На правах рукописи



Рыкованов Сергей Георгиевич

Нелинейное обратное рассеяние Комптона: путь к ярким узкополосным источникам гамма-квантов и рентгеновского излучения

1.3.19 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении “Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук” (г. Нижний Новгород).

Официальные оппоненты: **Левичев Евгений Борисович**
академик РАН, доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работе Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Андреев Николай Евгеньевич
доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией теории лазерной плазмы Объединенного института высоких температур РАН

Стремоухов Сергей Юрьевич
доктор физико-математических наук, профессор физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”“

Защита состоится 8 февраля 2027 г. в 15:00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 при ФГБНУ “ФИЦ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН”, расположенном по адресу: 603951, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПФ РАН и на сайте www.ipfran.ru

Автореферат разослан 21.12.2026

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических
наук Э.Б. Абубакиров

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Узкополосные источники фотонов рентгеновского и гамма диапазонов на основе обратного комптоновского рассеяния (ОКР) активно используются в ядерной физике, материаловедении, биологии и медицине. Основным отличием таких источников от, например, источников на основе тормозного излучения, является их высокая спектральная яркость, то есть они способны обеспечить большое количество фотонов в узкой полосе рассеяния. Несмотря на значительный прогресс в создании источников на базе ОКР, остаются нерешенными вопросы, связанные с увеличением эффективности генерации излучения и минимизацией размеров установки. Характеристики фотонного источника на основе ОКР теснейшим образом связаны с характеристиками электронного и лазерного пучков. При заданных желаемых параметрах фотонного источника, которые обычно известны из требований экспериментаторов и пользователей установки, необходимо обеспечить определенный энергетический и угловой разброс электронного и лазерного пучков, а также их оптимальное геометрическое перекрытие. Кроме того, сильное влияние на характеристики источника может оказывать интенсивность и огибающая лазерного пучка. В настоящее время активно обсуждается использование нелинейного эффекта Комптона как способа значительного увеличения выхода фотонов. В диссертации рассматриваются источники основанные как на линейном, так и на нелинейном эффекте Комптона. Активно обсуждается также вопрос об использовании электронных пучков из лазерно-плазменных ускорителей (ЛПУ), что потенциально позволит значительно уменьшить размеры установки. Актуальность темы диссертации подтверждается устойчивым интересом мировых ускорительных лабораторий к узкополосным фотонным источникам. Так, в настоящее время разрабатывается проект установки в Национальном Центре Физики и Математики в г. Саров, которая будет обладать лучшими в мире характеристиками по ширине и яркости линии рассеяния. Тем самым, результаты, представленные в диссертации, обладают также и значительным практическим интересом для существенного улучшения характеристик установки.

Степень разработанности темы исследования. Вскоре после появления первых лазеров в 60-х годах прошлого века, появились идеи об использовании обратного эффекта Комптона для преобразования энергии лазерных фотонов в рентгеновский и гамма диапазоны [39, 40], а первый эксперимент был проведен в ФИАНе и опубликован уже в 1964 году [41]. В последующие несколько лет была проведена серия экспериментов в лабораториях разных стран [42], при этом энергии генерируемых гамма-фотонов достигли порядка 100 МэВ [43]. В СССР, а затем и в России, метод обратного Комптоновского рассеяния также активно использовался и в качестве способа диагностики пучков электронов, и как источник гамма излучения для фотоядерных экспериментов в ИЯФ им. Будкера в Новосибирске [44] на установках РОКК-1 [45], РОКК-2 [46] и РОКК-1М [47], причем первые две из них на момент создания превосходили

по своим характеристикам мировые аналоги. Для фотоядерных экспериментов также активно использовались установка GRAAL в ESRF в г. Гренобль, Франция, установка LEPS на синхротроне Spring-8 в Японии и установка LEGS на синхротроне NSLS в Брукхэвенской национальной лаборатории в США. Сейчас эти установки прекратили свое функционирование.

В настоящее время, основными установками для проведения фотоядерных экспериментов с источниками гамма квантов на основе обратного комптоновского рассеяния являются установка HIGS (США) и станция BL01 на синхротроне newSubaru (Япония), обе являются центрами коллективного пользования. Установка HIGS (от High Intensity Gamma Source) на данный момент является самым интенсивным в мире искусственным и контролируемым узкополосным источником гамма квантов (в диапазоне от 1 до 100 МэВ), и ее параметры, а именно максимальная сколлимированная в 5-процентную полуширину интенсивность потока гамма квантов $2.5 \cdot 10^8$ фотонов/с (или порядка 10^3 фотонов/с/эВ) при энергиях фотонов до 100 МэВ, являются своеобразным минимумом, который должны стремиться преодолеть современные и будущие установки. В ближайшее время начнет работу узкополосный источник гамма квантов в ELI-NP (г. Мэгуреле, Румыния), который станет самым интенсивным узкополосным источником в диапазоне энергий фотонов от 0.2 до 19.5 МэВ. Интенсивность в полосе излучения шириной около 0.5% будет порядка $8 \cdot 10^8$ фотонов/с или 10^4 фотонов/с/эВ.

Стоит отметить проекты по созданию компактного узкополосного гамма источника на основе обратного рассеяния Комптона, где в качестве метода ускорения электронов будет задействован метод лазерно-плазменного кильватерного ускорения [20]. Теоретически, такой компактный источник (площадь от 6-10 кв. метров) может конкурировать с источником HIGS, особенно при планируемой разработке технологии создания мощных лазерных импульсов с помощью соединения многих оптоволоконных лазеров, что позволит достигнуть частоты повторения мощных лазерных импульсов $>$ 1кГц. В России в Национальном Центре Физики и Математики планируется строительство комптоновского источника нового поколения (**ИКИ НЦФМ**), который потенциально станет самым ярким комптоновским источником в мире. Как видно, область создания источников гамма- и рентгеновского излучения на основе эффекта Комптона активно развивается.

При малой интенсивности рассеиваемого лазерного импульса эффект Комптона проходит в линейном режиме, и подавляющее большинство установок, используемых в качестве центров коллективного пользования, работают именно в нем [48], [37]. Нелинейность в рассеянии Комптона проявляется наиболее сильно при безразмерных амплитудах рассеиваемого лазерного импульса $a_0 \gtrsim 1$, хотя при создании узкополосных гамма источников ее приходится учитывать и при меньших амплитудах [49]. Здесь $a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_L}$ – безразмерная амплитуда лазерного импульса, E_0 – амплитуда электрического поля лазерного импульса, e – абсолютное значение заряда электрона, m – масса электрона,

c – скорость света в вакууме, ω_L – частота лазерного импульса. С точки зрения классической физики, если в случае линейного комптоновского (томсоновского) рассеяния мы полностью пренебрегали влиянием самого лазерного импульса на продольную составляющую импульса электрона, то есть световым давлением, то в нелинейном случае учет светового давления необходим и приводит к таким эффектам, как, например, генерация гармоник высокого порядка и сдвиг основной линии рассеяния и ее гармоник в зависимости от a_0 [50]. С точки зрения квантовой электродинамики нелинейное однофотонное рассеяние Комптона [51] – процесс первого порядка теории возмущений, но волновая функция электрона "одета" сильным электромагнитным полем, то есть является решением уравнения Дирака в плоской классической электромагнитной волне [52]. Энергии фотона рассеянного на n-той гармонике дается следующим выражением:

$$\hbar\omega_{\gamma,n} \approx \frac{4\gamma^2 n\hbar\omega_L}{1+\frac{a_0^2}{2}+\gamma^2\theta^2+n\chi}, \tag{1}$$

где $\chi = \frac{4\gamma\hbar\omega_L}{mc^2}$ – параметр квантовой отдачи, γ - релятивистский Лоренц-фактор электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, θ – угол между изначальным направлением движения электрона и направлением движения рассеянного фотона. Здесь n можно понимать как количество фотонов, которое "поглотил" электрон, переизлучив затем всего один фотон. Это выражение записано для случая линейной поляризации рассеиваемого импульса.

Упомянем экспериментальные работы по нелинейному рассеянию Комптона. В работе 1983 года [53] была впервые продемонстрирована генерация второй гармоники в нелинейном рассеянии Комптона, причем лазерный импульс с небольшой амплитудой $a_0 = 0.01$ рассеивался на пучке электронов с энергией порядка 1 кэВ. Впоследствии генерацию второй гармоники в Комптоновском рассеянии также наблюдали и при более высоких амплитудах рассеиваемого лазерного импульса в работах [54–56] при рассеянии импульса CO_2 лазера на электронном пучке с энергией порядка 60 МэВ. В работе [57], проведенной в Центре Стэнфордского Линейного Ускорителя (SLAC, США) демонстрируется одновременное взаимодействие до 4 лазерных фотонов с электронами из пучка с центральной энергией 46.6 ГэВ. В настоящее время большинство экспериментальных работ по нелинейному рассеянию Комптона проводится с использованием электронов из лазерно-плазменного ускорителя. В работах [58, 59] упомянуты первые экспериментальные измерения проявления нелинейности в рассеянии Комптона на электронах, ускоренных в плазме [58–61]. Во всех работах по нелинейному рассеянию Комптона активно обсуждается и демонстрируется возможность увеличения яркости комптоновских источников при увеличении a_0.

Основной проблемой применения нелинейного рассеяния Комптона в создании узкополосных источников фотонов является пондеромоторное уширение

линии рассеяния. В случае плавной огибающей, в уравнении (1) рассеиваемая частота $\omega_{\gamma,n}$ зависит от того, в какой момент (при каком мгновенном значении амплитуды лазерного импульса) происходит акт рассеяния. Это и приводит к, так называемому, пондеромоторному уширению линии рассеяния – спектр излучения при нелинейном комптоновском рассеянии лазерного импульса с плавной огибающей не узкополосный, а обладает относительной шириной $\sim a_0^2$. Пондеромоторное уширение линии рассеяния – известная проблема в нелинейном комптоновском рассеянии и является одной из главных причин, по которым не существует экспериментов по демонстрации узкополосных (с относительной шириной $<10\%$) источников для рассеиваемых лазерных импульсов с $a_0 \sim 1$. Контроль пондеромоторного уширения линии рассеяния представляет значительный интерес для создания более ярких узкополосных комптоновских источников фотонов рентгеновского и гамма диапазонов.

Фундаментальный и практический интерес представляет также фазовая структура гармоник нелинейного комптоновского рассеяния, в особенности их способность нести орбитальный угловой момент. В этой связи, в качестве когерентного нелинейного рассеяния Комптона можно рассмотреть феномен генерации гармоник высокого порядка на поверхности плазмы, облучаемой мощными ультракороткими лазерными импульсами [62].

Цели диссертационной работы:

- Выявить и количественно описать физические механизмы, определяющие спектральную ширину и форму линии при обратном (томсоновском / комптоновском) рассеянии в линейном и нелинейном режимах; учесть вклад угловой и энергетической расходимости пучков, а также пондеромоторного уширения.

- Получить масштабные законы полного выхода фотонов и пиковой яркости для реалистичных электронно-лазерных пучков в вакууме и волноводе; найти оптимальные фокусировки и длительности импульсов для максимизации выхода при фиксированной относительной ширине спектральной полосы.

- Разработать и обосновать способы компенсации пондеромоторного уширения в нелинейном рассеянии Комптона.

- Исследовать влияние радиационного трения на спектр комптоновского / томсоновского излучения; указать области энергий электронов и интенсивностей поля, где его сигнатуры надёжно наблюдаемы.

- Сформулировать физически обоснованные рабочие точки для источников на основе лазерно-плазменного ускорения и для проекта ИКИ НЦФМ: определить оптимальные углы, апертуры, a_0, длительности и фокусировки, обеспечивающие узкую полосу при высокой яркости.

