06006, [<http://xxx.lanl.gov/abs/arXiv:1403.4355> arXiv:1403.4355].
372. *Blinov V.E., Bogomyagkov A.V., Cherepanov V.P., Kiselev V.A., Levichev E.B., Medvedko A.S., Nikitin S.A., Nikolaev I.B., Shamov A.G., and Shubin E.I.*, Beam energy measurements at VEPP-4M collider by resonant depolarization technique // *ICFA Beam Dynamics Newsletter.* 2009. P. 181–191.
373. *Blinov V.E., Ivakin V.O., Kaminskiy V.V., Kudryavtsev V.N., Muchnoi N.Y., Nikitin S.A., Nikolaev I.B., and Shekhtman L.I.*, Laser Polarimeter at VEPP-4M // *Journal of Instrumentation.* 2017. V. 12. P. C08020.

374. *Blinov V.E., Bedareva T.V., Zakharov S.A., Kaminskiy V.V., Kudryavtsev V.N., Muchnoi N.Y., Nikitin S.A., Nikolaev I.B., and Shekhtman L.I.*, Status of laser polarimeter at VEPP-4M // Journal of Instrumentation. 2020. V. 15. P. C08024.
375. *Bobrovnikov V.S., Grigoriev D.N., Kaminskiy V.V., Kudryavtsev V.N., Muchnoi N.Y., Rezanova O.L., Shekhtman L.I., and Zhilich V.N.*, The energy calibration system of the KEDR tagger // JINST. 2014. V. 9. № 10. P. C10017.
376. *Kaminskiy V., Muchnoi N., and Zhilich V.*, Energy scale calibration of KEDR detector tagging system // JINST. 2017. V. 12. № 08. P. C08002.
377. *Baranov G.N., Bogomyagkov A.V., Levichev E.B., and Sinyatkin S.V.*, Magnet Lattice Optimization for Novosibirsk Fourth Generation Light Source SKIF // Siberian J. of Phys. 2020. V. 15. P. 5.
378. *Cetina C., Heimberg P., Berman B.L., Briscoe W.J., Feldman G., Murphy L.Y., Crannell H., Longhi A., Sober D.I., Sanabria J.C., and Kezerashvili G.Y.*, Photofission of heavy nuclei from 0.2 to 3.8 GeV // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044622.

DRAFT SCIENTIFIC PROGRAM OF INOC – NCPHM SOURCE OF COMPTON MONOCHROMATIC GAMMA-QUANTA

L. V. Grigorenko^{1,2,3,#}, N. V. Antonenko⁴, I. A. Artyukov⁵, M. N. Achasov⁶, A. L. Barabanov^{2,3}, S. L. Belostotsky⁷, E. E. Boos^{8,9}, I. N. Borzov^{3,4}, V. V. Varlamov⁸, A. A. Vasilyev⁷, A. V. Vinogradov⁵, A. N. Vinokurov⁶, M. V. Vladimirov², S. V. Vorobyev⁷, L. Z. Dzhilavyan¹⁰, R. V. Jolos⁴, A. A. Dzyuba⁷, V. S. Dyubkov², N. V. Zavyalov¹¹, D. A. Zverev¹², S. G. Kadmsky¹³, S. P. Kamerdzhev³, V. V. Kaminskiy⁶, I. A. Karpov¹¹, E. E. Kolomeitsev^{4,14}, I. Yu. Kostyukov¹⁵, P. A. Kravtsov⁷, P. V. Kravchenko⁷, A. A. Kuznetsov^{8,9}, I. I. Kuznetsov¹⁵, A. M. Lapik¹⁰, A. E. Levichev⁶, P. V. Logatchev⁶, A. I. Lvov⁵, E. M. Maev⁷, O. E. Maev⁷, M. A. Martiansov¹⁵, V. S. Melezhik⁴, A. P. Menushenkov², O. I. Meshkov⁶, S. Y. Mironov¹⁵, I. B. Mukhin¹⁵, N. Yu. Muchnoi⁶, V. O. Nesterenko⁴, D. A. Nikiforov⁶, O. V. Palashov¹⁵, A. M. Podurets¹¹, S. M. Polozov², A. L. Polonski¹⁰, N. L. Popov⁵, S. V. Popruzenko², A. K. Potemkin¹⁵, A. P. Potylitsyn², S. F. Razinkov², V. I. Raschikov², S. G. Rykovanov¹⁶, A. V. Savel'ev-Trofimov⁹, A. P. Severyukhin⁴, A. M. Sergeev¹⁷, D. Yu. Sergeeva², A. A. Snigirev¹², I. A. Spirin¹¹, M. V. Starodubtsev¹⁵, M. V. Tatsenko¹¹, A. A. Tishchenko², E. V. Tkalya⁵, O. L. Fedin⁷, A. M. Fedotov², A. S. Fomichev^{1,18}, B. Yu. Sharkov^{2,17,19}, P. G. Sharov¹, V. I. Shvedunov⁸, A. A. Shemukhin⁸, O. N. Shubin²⁰, M. S. Khirk^{1,8}, and V. D. Efros³