- Исследовать перенос спинового углового момента света в орбитальный угловой момент гармоник при нелинейном когерентном рассеянии Томсона на плазменной поверхности; определить условия генерации аттосекундных импульсов с орбитальным угловым моментом и возможности формирования гамма-гребёнок методом динамической поляризации.

- Продемонстрировать возможность генерации гармоник с изменяющимся во времени орбитальным угловым моментом в режиме когерентного комптоновского рассеяния от плазменной поверхности.

- Верифицировать полученные выводы теорией и численным моделированием; реализовать вычислительные модели, учитывающие угловую / энергетическую расходимость, нелинейность и радиационные эффекты.

Научная новизна. Проведен комплексный анализ линейного и нелинейного эффекта Комптона. Предложены аналитические выражения, учитывающие ключевые факторы, влияющие на спектральные характеристики рассеянного излучения. Это позволяет определить параметры лазерных и электронных пучков для проектирования узкополосных источников гамма-излучения.

Проведено исследование выхода фотонов комптоновского источника при различных условиях взаимодействия, включая использование волноводов и плазменных каналов. Показано, что эти подходы увеличивают полный выход фотонов и яркость источников, что подтверждено предложением простых инженерных формул.

Проведены детализированные проектировочные исследования источников гамма-квантов, включая использование электронных пучков из лазерно-плазменных ускорителей и линейных ускорителей с параметрами, близкими к проектным установкам, таким как ИКИ НЦФМ.

Показано, что учёт нелинейности, включая пондеромоторное уширение и генерацию гармоник высокого порядка, позволяет оптимизировать параметры источников, повышая их яркость и уменьшая ширину спектра. Предложены, разработаны и теоретически обоснованы способы уменьшения спектрального уширения, включая идеально чирпированные лазерные импульсы и двухимпульсные схемы. Эффективность предложенных способов подтверждена численными расчетами.

Предложен и исследован метод формирования узкополосных гармоник в гамма-диапазоне с использованием лазерных импульсов с динамически изменяющейся поляризацией. Доказана возможность технической реализации данного подхода на современных экспериментальных установках. Проведён анализ влияния радиационного трения на спектральные характеристики излучения и предложены экспериментальные постановки для его измерения.

Показано, что гармоники высокого порядка генерируемые при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с закритической плазмой можно рассматривать как когерентное комптоновское рассеяние.

Предложены подходы для передачи спинового углового момента лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник, а также методы для получения УФ света с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом.

Полученные результаты обладают значительной научной новизной и практически ориентированным потенциалом, открывая новые возможности в проектировании компактных и высокоэффективных комптоновских источников гамма-излучения.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, а также разработанные аналитические формулы и численные методы и коды, могут быть использованы для дизайна и оптимизации современных узкополосных источников гамма-квантов на основе обратного комптоновского рассеяния, особенно в режиме нелинейного эффекта Комптона. Это потенциально позволит в разы увеличить выход фотонов комптоновских источников. Фазовая структура гармоник высокого порядка представляет фундаментальный интерес, например, гармоники и аттосекундные импульсы несущие орбитальный угловой момент могут быть использованы в таких областях как спинтроника и поляритоника. Предложенные методы измерения радиационного трения позволят пролить свет на фундаментальную природу взаимодействия электрона с электромагнитной волной, которая до сих пор остается не до конца исследованной.

Методология и методы исследования. Аналитические и численные методы описанные в диссертации опираются на классическую электродинамику. Представлено сравнение с результатами квантовой электродинамики для некоторых задач нелинейного эффекта Комптона. Также разработаны численные методы и программные продукты как в классической, так и в квантовой постановке. В классической постановке расчет комптоновских источников идейно прост: 1) производится расчет траектории электрона в заданной структуре электромагнитного поля; 2) производится расчет излучения по формулам Лиенара-Вихерта. Возможен также учет классического радиационного трения в форме уравнения Ландау-Лифшица.

В задачах физики взаимодействия мощных фемтосекундных лазерных импульсов с закритической бесстолкновительной плазмой используются либо аналитические модели, либо численные расчеты с помощью метода частиц-в-ячейке, который является методом численного решения самосогласованной системы из уравнения Власова для описания кинетики плазмы и уравнений Максвелла для описания электромагнитных волн. Автором разработаны собственные программные продукты (код PICWIG), реализующие этот метод.

Положения, выносимые на защиту:

- Спектральная ширина узкополосного источника на основе обратного рассеяния Комптона определяется совместным вкладом угловой и энергетической расходимости электронного пучка, угловой расходимости и спектральной ширины лазерного импульса, а также нелинейного пондеромо-

торного уширения. При реалистичных параметрах пучков доля фотонов, остающихся в спектральной полосе относительной ширины κ, имеет порядок κ.

- Полный выход фотонов в комптоновском источнике определяется геометрией перекрытия электронного и лазерного пучков. Для взаимодействия в вакууме, в волноводе и в режиме без дифракции реализуются различные законы масштабирования выхода фотонов и различные оптимальные значения поперечного размера и длительности лазерного импульса.

- В нелинейном режиме обратного рассеяния Комптона реалистичная временная огибающая лазерного импульса приводит к пондеромоторному уширению линии излучения. Для узкополосных источников с целевой относительной шириной порядка 0.3% нелинейные поправки становятся существенными уже при $a_0 \simeq 0.05$.

- Синхронизация мгновенной частоты лазерного импульса с нелинейным доплеровским сдвигом компенсирует пондеромоторное уширение. Нелинейно-чирпированные импульсы, а также дуплет линейно и противоположно чирпированных импульсов обеспечивают сужение линии и увеличение пиковой спектральной яркости по сравнению с нечирпированным импульсом.

- При нелинейном рассеянии циркулярно поляризованного излучения гармоники обладают нетривиальной фазовой структурой и могут нести орбитальный угловой момент. В режиме когерентного рассеяния на плазменной поверхности возможна передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник.

- Импульсы с динамически изменяющейся поляризацией позволяют ограничить генерацию гармоник временным окном с близкой к линейной поляризацией и тем самым уменьшить пондеромоторное уширение высоких гармоник. В результате формируется регулярный гребенчатый спектр гамма-излучения с контролируемым частотным шагом.

- Классическое радиационное трение и квантовая отдача приводят к измеримым изменениям спектра комптоновского/томсоновского излучения, включая красное смещение, асимметрию и уширение спектральных линий. Эти эффекты могут быть использованы как спектральные сигнатуры радиационных эффектов в сильных полях.

Основные результаты диссертации.

- Получены и систематизированы аналитические оценки ширины линии, угла коллимации и доли фотонов в заданной спектральной полосе для

линейного обратного рассеяния Комптона с учётом углового и энергетического разброса электронного пучка.

- Получены инженерные формулы для оценки полного выхода фотонов при взаимодействии в вакууме, в волноводе и в режиме без дифракции; определены оптимальные поперечные размеры и длительности лазерного импульса для заданного ограничения на нелинейное уширение.

- Разработаны и использованы численные методы расчёта траекторий электронов и их излучения в заданных электромагнитных полях, включая возможность учёта радиационного трения.

- Выполнены проектировочные расчёты компактных комптоновских источников на основе электронных пучков лазерно-плазменных ускорителей для задач ядерной резонансной флуоресценции ^{235}U, фотоделения ядер и радиографии.

- Выполнены расчёты комптоновского источника гамма-квантов с параметрами, близкими к проектным параметрам ИКИ НЦФМ, и показана необходимость учёта нелинейных эффектов при достижении субпроцентной ширины линии.

- Исследованы пондеромоторное уширение и генерация гармоник высокого порядка в нелинейном рассеянии Комптона; проанализирована фазовая структура гармоник и условия возникновения орбитального углового момента.

- Предложены и исследованы методы компенсации пондеромоторного уширения: идеальное нелинейное чирпирование, дуплет линейно и противоположно чирпированных импульсов, а также использование линейного чирпа в одноимпульсной схеме.

- Показана возможность формирования регулярного гребенчатого спектра гамма-излучения с помощью метода поляризационного окна и исследовано влияние радиационного трения и квантовой отдачи на положение и ширину гармоник.

- Исследована генерация гармоник и аттосекундных импульсов на плазменной поверхности как режим когерентного рассеяния Томсона; показана возможность генерации гармоник с орбитальным угловым моментом и гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом.

Степень достоверности и апробация результатов. Результаты диссертации неоднократно докладывались на институтских и университетских семинарах в МГУ, ФИАН, Сколковском институте науки и технологий, ВНИИА им. Духова, Max Planck Institute for Quantum Optics (Garching, Germany),

DESY (Hamburg, Germany), GSI (Darmstadt, Germany), Helmholtz Institute Jena (Germany), Helmholtz Zentrum Dresden-Rosendorf (Germany), Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai Jiao-Tong University, Peking University, Lawrence Berkeley National Laboratory и других.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: International Workshop and 391th WE-Heraeus-Seminar on Attosecond Physics (Дрезден, 2007), 35th EPS Conference on Plasma Physics (Ираклеон, 2008), SPIE Optics + Optoelectronics (Прага, 2009), The Seventh International EMMI Workshop on Plasma Physics with Intense Heavy Ion and Laser Beams at FAIR (Москва, 2009), Advanced Accelerator Concepts (AAC2012, Остин, 2012), Extreme High-Intensity Laser Physics (Гайдельберг, 2015), Laser-Plasma Accelerators Workshop (Гваделупа, 2015), Workshop on Novel Light Sources from Laser-Plasma Interactions (Дрезден, 2015), 34-th European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM2016, Москва, 2016), 15th International Conference on X-Ray Lasers (Нара, 2016), XLV International Zvenigorod conference on plasma physics and controlled fusion (Звенигород, 2018), International Baltic Workshop 2019: Compact X-Ray Sources, Technology and Application (Калининград, 2019), Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН (Новосибирск, 2020), IV International Conference on Ultrafast Optical Science (Москва, 2021), XXIV Харитоновские тематические научные чтения по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий (Саров, 2023), International Conference on Matter and Radiation at Extremes (Жухай, 2023), Frontiers of Nonlinear Physics (Москва, 2024), Mathematical Modeling and Computational Physics (Ереван, 2024), Совместное выездное совещание секции №6 НТС НЦФМ и совета РАН по фундаментальной ядерной физике в БФУ им. И. Канта (Калининград, 2024), International Symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (Москва, 2025).

Проект ИКИ (НЦФМ, г. Саров), где предполагается создание комптоновского источника с использованием результатов автора, представленных в данной работе, одобрен на заседании НТС ядерно-оружейного комплекса (ЯОК) Росатома.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 38 печатных работах, из них 32 статьи в рецензируемых журналах [1–3, 6–15, 17, 18, 20–24, 26–34, 37, 38], 6 статей в сборниках трудов конференций, сборников тезисов конференций или в журналах, не входящих в список ВАК [4, 5, 16, 19, 25, 36].

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. В работах, выполненных в соавторстве, автору принадлежат постановка ряда задач, разработка аналитических моделей, проведение и интерпретация численных расчётов, физический анализ полученных результатов, а также формулировка основных выводов, использованных в диссертации. Подготовка публикаций проводилась совместно с соавторами; вклад диссертанта в теоретических и расчётных работах был определяющим или равным. В экспери-

ментальных работах диссертант был ответственным за аналитическое описание, численное моделирование и физическую интерпретацию результатов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 8 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 268 страниц, из них 217 страниц текста, включая 77 рисунков. Библиография включает 202 наименования на 24 страницах.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе обсуждается форма линии рассеяния линейных комптоновских источников и влияние на нее характеристик лазерного и электронного пучков. Линейный эффект Комптона – один из простейших процессов в квантовой электродинамике (КЭД), описывающий рассеяние одного фотона на электроне. В **разделе 1.1** приводятся общие формулы и описание линейного эффекта Комптона, который схематически представлен на Рис. 1 (слева). Энергия рассеянного фотона для малых углов рассеяния в линейном случае дается уравнением (1) при $a_0 = 0$. Дифференциальное и полное сечения рассеяния известны и даются формулами Кляйна-Нисины [63]. На Рис. 1 (справа) представлен энергетический спектр рассеяния Комптона. Удобно рисовать этот график в единицах $\frac{1}{N_\gamma}\frac{dN_\gamma}{dy}$, где N_γ – полное количество излученных в процессе взаимодействия фотонов. Интеграл от 0 до 1 от кривой, представленной на графике сплошной линией равен единице.

Полный спектр рассеянных фотонов широкий и простирается от энергий фотонов близких к 0 до максимальной безразмерной энергии $y_{\max}$, равной $4\gamma^2/(1+\chi)$. Так как существует корреляция между углом рассеяния фотона и его энергией, то путем коллимации, пропуская только фотоны с углом рассеяния меньше $\gamma\theta \ll 1$ можно получать сколлимированный узкополосный источник рассеянных фотонов. В конус с углом раствора $1/\gamma$ летит половина всех рассеянных фотонов и около 80 процентов всей рассеянной энергии. Если задана желаемая ширина линии рассеяния фотонов после коллимации $\kappa = \Delta\omega/\omega_{\max}$, то угол коллимации необходимый для достижения такой ширины примерно равен

$$\gamma\theta_{\rm c} \approx \sqrt{\kappa}, \tag{2}$$

а доля фотонов в этой ширине от общего числа рассеянных фотонов примерно равна $N_{\kappa,\rm ideal} \approx 3\kappa/2$ для $\kappa \ll 1$, а если учитывать рассеяние пучка фотонов на пучке электронов, которые в реальных экспериментах имеет угловой и энергетический разброс (продольный и поперечный эмиттанс), то оценка на долю фотонов в ширине κ становится равной $N_\kappa \approx \kappa$. То есть, если комптоновский ис-

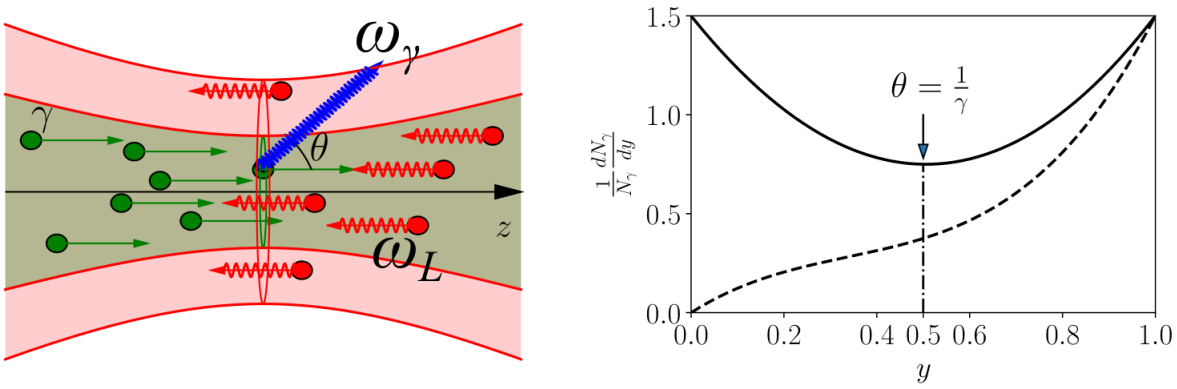


Рис. 1. Слева: схема источника комптоновского рассеяния в конфигурации с встречной геометрией. Красные круги представляют лазерные фотоны с частотой ω_L, а красная заштрихованная область обозначает огибающую лазерного пучка, испытывающего фокусировку. Зелёные круги и зелёная заштрихованная область представляют электроны с энергией $mc^2\gamma$ и огибающую электронного пучка соответственно. Произвольный акт рассеяния под углом θ показан синим цветом. Справа: спектр фотонов (сплошная линия) и спектр интенсивности (штриховая линия) как функции нормированной энергии фотонов y.

точник имеет после коллимации ширину линии гамма излучения 1%, то примерно 99% всех рассеянных фотонов потеряно при коллимации. Спектр фотонов при коллимации будет соответствовать отсеканию куска сплошной кривой на Рис. 1 (справа) для $y < 1-\kappa$, где κ – желаемая ширина спектра проектируемого источника. Угол коллимации при этом задан уравнением (2). Аналитический расчет спектра фотонов при линейном рассеянии Комптона, представленный в этой диссертации, логически разделен на две части: 1) расчет доли фотонов в заданной полосе спектра с учетом углового и энергетического разброса электронного пучка и 2) расчет общего числа генерируемых фотонов с учетом геометрии взаимодействия.

В **разделе 1.2** обсуждается влияние различных параметров на ширину линии рассеяния, которая зависит 1) от ширины спектра лазерного импульса $\Delta\omega_L/\omega_L$; 2) от энергетического разброса пучка электронов σ_γ/γ; 3) от углового разброса пучка электронов σ_θ; 4) от углового разброса пучка лазерных фотонов; 5) от неравномерной огибающей интенсивности лазерного импульса; 6) от многократного рассеяния в процессе взаимодействия лазерного импульса и электрона в пучке. Оценить минимальную ширину спектра с учетом основных эффектов можно следующей формулой:

$$\kappa_{\min} \approx \sqrt{\left(\frac{2\sigma_\gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n}{\sigma_{\perp,e}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_L}{4\pi\sigma_{l,p}}\right)^2 + \left(\frac{a_0^2}{2}\right)^2}, \tag{3}$$

где ϵ_n – нормализованный эмиттанс электронного пучка, $\sigma_{\perp,e}$ – поперечный радиус электронного пучка, $\sigma_{l,p}$ – продольный размер лазерного пучка. Исходя из этой формулы и заданного $\kappa_{\min}$ необходимо выбрать подходящие парамет-

ры пучков. В **разделах 1.3, 1.4 и 1.5** исследуется и обсуждается влияние на линию рассеяния таких параметров как угловая расходимость электронного пучка, энергетическая расходимость электронного пучка и неоднородной интенсивности лазерного импульса, соответственно. Приводятся аналитические расчеты, которые сравниваются с численным моделированием. В **разделе 1.6** приводится оценка необходимого угла коллимации и относительного количества фотонов в узкой полосе рассеяния для разных характерных электронных пучков, например, пучков с доминирующим вкладом в уширение линии рассеяния от угловой расходимости. Основные результаты, представленные в первой главе, опубликованы в работах [20, 26, 37].

Второй важной частью разработки комптоновского источника является нахождение или оценка полного выхода фотонов N_γ в телесный угол 4π. Умножив N_γ на относительное количество фотонов в κ можно получить оценку абсолютного количества фотонов в κ, что является основной характеристикой комптоновского источника. Этому вопросу посвящена **вторая глава**. Рассмотрено 3 случая взаимодействия: 1) взаимодействие в вакууме, когда и электронный и лазерный пучок расходятся за счет дифракции; 2) взаимодействие в волноводе, когда лазерный импульс не расходится; 3) взаимодействие в плазменном канале, когда ни лазерный импульс, ни пучок электронов не расходятся. Для аналитических расчетов квантовая отдача не учитывается, сечение задано Томсоновским сечением σ_T, фазовое пространство пучков задается гауссовыми функциями, учитывается эмиттанс и конечные размеры электронного и фотонного пучков. В главе используются следующие обозначения – нижний индекс e означает, что величина относится к электронному пучку, нижний индекс p означает, что величина относится к лазерному пучку, N обозначает полное количество частиц того или иного типа (электроны или фотоны), $\sigma_\perp$ и σ_l – поперечный и продольный размер пучка, соответственно, а величины с индексом $\sigma_{\mu\mathrm{m}}$ даются в микрометрах. Например, $\sigma_{e,0}$ – среднеквадратичный поперечный размер электронного пучка в фокусе, заданный в сантиметрах, $\sigma_{e,0,\mathrm{FWHM}}$ – поперечный размер электронного пучка в фокусе на полувысоте в сантиметрах, а $\sigma_{e,0,\mathrm{FWHM},\mu\mathrm{m}}$ – поперечный размер электронного пучка на полувысоте, выраженный в микрометрах. Если не указано иное, энергия лазера $E_{L,J}$ указывается в Джоулях. Общие формулы и обоснование методов приведены в **разделе 2.1**.

В **разделе 2.2** рассматривается случай взаимодействия пучков в вакууме с учетом дифракционной расходимости. С учетом разных размеров пучка ($\sigma_{e,0}$ и $\sigma_{p,0}$) и бета-функций ($\beta_e^\star$ и $\beta_p^\star$), результат принимает вид

$$N_\gamma = \frac{\sigma_T N_e N_p F(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma_l \sqrt{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{\star 2}}}}, \tag{4}$$

с x, заданным уравнением

$$x = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_l}\sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{\star 2}}}}, \tag{5}$$

и $F(x)$, определяемой формулой

$$\mathrm{F}(x) = e^{x^2}\left[1 - \mathrm{erf}\,(x)\right], \tag{6}$$

а $\sigma_l = \sqrt{\sigma_{l,e}^2 + \sigma_{l,p}^2}$. Это выражение дает отличную оценку общего числа рассеянных фотонов в линейном случае, что было проверено многочисленными расчетами, в том числе, расчетами представленными в главах 4 и 5. Зафиксировав энергию лазерного импульса $E_{L,J}$ и его амплитуду $a_{0,\max}$ согласно уравнения (3), можно найти связь между продольными и поперечными размерами лазерного пучка

$$\sigma_l = \frac{cE_{L,J}}{(2\pi)^{3/2} I_{\max}\sigma_{p,0}^2}, \tag{7}$$

с

$$I_{\max} = \frac{a_{0,\max}^2 \cdot 1.37 \cdot 10^{18}[\text{Вт}/\text{см}^2]}{\lambda_{L,\mu m}^2}, \tag{8}$$

где $\lambda_{L,\mu m}$ – длина волны лазерного импульса, измеряемая в микронах. Объединив уравнения (7) и (8) вместе с уравнениями (4) и (5), и используя удобные единицы измерения, можно получить следующие формулы

$$\frac{N_\gamma}{N_e} = 1.2 \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^2 \cdot a_{0,\max}^2 \cdot F(x)}{\lambda_{L,\mu m}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\beta_p^{\star 2}\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}\sigma_{p,0}^2}}}, \tag{9}$$

и

$$x = 1.28 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^4 \cdot a_{0,\max}^2}{E_{L,J}\lambda_{L,\mu m}^3} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}{1 + \frac{\beta_p^{\star 2}\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}\sigma_{p,0}^2}}}. \tag{10}$$

Используя уравнения (9) и (10) можно легко найти полный выход фотонов в случае, когда лазерный и электронный лучи имеют одинаковое положение фокуса, и расходятся в вакууме с заданными бета-функциями $\beta_e^\star$ и $\beta_p^\star$.