¹Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia

²National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

³National Research Centre "Kurchatov Institute" Moscow, Russia

⁴Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

⁵Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁶Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

⁷Petersburg Nuclear Physics Institute of NRC "Kurchatov Institute", Gatchina, Russia

⁸Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

⁹Lomonosov Moscow State University Moscow, Russia

¹⁰Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia

¹¹Russian Federal Nuclear Center "All-Russian Research Institute of Experimental Physics", Sarov, Russia

¹²Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia

¹³Voronezh State University, Voronezh, Russia

¹⁴Matej Bel University, Banska Bystrica, Slovakia

¹⁵Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

¹⁶Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia

¹⁷National Center for Physics and Mathematics, Sarov, Russia

¹⁸Dubna State University, Dubna, Russia

¹⁹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁰State Atomic Energy Corporation ROSATOM, Moscow, Russia

#e-mail: lgrigorenko@yandex.ru

As the first large-scale scientific facility of the National Center for Physics and Mathematics (NCPHM, Sarov) it is proposed to create INOC complex ("ИНОК" is the Russian abbreviation for

Intense Inverse Compton). INOC is a source (quasi)monochromatic γ -quanta based on the inverse Compton scattering effect of photons on relativistic electrons. Main scientific objectives of the prospective Compton radiation source (CRS) of NCPHM are studies in the field of nuclear photonics — photonuclear reactions, photofission, physics of isomers, nuclear spectroscopy, high-precision studies of the Giant Dipole Resonance (GDR) and Pygmy-Dipole Resonance (PDR) energy regions, etc. With electron energies $E_e \lesssim 1$ GeV the energy of nuclear excitations up to the GDR region $E_\gamma \lesssim 25$ MeV can be covered by high-intensity Compton generation from the first harmonic of the high-power (quasi)continuous lasers. As the energy increases to $E_e \sim 2$ GeV additional scientific opportunities arise for research with E_γ up to 1500 MeV in the field of hadron photonics and high-energy nuclear physics (Compton scattering on nucleons and nuclear matter, mesonic degrees of freedom in nuclear matter, etc.). Electron beams with limiting energy $E_e = 2$ GeV can also be used to generate intense ultrashort pulses of γ -radiation for studies of fast processes, and in combination with a terawatt lasers — for studies of nonlinear Compton scattering. The INOC project can be implemented in two stages. At the first stage, the initial section of the linear accelerator and storage ring $E_e \sim 70$ –100 MeV are constructed. These are used for generation of monochromatic X-ray and gamma radiation with $E_\gamma \sim 10$ –180 keV for studies in the field of non-destructive testing, materials science and biology. For development of experimental techniques and machinery, personnel training and formation of the scientific community of the prospective center it is important to develop experimental program for inverse Compton studies at existing VEPP-4 (BINP RAS, Novosibirsk) and soon commissioned SKIF (SRF SKIF, Koltsovo) facilities, as well as continue development of the CRS MSU and CRS MEPhI, work on which are already underway. Within these research projects it is possible to carrying out the R&Ds required for the future INOC facility “on a broad front”. The launch of the first stage of CRS NCPHM is also important for the successful start of operation of the “full” CRS NCPHM version of the second stage in the sense of infrastructure development and personnel training. It is very likely that the INOC construction will have significant synergy with the prospective construction of multifunctional electron-positron collider at NCPHM. For example, the construction of INOC will prepare the NCPHM infrastructure for the construction of the collider. It's also possible use the CRS NCPHM electron accelerator (or parts of its engineering infrastructure) as the part of the accelerator complex of the e^+e^- collider.