Расчеты выхода фотонов для случая $a_{0,\max} = 0.2$ (так, что уширение за счет нелинейности находится на уровне 2-х процентов) представлены на Рис. 2, где показана величина N_γ/N_e как функция лазерной энергии и среднеквадратичного радиуса лазерного пучка $\sigma_{p,0,\mu m}$. Как видно из рисунка, для каждого значения лазерной энергии существует оптимальный размер пятна лазерного пучка, а значит и оптимальная длительность лазерного импульса. Оптималь-

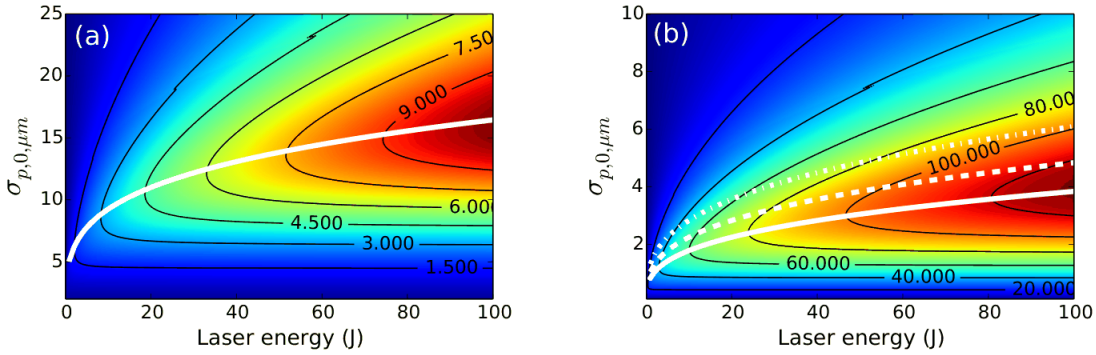


Рис. 2. (a): Общее число фотонов, нормированное на число электронов N_γ/N_e (цветовая кодировка), как функция энергии лазерного импульса в джоулях (горизонтальная ось) и размера пятна импульса $\sigma_{p,0,\mu m}$ (левая ось) для взаимодействия в вакууме. Несколько изолиний представлены черным цветом. Оптимальный поперечный размер пятна $\sigma_{p,opt,\mu m}$ как функция энергии лазерного импульса, определенный уравнением (11), показан жирной белой линией. (b): То же, что и на (a), но для случая взаимодействия в волноводе. Оптимальный поперечный размер пятна в данном случае определяется уравнением (16) и изображен жирной белой линией.

ный размер пятна лазерного импульса оказывается равен $\sigma_l \approx 2\beta_p^*$, так, что оптимальный продольный размер лазерного пучка примерно равен двум длинам Рэлея. Оптимальный радиус пятна лазерного импульса как функция энергии лазерного пучка задается выражением

$$\sigma_{p,opt,\mu m} \approx \frac{2.75\lambda_{L,\mu m}^{3/4}}{\sqrt{a_{0,\max}}} E_{L,J}^{1/4}. \tag{11}$$

Эта зависимость нарисована на Рис. 2 (a) белой кривой. Можно также получить простое выражение для полного выхода рассеянных фотонов на один электрон в оптимальном случае (точечный электронный пучок):

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 4.7 \cdot a_{0,\max} \cdot \sqrt{\frac{E_{L,J}}{\lambda_{L,\mu m}}}. \tag{12}$$

Для удобства приведем также оптимальную длительность лазерного импульса в пикосекундах:

$$\frac{\sigma_{l,p,\text{опт}}}{c}\,[\text{пс}] \approx 0.63\frac{\sqrt{\lambda_{L,\mu m}E_{L,J}}}{a_0}. \tag{13}$$

В **разделе 2.3** приводятся формулы для полного выхода фотонов в случае взаимодействия в волноводе, то есть лазерный пучок не расходится. Для

полного выхода фотонов получаются следующие выражения:

$$\frac{N_\gamma}{N_e} = 0.096 \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}}{\sigma_{e,\theta}} \frac{a_{0,\max}^2 \cdot F(x)}{\lambda_{L,\mu m} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}}, \tag{14}$$

где $\sigma_{e,\theta}$ – угловая расходимость электронного пучка в радианах. Член $\frac{\sigma_{p,0,\mu m}}{\sigma_{e,\theta}}$ определяет расстояние, после которого первоначально точечный электронный луч достигнет поперечного размера, равного поперечному размеру лазерного луча $\sigma_{p,0,\mu m}$. Следовательно, этот член представляет собой характерное расстояние взаимодействия. В уравнении (14) функция $F(x)$ задается уравнением (6), где x определяется следующим выражением

$$x = \frac{\sqrt{2} \cdot \sigma_{p,0}}{\sigma_l \cdot \sigma_{e,\theta}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}} = 0.001 \cdot \frac{a_{0,\max}^2 \cdot \sigma_{p,0,\mu m}^3}{\sigma_{e,\theta} \cdot E_{L,J} \cdot \lambda_{L,\mu m}^2} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}. \tag{15}$$

Пример расчета полного выхода рассеянных фотонов с использованием уравнений (14) и (15) представлен на Рис. 2 (b). Размер электронного пучка $\sigma_{e,0}$ считался равным нулю (по той же причине, что и в случае взаимодействия в вакууме), а расходимость – $\sigma_{e,\theta} = 0.1 \cdot 10^{-3}$ рад. Численные расчеты показывают, что в оптимальном случае $\sigma_l \cong 4 \cdot \frac{\sigma_{p,0}}{\sigma_{e,\theta}}$, а оптимальный размер пятна лазерного импульса равен

$$\sigma_{p,opt,\mu m} \approx 7 \cdot \left(\frac{\lambda_{L,\mu m}}{a_{0,\max}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \sigma_{e,\theta}^{\frac{1}{3}} E_{L,J}^{\frac{1}{3}}. \tag{16}$$

График зависимости оптимального размера пятна лазерного импульса от энергии лазерного импульса для случая взаимодействия внутри волновода представлен на Рис. 2 (b) белой сплошной линией. Общий выход рассеянных фотонов в оптимальном случае можно найти из уравнения (14):

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 0.5 \cdot \lambda_{L,\mu m}^{-\frac{1}{3}} \cdot \sigma_{e,\theta}^{-\frac{2}{3}} \cdot E_{L,J}^{\frac{1}{3}} \cdot a_{0,\max}^{\frac{4}{3}}. \tag{17}$$

Важно отметить, что полный выход рассеянных фотонов в случае взаимодействия в волноводе примерно на порядок больше выхода фотонов при той же энергии лазерного импульса, но при взаимодействии в вакууме с учетом дифракции.

В **разделе 2.4** приводятся формулы для полного выхода фотонов при взаимодействии без дифракции, например, в полом плазменном канале. В этом случае ни электронный ни лазерный пучок не расходятся. Для полного выхода рассеянных фотонов получается следующее выражение:

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 53 \cdot \frac{E_{L,J} \cdot \lambda_{L,\mu m}}{\sigma_{e,0,\mu m}^2 + \sigma_{p,0,\mu m}^2}. \tag{18}$$

В **разделе 2.5** приводятся формулы и расчеты для учета ошибок взаимодействия, таких как, например, поперечный и продольный джиттер, а также неточная синхронизация электронного и лазерного пучков. Судя по результатам расчетов, основное снижение выхода рассеянных фотонов в экспериментах будет происходить за счет поперечного джиттера. В случае, когда поперечный джиттер составляет около половины размера лазерного пятна ($\Delta\tilde{R} = 0.5$), полный выход рассеянных фотонов снижается лишь примерно на 30 процентов. Ошибки из-за продольного фокального джиттера будут незначительными, поскольку типичные лазеры имеют джиттер ниже 10% длины Рэлея. В этом случае снижение выхода рассеянных фотонов около 1%, чем можно пренебречь. Аналогичным образом, эффекты временного джиттера (ошибка синхронизации) будут незначительными, поскольку типичная длительность импульса рассеивающего лазера составляет 10 пс, в то время как контроль временного джиттера на суб-пикосекундном уровне является рутинным, а уровень контроля синхронизации на уровне 50 фс был продемонстрирован в работах [64, 65]. Текущие экспериментальные возможности позволяют генерировать жесткие фотоны с общим снижением выхода рассеянных фотонов на < 30 процентов по сравнению с оптимальным (без поперечного джиттера) случаем. Основные результаты, представленные во второй главе, опубликованы в работах [5, 6, 20].

В третьей главе описываются численные методы, которые используются для расчетов комптоновских источников. На первом этапе расчетов происходит расчет траекторий электронов пучка в заданном электромагнитном поле, в том числе с учетом силы радиационного трения. На втором этапе, производится расчет излучения с использованием классических формул Лиенара-Вихерта. Обсуждается два метода расчета – 1) на основе интерполяции траектории между двумя последовательными шагами по времени; 2) с использованием быстрого преобразования Фурье. Приводятся несколько примеров тестовых расчетов, включая задачи, где важен учет силы радиационного трения. Результаты расчетов и аналитических формул находятся в хорошем согласии. Основные результаты, представленные в третьей главе, опубликованы в работах [1, 14, 19].

Четвертая и пятая главы посвящены дизайну и расчетам реалистичных источников учитывая основные особенности электронных и лазерных пучков, их расходимость, а также нелинейность взаимодействия. Аналитические расчеты используют результаты первых двух глав, а численные расчеты основаны на результатах третьей главы. **Четвертая глава** посвящена разработке компактного гамма источника с использованием электронов ускоренных в лазерно-плазменных ускорителях. **В разделах 4.1 и 4.2** приводится небольшая справка про лазерное ускорение и использование электронных пучков из ЛПУ в комптоновских источниках. Обсуждаются главные достоинства использования лазерно-плазменных ускорителей в создании источников на основе эффекта Комптона. Во-первых, это компактность и дешевизна, а значит их доступность для широкого круга исследователей. Во-вторых, так как длительность электронных сгустков, ускоренных в плазменном ускорителе, фемтосекундная, то и длительность

рентгеновского и гамма излучения, получаемого за счет рассеяния Комптона, тоже обладает короткой длительностью в диапазоне от нескольких фемтосекунд. В главе представлены примеры проектирования гамма-источников на основе ЛПУ, актуальных для исследований ядерной резонансной флюоресценции (ЯРФ) ^{235}U и фото-деления ядер.

Раздел 4.3 посвящен проектированию источника для ЯРФ ^{235}U. Эксперименты по ЯРФ требуют узкополосного спектра. Например, для ^{235}U, который представляет первостепенный интерес в задачах ядерного нераспространения, требуется узкий спектр фотонов с энергиями около 1.7 МэВ. Аналитические расчёты, приведённые выше, показывают, что теоретически можно использовать комптоновское рассеяние на электронных пучках ЛПУ для генерации примерно 10^7 фотонов/импульс в полосе пропускания 2%. В этом разделе приводится пример проектного расчета гамма-источника с учётом реальных параметров пучка и его эволюции. Для генерации полосы пропускания примерно 2% берутся следующие значения для энергетического разброса и угловой расходимости электронов в соответствии с уравнением (3): $\frac{\sigma_{\gamma,FWHM}}{\gamma} = 0.9\%$ и $\gamma\sigma_{\theta,FWHM} = 0.05$. Используется обратное рассеяние лазерного импульса с $a_0 = 0.15$, чтобы уширение спектра за счёт нелинейности составило не более чем примерно 1%. Центральная энергия электронного пучка в 270МэВ приводит к генерации фотонов с энергией около 1.7МэВ для $\lambda_{L,\mu\mathrm{m}} = 0.8$. С учётом оценок относительного числа фотонов в полосе пропускания $\kappa = 0.02$, можно рассчитать, что общее число фотонов должно быть порядка $N_\gamma \approx 5 \cdot 10^8$. Для типичного числа электронов в пучке ЛПУ $N_e \approx 10^8$ каждый электрон должен рассеять в среднем 5 раз, таким образом, $\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 5$. В зависимости от геометрии взаимодействия теперь можно найти необходимую энергию лазерного импульса для достижения общего выхода $\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 5$, используя результаты из второй главы. Для этого рассматриваются случаи взаимодействия в вакууме и внутри волновода.

Аналитические расчёты и оценки предсказывают энергию лазерного импульса (уравнение (12)), оптимальный размер пятна (уравнение (11)) и длительность (уравнение (7)) для рассеяния в вакууме, необходимые для генерации примерно 10^7 фотонов в полосе пропускания около 2%. Соответствующие значения: $E_L = 40$ Дж, $\sigma_{0,\mu m} = 15$ и $\sigma_{l,\mu m} = 7040$. Результаты численных расчётов для данного случая показаны на Рис. 3.

Рисунок 3(a) демонстрирует нормированный спектр фотонов в зависимости от энергии фотона в кэВ (по горизонтальной оси) и угла $\gamma\theta$ (по вертикальной оси). Для получения спектра энергии фотонов после коллимации энергетико-угловой спектр был проинтегрирован в угловом диапазоне от $\gamma\theta = 0$ до $\gamma\theta_c = 0.14$ (обозначено красной пунктирной линией на рис. 3) в соответствии с уравнением (2). Результаты представлены на Рис. 3(b) (синий цвет). На Рис. 3(b) показано число фотонов на кэВ в зависимости от энергии фотона в кэВ. Полоса пропускания источника по ширине на половине высоты (FWHM) составляет 2.5%, а общее число фотонов, полученное интегрированием функции на Рис. 3(b) по энергии, равно $N_{\gamma,0.02} = 1.1 \cdot 10^7$. Это хорошо согласуется с анали-

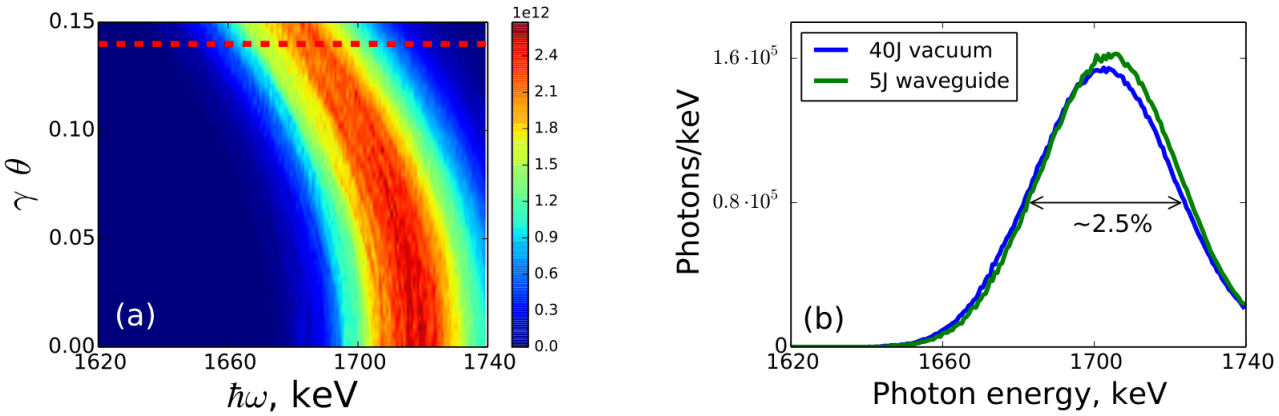


Рис. 3. (a): Энергетико-угловой спектр фотонов в фотонах/кэВ/ср как функция энергии фотонов в кэВ (продольная ось) и угла $\gamma\theta$ (вертикальная ось). Красная пунктирная линия представляет угол коллимации, рассчитанный с использованием уравнения (2). (b): График числа фотонов на кэВ в зависимости от энергии фотонов в кэВ, полученный после коллимации для случая взаимодействия импульса энергии 40 Дж в вакууме (синяя линия) и импульса энергии 5 Дж в волноводе (зелёная линия).

тическими оценками. Также рассмотрено использование волновода для уменьшения энергии лазерного импульса. Можно рассчитать, что лазерный импульс с энергией 5 Дж и размером пятна $\sigma_{p,0,\mu m} = 6$, распространяющийся в волноводе, произведёт в среднем 5 актов рассеяния на электрон, то есть $N_\gamma = 5N_e$, и таким образом можно ожидать, что параметры источника фотонов будут такими же, как в случае взаимодействия в вакууме, описанном выше. Это действительно так, как видно на Рис. 3(b) (зелёный цвет). Энергетический спектр фотонов выглядит очень похоже на случай взаимодействия в вакууме, а общее число фотонов в полосе пропускания 2.5% по FWHM составляет $N_{\gamma,0.02} \approx 1.1 \cdot 10^7$, что хорошо согласуется с аналитическими расчётами.

В разделе 4.4 приводится пример проектирования источника с использованием электронных пучков из ЛПУ для фотоделения ядер и радиографии, где необходимая относительная ширина линии рассеяния должна быть на уровне 10-20%. Была выбрана энергия электронного пучка 650 МэВ, так что энергия генерируемых фотонов составляет приблизительно 9 МэВ для $\lambda_{L,\mu m} = 0.8$. Чтобы создать необходимые для экспериментов 10^8 фотонов в полосе пропускания 10% по FWHM, общее количество фотонов должно составлять приблизительно $N_\gamma = 10^9$. Учитывая, что характерное количество электронов в пучке ЛПУ составляет примерно 10^8, каждый электрон должен рассеять в среднем десять раз, или, другими словами, $\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 10$. Была выбрана амплитуда лазерного импульса $a_0 = 0.3$, чтобы уширение спектра за счёт нелинейных эффектов составляло не более чем примерно 4%. Используя уравнения (12), (11) и (7), можно найти, что оптимальная энергия лазерного импульса при взаимодействии без волновода равна $E_L = 40$ Дж, размер пятна – $\sigma_{p,0,\mu m} = 7.6$, а продольный размер – $\sigma_{l,\mu m} = 2400$.

Были выбраны следующие параметры электронного пучка: $\frac{\sigma_{\gamma,FWHM}}{\gamma} = 3\%$ и $\gamma\sigma_{\theta,FWHM} = 0.4$, что находится в пределах досягаемости для текущих экспериментов с ЛПУ. Согласно уравнению (3), прогнозируется, что относительная ширина спектра источника фотонов по FWHM составит примерно 10%.

Рис. 4 демонстрирует результаты численного моделирования с использованием кода VDSR и указанных выше параметров. На рис. 4(a) показан энергетический и угловой спектр, представленный в фотонах на кэВ на стерадиан. Угол коллимации был выбран равным $\gamma\theta_c = 0.4$ (красная пунктирная линия) и близок к углу, рассчитанному в соответствии с уравнением (2), который равен 0.3. Спектр энергии фотонов (в тех же единицах, что и на рис. 3(b)), рассчитанный путём интегрирования энергетического и углового спектров в полярном угле от 0 до θ_c, представлен на рис. 4(b). Относительная ширина спектра источника фотонов по FWHM составляет примерно 15%, а общее количество фотонов в этой полосе пропускания – примерно $0.8 \cdot 10^8$, что достаточно хорошо согласуется с аналитическими прогнозами. Также рассчитано, что при взаимодействии в волноводе и лазерном импульсе с размером пятна $\sigma_{p,\mu m} = 5$ энергия лазерного импульса уменьшится до 5 Дж.

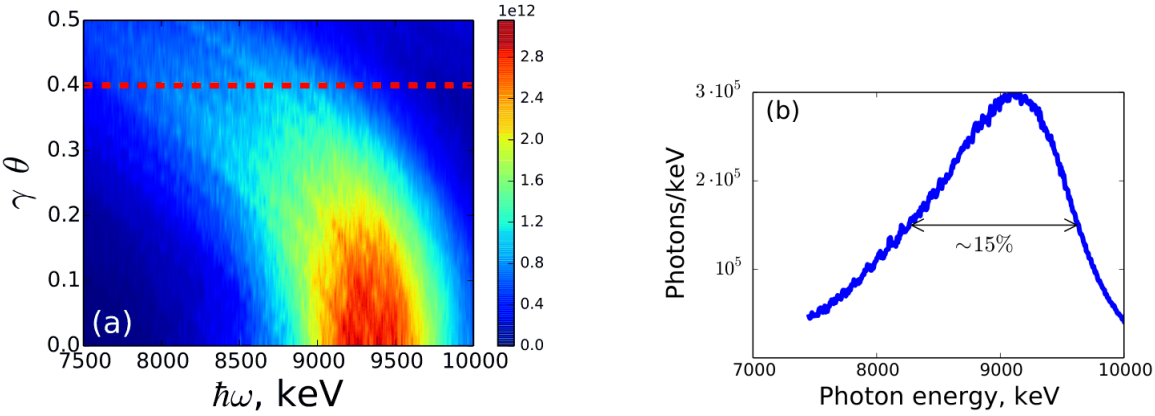


Рис. 4. (a): Энергетико-угловой спектр фотонов в произвольных единицах как функция энергии фотонов в кэВ (продольная ось) и угла $\gamma\theta$ (вертикальная ось). (b): Число фотонов на кэВ в зависимости от энергии фотонов в кэВ, полученное после коллимации с максимальным допустимым углом $\gamma\theta = 0.4$ (красная пунктирная линия на (a)) для взаимодействия импульса энергии 40 Дж в вакууме (синяя линия).

Итак, в **четвертой главе** были представлены примеры проектных расчетов компактных комптоновских источников фотонов на основе ЛПУ, которые могут сделать более доступными исследования ЯРФ и фото-деления ядер. В теории источники на основе ЛПУ могут конкурировать с такими крупными установками, как HIGS, при условии, что они будут работать на частотах повторения ≥кГц. Основные результаты, представленные в четвертой главе, опубликованы в работах [5, 6, 16, 20, 37].

В пятой главе аналогичные исследования и проектировочные расчеты проведены для традиционного ускорителя и параметров, близких к планиру-

емым параметрам комптоновского источника НЦФМ. Проектируемая относительная ширина источника рекордно маленькая и составляет величину около $\kappa = 0.003$. Это существенное отличие от случая, представленного в четвертой главе, и параметры электронного и лазерного пучков должны быть подобраны в соответствии с ур. (3). Кроме того, для такой маленькой относительной ширины использование даже относительно маломощных лазерных импульсов с $a_0 \approx 0.05$, уже приводит к значительному уширению линии излучения. **В разделе 5.1.1** приводятся расчеты для идеального электронного пучка с нулевым эмиттансом. Результаты служат для проверки численных методов и полностью совпадают с результатами первых двух глав. Кроме того, обсуждается влияние слабой нелинейности на ширину спектра.

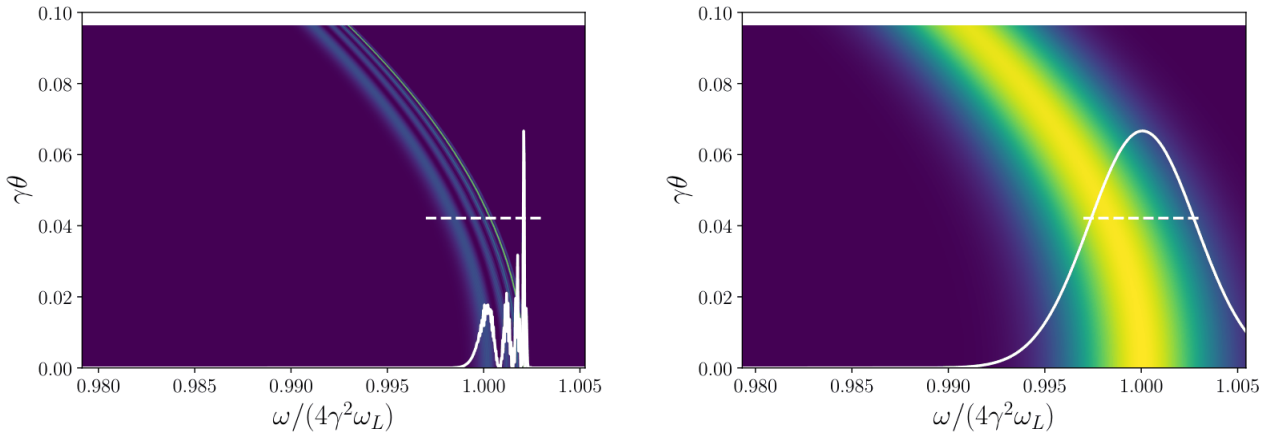


Рис. 5. Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.07$ на идеальном пучке электронов с энергией 2 ГэВ. Слева: $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 5$, справа: $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 100$. Белая сплошная линия на каждом графике показывает спектр рассеяния строго назад в произвольных единицах, штрихованный отрезок служит для иллюстрации среднеквадратичного отклонения равного 0.3%.

На Рис. 5 представлены результаты расчета кодом VDSR энергетического и углового спектра фотонов для $a_0 = 0.07$ и различных поперечных размеров лазерного пучка $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$. Энергия электронного пучка принята 2 ГэВ, что соответствует лоренц-фактору $\gamma = 3914$. На Рис. 5 также видно влияние нелинейности и длительности лазерного импульса на минимальную относительную ширину спектра (спектр строго назад нарисован сплошной белой линией).

Далее рассматривается пучок электронов с реалистичным эмиттансом и энергетическим разбросом и лазерные импульсы с разной энергией – 1 Джоуль и 20 Джоуль. Также проводится сравнение аналитических оценок с численным моделирование. Параметры электронного пучка приведены в таблице 1. Бета-функция электронного пучка $\beta_e^\star$ принята равной 2 метрам.

Для энергии $E_L = 20$ Дж результаты представлены на Рис. 6 и 7. В данном случае наращивание безразмерной амплитуды a_0 приводит к увеличению выхода фотонов. Например, увеличение амплитуды a_0 до 0.2 приводит к удвоению

Таблица 1. Типовые параметры электронного пучка линейного ускорителя ИКИ НЦФМ, используемые в расчетах.

Параметр	**Значение**	**Единица измерения**
Частота следования электронных пучков	1	Гц
Относительный среднеквадратичный энергетический разброс	0.001	
Длительность электронного сгустка	7 – 10	пс
Нормализованный эмиттанс	1	мкм
Заряд электронного сгустка	1	нКл
Средняя энергия электронов	2	ГэВ

выхода фотонов по сравнению с амплитудой $a_0 = 0.05$, при этом необходимо использовать методы подавления влияния нелинейности. Для энергии лазерного импульса 20 Дж и электронного пучка с параметрами из Табл. 1 энергетический спектр фотонов после коллимации представлен справа на Рис. 7. В данном случае в относительную среднеквадратичную ширину 0.44% попадает $5.6 \cdot 10^7$ рассеянных фотонов, а в 0.31% – $2 \cdot 10^7$ фотонов. Полное количество фотонов рассеянных в угол 4π равно примерно $4.4 \cdot 10^9$.

Численное моделирование с использованием кода VDSR показало хорошее согласие результатов с аналитическими оценками в широком диапазоне параметров. Данное исследование демонстрирует важность учета нелинейных эффектов. Полученные результаты могут стать основой для дальнейших разработок и улучшения характеристик гамма-источников. Основные результаты, представленные в пятой главе, опубликованы в работах [36, 38].

Шестая глава посвящена нелинейному эффекту Комптона. Нелинейность в рассеянии Комптона проявляется наиболее сильно при безразмерных

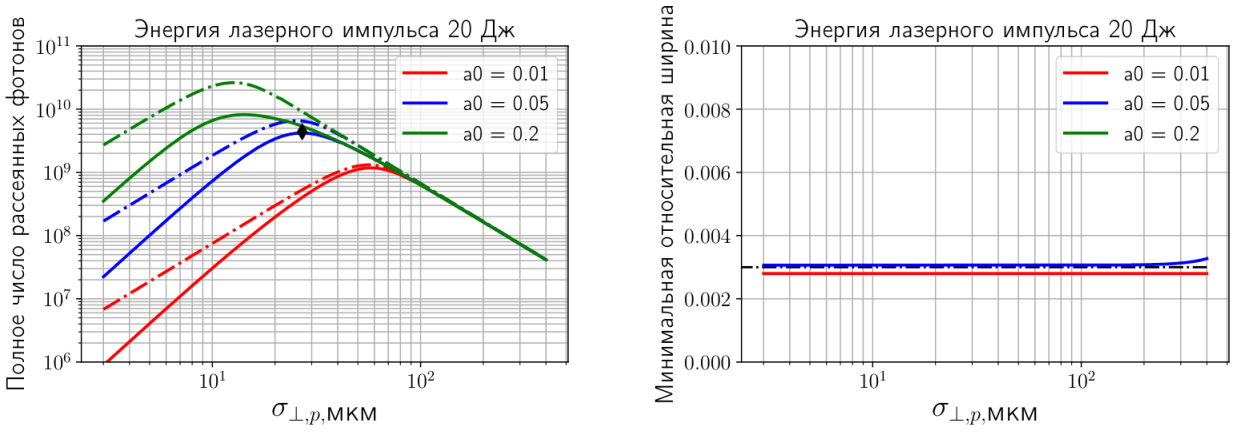


Рис. 6. Слева: полное число рассеянных фотонов как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0 (сплошные линии для неидеального электронного пучка с параметрами из Табл. 1, штрих-пунктирные линии для идеального пучка). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.05$. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0.

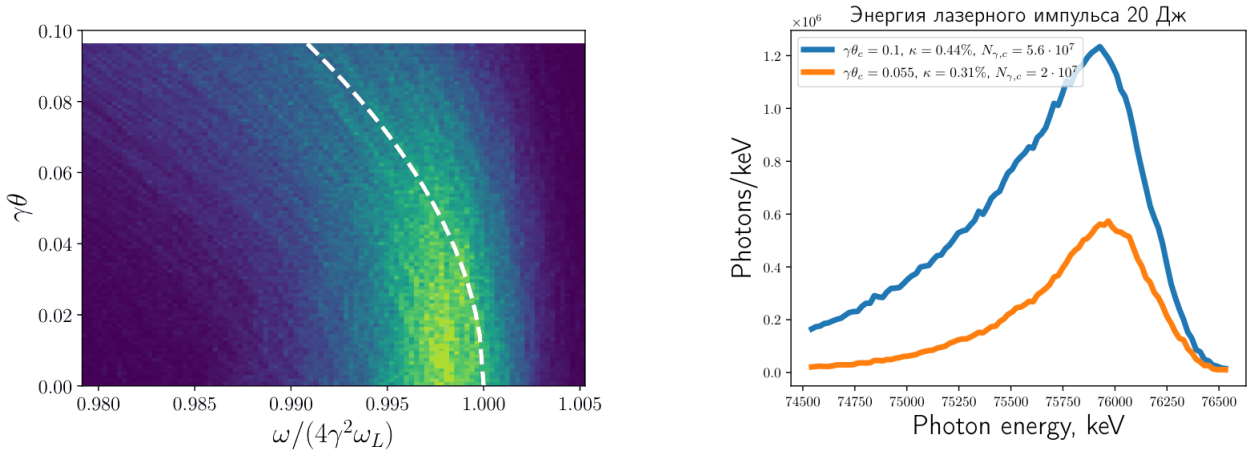


Рис. 7. Слева: Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.05$ на пучке электронов с параметрами, приведенными в Табл. 1. Белая штриховая линия обозначает спектр в случае идеального электронного пучка и бесконечно длинного лазерного импульса. Справа: Энергетические спектры фотонов при разной колиммации. В легенде приведены значения относительной среднеквадратичной ширины спектра и количества фотонов в этой ширине.

амплитудах рассеиваемого лазерного импульса $a_0 \gtrsim 1$, хотя при создании узкополосных гамма источников ее приходится учитывать и при меньших амплитудах [49]. **В разделе 6.1** приводятся общие формулы для расчета излучения, а именно энергетико-углового спектра и фазовых свойств излучения (зависимость фазы от энергии и углов) в классической постановке. Приводятся аналитические решения для электрона в плоской волне. В нелинейном случае решения существенно отличаются для случаев электромагнитной волны с прямоугольной огибающей и с плавной, например, гауссовой огибающей, что показывается в **разделе 6.2**. В качестве наглядного примера, выражения для спектра фотонов рассеянных строго назад могут быть получены в полностью нелинейном случае для лазерного импульса, имеющего огибающую во времени, описываемую синусоидальным профилем:

$$a(\tau) = a_0 \sin\left[\frac{\pi\tau}{\tau_L}\right], \qquad 0 < \tau < \tau_L, \tag{19}$$

где τ_L – безразмерная длительность лазерного импульса (такая, что $\tau_L/2\pi$ дает длительность лазерного импульса в единицах лазерных периодов). Для импульса с огибающей, заданной уравнением (19), координата z электрона может быть найдена аналитически:

$$z(\tau) = \frac{a_0^2}{4}\left(\tau - \frac{\tau_L}{2\pi}\sin\frac{2\pi\tau}{\tau_L}\right). \tag{20}$$

Спектр излучения рассеянного строго назад света можно тогда переписать в

следующем виде

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{\tilde{\kappa}\omega^2}{\omega_0^2}\frac{a_0^2}{2\pi^2}N_0^2\left|\int_0^{2\pi}\sin\left(\frac{\xi}{2}\right)\sin\left(N_0\xi\right)e^{i\rho N_0\xi - i\chi\sin\xi}d\xi\right|^2, \tag{21}$$

где

$$N_0 = \frac{\omega_0\tau_L}{2\pi}, \quad \chi = \frac{\omega a_0^2\tau_L}{4\pi}, \quad \rho = \frac{\omega}{\omega_0}\left(1+\frac{a_0^2}{2}\right). \tag{22}$$

Раскрывая синусоидальные функции с помощью формулы Эйлера, можно аналитически вычислить интеграл и получить выражение для спектра рассеяния:

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \tilde{\kappa}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{a_0^2}{8}N_0^2\left|J_n(\chi) - J_{n-1}(\chi)\right|^2, \tag{23}$$

где J_n – функция Бесселя, а

$$n = N_0(\rho-1)+\frac{1}{2}. \tag{24}$$

Численное интегрирование может быть использовано для демонстрации зависимости спектра от a_0, как показано на цветном изображении спектра рассеяния строго назад на Рис. 8 (слева). Спектры получены для лазерного им-

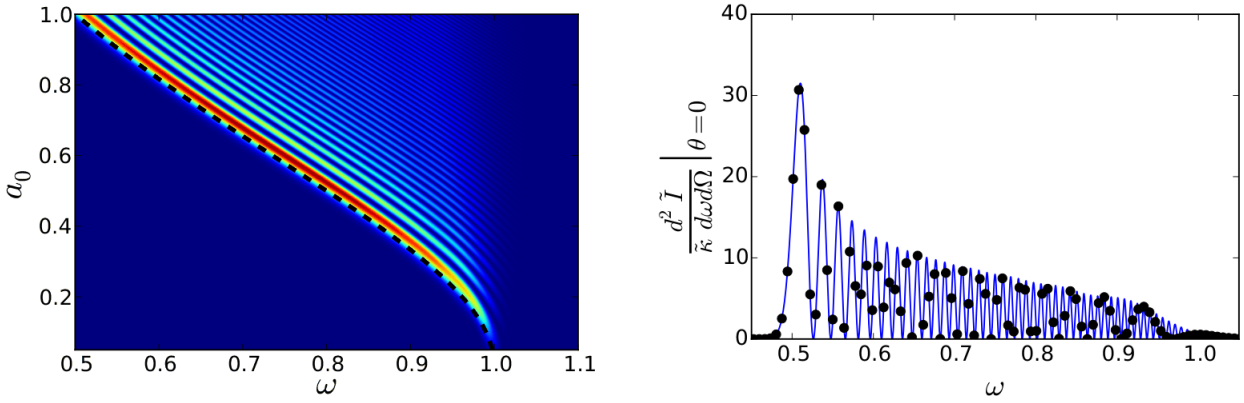


Рис. 8. Слева: Спектры излучения на оси, показанные в зависимости от амплитуды лазерного импульса a_0 (вертикальная ось). Спектры представлены в произвольных единицах, рассчитаны численным интегрированием уравнения (21). Длительность лазерного импульса составляет $\tau_L = 600$. Чёрная пунктирная линия показывает красное смещение пика спектра согласно уравнению (1). Справа: Спектр излучения на оси для $a_0 = 1$, полученный из аналитического выражения уравнения (23) (чёрные кружки) для частот, при которых порядок функции Бесселя, заданный уравнением (24), является целым числом, наложен на полный спектр, рассчитанный численным интегрированием (синяя линия).

пульса длительностью $\tau_L = 600$. Видно, что при низких значениях a_0 спектр узкий и ограничен относительной шириной спектра падающей электромагнитной волны, тогда как при больших значениях a_0 спектр широкий и видна интерференционная структура основной линии. Рис.8 (справа) отображает спектр для $a_0 = 1$ и лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$. Черные точки показывают аналитическое решение из уравнения(23) для частот ω, которые делают порядок n целым числом. Можно видеть, что аналитическое решение очень хорошо совпадает с численным интегрированием (синяя линия).

В разделе 6.3 обсуждается генерация гармоник высокого порядка как еще один важный эффект появляющийся в нелинейном случае. Приводятся аналитические формулы для прямоугольной огибающей, учитывающие также спиновый и орбитальный угловой момент излучения. Рассмотрим сначала взаимодействие покоящегося электрона с плоской электромагнитной волной с прямоугольной огибающей длительностью N_0 периодов. Для траектории электрона можем написать следующие выражения (δ – параметр, отвечающий за поляризацию):

$$u_x = a_0 \cos\tau, \quad u_y = a_0\delta \sin\tau, \quad u_z = \frac{a_0^2}{4}\left((1+\delta^2) + (1-\delta^2)\cos 2\tau\right). \tag{25}$$

Считая, что электрон изначально покоился в нуле системы координат для координат получаем:

$$x = a_0 \sin\tau, \quad y = a_0\delta(1-\cos\tau), \quad z = \frac{a_0^2}{4}\left((1+\delta^2)\tau + (1-\delta^2)\frac{\sin 2\tau}{2}\right). \tag{26}$$

Для спектра рассеяния строго назад получаем:

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{a_0^2 N_0^2 \tilde{\kappa}\omega^2}{8}\left(|I_x|^2 + |I_y|^2\right), \tag{27}$$

$$I_x = \sum_{n=1}^{+\infty}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\left(J_{\frac{n-1}{2}}(\alpha_z) - J_{\frac{n+1}{2}}(\alpha_z)\right)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}), \tag{28}$$

$$I_y = -i\delta\sum_{n=1}^{+\infty}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\left(J_{\frac{n-1}{2}}(\alpha_z) + J_{\frac{n+1}{2}}(\alpha_z)\right)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}), \tag{29}$$

$$\tilde{\omega} = \omega\left(1 + \frac{1}{2}a_0^2(1+\delta^2)\right) - n, \quad \alpha_z = \frac{1}{4}\omega a_0^2(1-\delta^2), \tag{30}$$

где $n = 2k+1$, $k \in \mathbb{N}$ – номер гармоники. Отметим, что исходя из этих выражений циркулярно поляризованный лазерный импульс ($\delta = \pm 1$) не генерирует гармоники строго назад (но генерирует гармоники под углом). В случае линейной поляризации $\delta = 0$ в рассеянном свете появляется набор гармоник с

центрами в

$$\omega_n = \frac{n}{1 + \frac{1}{2}a_0^2}, \tag{31}$$

и огибающей вида $\mathrm{sinc}(\pi N_0 \tilde{\omega})$ которая тем уже, чем больше длительность N_0, а ее ширина на полувысоте равна $1/N_0$.

Спектр рассеяния строго назад для электромагнитной волны с $a_0 = 1$, $N_0 = 10$ и разных поляризаций (параметр δ) представлен на Рис. 9. В случае прямоугольной огибающей электромагнитной волны пондеромоторное уширение не проявляется и основная линия, и гармоники остаются узкими.

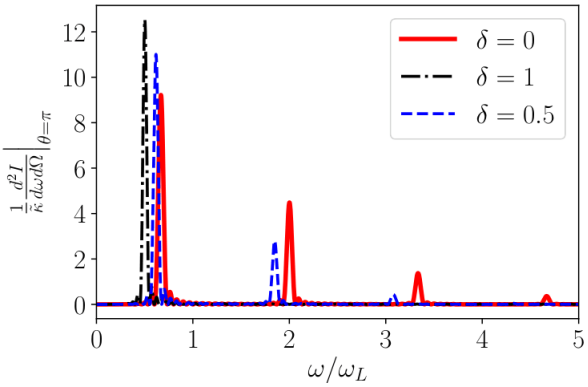


Рис. 9. Спектр рассеяния строго назад при взаимодействии плоской волны с прямоугольной огибающей с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$ для разных поляризаций: $\delta = 0$ (линейная поляризация, красная линия), $\delta = 0.5$ (эллиптическая поляризация, синяя линия) и $\delta = 0$ (циркулярная поляризация, черная линия). В случае циркулярной поляризации гармоник не возникает.

Далее в этом же разделе рассмотрен вопрос о фазовой структуре гармоник высокого порядка, а именно их орбитальном угловом моменте. Рассматривается взаимодействие циркулярно поляризованного лазерного импульса с электроном.

На Рис. 10 представлена интенсивность (слева) и фаза (справа) основной компоненты 3-й гармоники как функции углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). Основной компонентой для всех гармоник является та, которая несет орбитальный угловой момент $n - 1$. Это видно на правом графике – при прохождении по окружности при некотором ненулевом $\theta = \mathrm{const}$ (ϕ меняется от 0 до 2π) фаза меняет знак 2 раза для 3-й гармоники. Таким образом, происходит передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник.

Далее рассматривается генерация гармоник высокого порядка в случае неравномерной огибающей лазерного импульса. На Рис. 11 показаны спектры рассеяния строго назад для лазерных импульсов с гауссовой огибающей и длительностью 5 периодов для разных амплитуд a_0. Электрон изначально покоится. Отметим, что гармоники простираются от частоты (примерно) $\frac{n}{1+a_0^2/2}$ до частоты n. На левом графике представлен спектр рассеяния строго назад для амплитуды $a_0 = 1$. Генерируются только нечетные гармоники, они размыты, но хорошо разделены. На среднем графике представлен спектр рассеяния строго назад для амплитуды $a_0 = 1.5$. В этом случае, диапазоны 3-й и 5-й гармоники пересекаются – 5-я гармоника “наезжает” на 3-ю. В районе начала пересечения $\omega = 2.5$ можно наблюдать начало интерференции гармоник. Для случая

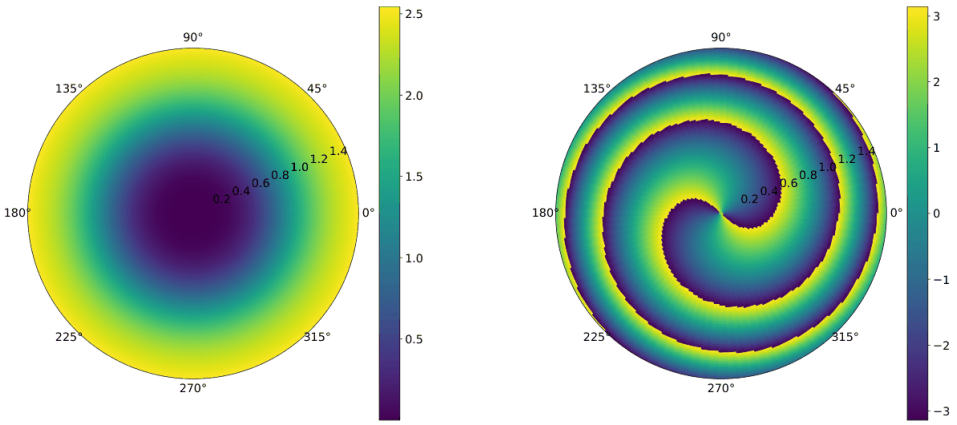


Рис. 10. Интенсивность (слева) и фаза (справа) основной компоненты 3-й гармоники как функция углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). На данном рисунке угол $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад для простоты визуализации. Лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$, электрон изначально покоится.

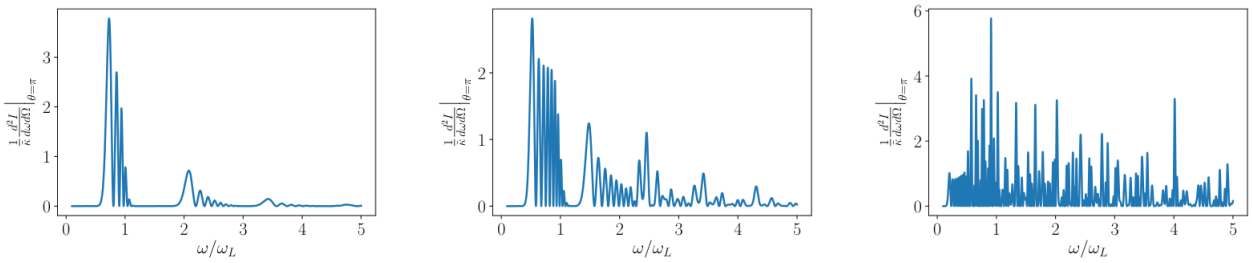


Рис. 11. Спектр рассеяния строго назад при взаимодействии изначально покоящегося электрона с лазерными импульсами с гауссовой огибающей и длительностью 5 периодов и разными амплитудами (слева направо): $a_0 = 1$, $a_0 = 1.5$, $a_0 = 3$.

$a_0 = 3$, представленного на правом графике, пересекаются уже диапазоны 1-й, 3-й и 5-й гармоники, а спектр становится похож на случайный. Интересно, что спектр рассеяния размытых и пересекающихся гармоник зависит от фазы несущей лазерного импульса, что может быть использовано в качестве диагностики мощных ультракоротких лазерных импульсов. Векторный потенциал (компоненту a_x) лазерного импульса можно записать как:

$$a_x(\tau) = a_0 g(\tau)\cos(\tau + \phi_{\text{CEP}}), \tag{32}$$

где $g(\tau)$ – огибающая, а ϕ_{CEP} – фаза несущей. Используется огибающая вида $\text{sech}(\tau/\tau_L)$, где $\tau_L = \frac{\pi N_0}{\log(2+\sqrt{3})}$. В такой записи N_0 равно количеству периодов на всей ширине на полувысоте (FWHM) векторного потенциала.Показано, что положение n-й гармоники зависит не только от амплитуды и огибающей, но и от фазы несущей, а именно:

$$\omega_{n,\text{CEP}} \propto \frac{n}{1 + a^2/2}\left(1 \pm \frac{\sin^2\phi_{\text{CEP}}}{\pi N_0}\right). \tag{33}$$

Результаты расчета спектров рассеяния строго назад для лазерных импульсов с одинаковой амплитудой $a_0 = 2$ и огибающей, но с разной фазой несущей ϕ_{CEP} представлены на Рис. 12 ($N_0 = 5$). На всех графиках по оси абсцисс отложена частота рассеянных фотонов, по оси ординат отложена фаза несущей ϕ_{CEP}, а спектр зашифрован цветом. Видно, что спектры рассеяния зависят от фазы несущей, причем в диссертации показано, что эта зависимость проявляется и для достаточно длинных импульсов с $N_0 = 10$. Уравнение (33) хорошо описывает положение пика n-й гармоники и его зависимость от фазы несущей (штриховые линии на рисунках). Показано, что этот эффект также проявляет себя и в случае реалистичных электронных и лазерных пучков с угловой и энергетической расходимостью. Это потенциально может применяться в экспериментах для диагностики мощных ультракоротких лазерных пучков [15].

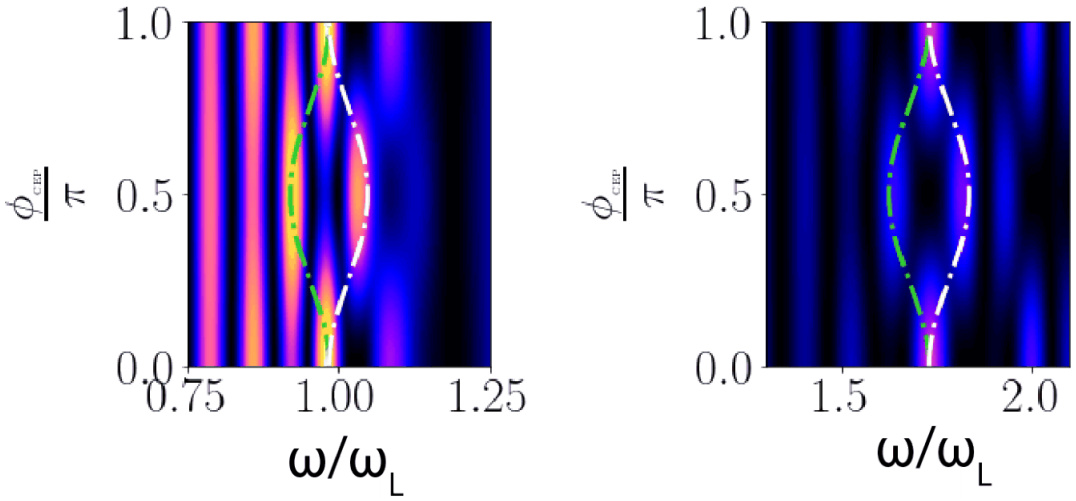


Рис. 12. Спектр рассеяния строго назад для третьей (слева) и пятой (справа) гармоник как функция ϕ_{CEP} для линейно поляризованного импульса с $a_0 = 2$ и $N_0 = 5$.

Рассмотрено влияние классического радиационного трения на спектр нелинейного рассеяния. Численное моделирование показывает, что потери энергии электрона приводят к дополнительному уширению основной линии и гармоник в сторону меньших энергий [14]. Этот эффект может использоваться для экспериментальной диагностики радиационного трения. Основные результаты, представленные в шестой главе, опубликованы в работах [8, 11, 12, 14, 15, 21, 24–26, 31, 32].

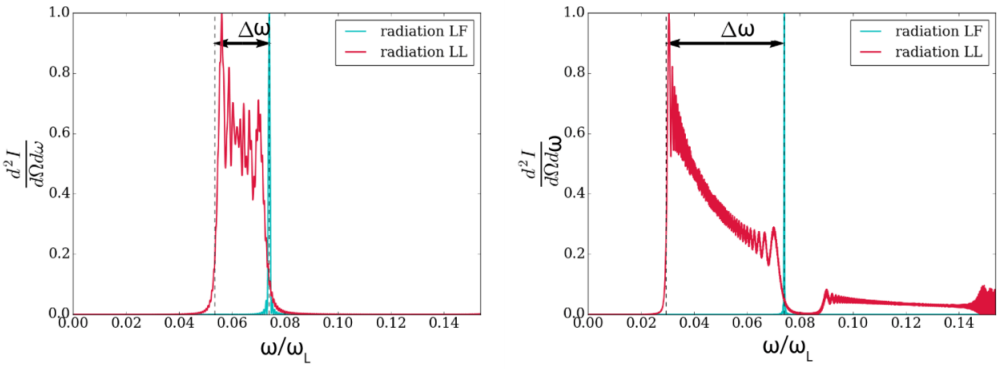


Рис. 13. Нормированный излучённый строго назад спектр рассеяния для лазерного импульса с прямоугольной огибающей для случаев без учета радиационного трения (LF от Lorentz Force) и с его учетом (LL от Landau-Lifshitz force) для линейной поляризации лазерного импульса. Слева: $N_0 = 90$, справа: $N_0 = 300$, остальные параметры описаны в тексте.

В седьмой главе, на основе результатов шестой главы, предлагаются и исследуются методы компенсации пондеромоторного уширения линии в нелинейном рассеянии Комптона. **В разделе 7.1** описывается идеальная компенсация пондеромоторного уширения с помощью нелинейного чирпирования. Мгновенная частота идеально-чирпированного импульса, полностью компенсирующая пондеромоторное уширение, должна быть задана как:

$$\omega_i(\tau) = 1 + a_0^2 g(\tau)^2. \tag{34}$$

Рассмотрим взаимодействие циркулярно-поляризованного плоского лазерного импульса с огибающей, заданной уравнением (19), и с мгновенной частотой, заданной уравнением (34), с изначально покоящимся электроном. В этом случае можно получить аналитические выражения для спектра излучения. Продольная координата электрона $z(\tau)$ вычисляется из уравнения (20). Результат вычисления спектра приводит к той же формуле, что и уравнение (23), но с измененными параметрами n и χ, определенными следующим образом:

$$n = (\omega - 1)\, N_0 \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right) + \frac{1}{2}, \quad \chi = \frac{1-\omega}{2} N_0. \tag{35}$$

Спектр рассеяния строго назад для лазерного импульса с огибающей, заданной уравнением (19), и мгновенной частотой, описанной уравнением (34), представлен на левом графике Рис. 14. График демонстрирует нормированные спектры рассеяния для различных значений a_0. Сплошные линии соответствуют численным расчётам, а маркеры аналогичных цветов — аналитическим решениям, основанным на уравнениях (23), (35) и (35). Хорошее совпадение между аналитическими и численными результатами подтверждает, что спектр сохраняет узость даже при больших значениях a_0. В этом же разделе также показано, что идеальное нелинейное чирпирование работает в случае реалистичных

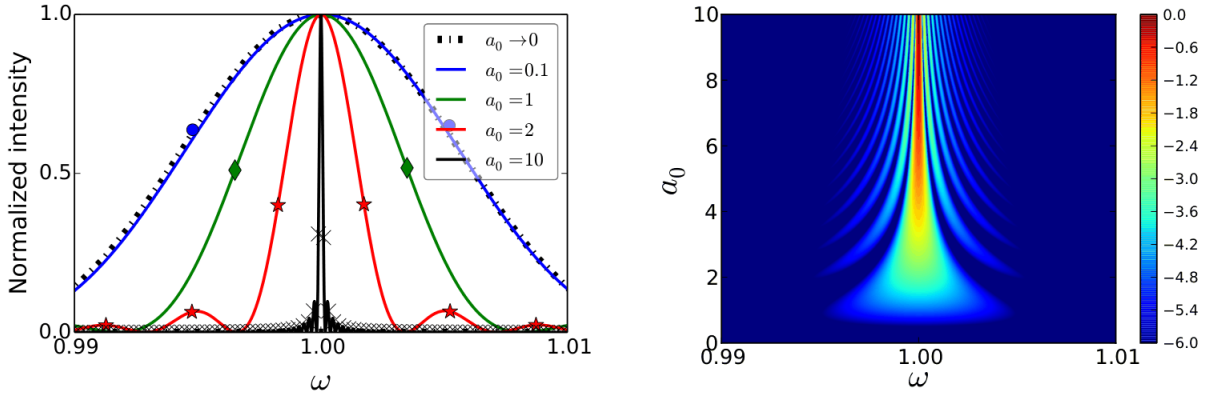


Рис. 14. Слева: Нормализованные спектры интенсивности при рассеянии строго назад для различных значений a_0 в случае лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$. Лазерный импульс идеально чирпирован в соответствии с ур. (34). Результаты численного интегрирования показаны сплошными линиями. Маркеры соответствующих цветов представляют аналитическое решение, использующее ур. (23), (35) и (35). Справа: Спектры излучения при рассеянии строго назад, полученные численным методом, для идеально чирпированного лазерного импульса при различных значениях a_0 (вертикальная ось) в логарифмическом масштабе.

лазерных и электронных пучков с конечным угловым и энергетическим разбросом, приводятся энергетико-угловые спектры и демонстрируется значительный рост яркости источника.

В разделе 7.2 предлагается метод компенсации пондеромоторного уширения с помощью дуплета линейно-чирпированных импульсов. Создание импульсов с частотой заданной уравнением (34) в лаборатории сопряжено со сложностями и, скорее всего, идеальное нелинейное чирпирование лазерных импульсов невозможно. Для генерации оптимизированных спектров комптоновского рассеяния предлагается двухимпульсная схема: изначально немодулированный широкополосный лазерный импульс с амплитудой спектра $\tilde{a}_{\text{in}}(\omega)$ разделяется на два идентичных импульса, например, с помощью светоделителя. Каждый из этих импульсов направляется в плечи интерферометра, где на один из импульсов накладывается спектральная фаза $\tilde{\Phi}(\omega)$, а на другой – сопряженная спектральная фаза $-\tilde{\Phi}(\omega)$, что может быть реализовано, например, с использованием акустооптических дисперсионных фильтров, дифракционных решеток или пространственных световых модуляторов. Эти два импульса когерентно комбинируются, что приводит к спектральной модуляции. В временной области это соответствует когерентной суперпозиции двух линейно и противоположно модулированных лазерных импульсов, которые задержаны относительно друг друга. Схематически идея представлена на Рис. 15. Безразмерные параметры B_0, B_1 и B_2 определяют, соответственно, относительную фазу, относительную задержку и величину линейного чирпа. Эти параметры объединяются в вектор $\vec{B} = \{B_0, B_1, B_2\}$ для краткости записи.

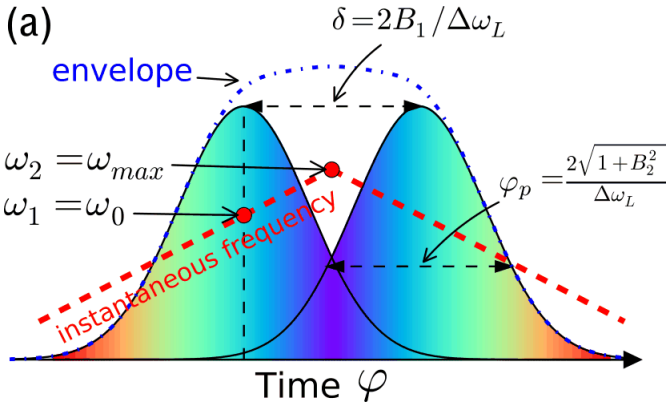


Рис. 15. Схематический эскиз двухимпульсной модели для генерации оптимизированных лазерных импульсов для узкополосных комптоновских источников.

Цель состоит в том, чтобы оптимизировать $\vec{B}$ таким образом, чтобы условие компенсации (34) выполнялось как можно лучше. Предложена простая модель для определения параметров $\vec{B}$, которая хорошо совпадает с результатами численного моделирования. Спектр рассеянных строго назад фотонов зависит от значений $\vec{B}$, как показано на Рис. 16(a), где представлен случай $a_0 = 2$ и $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$. Пунктирная черная кривая показывает спектр для немодулированного лазерного импульса с $\vec{B} = \vec{0}$, в то время как синяя сплошная линия показывает спектр для оптимизированных значений $\vec{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ с среднеквадратичной шириной полосы $\Delta y = 0.0178$. Для проверки устойчивости схемы с учетом 3D-эффектов были проведены дополнительные численные исследования с использованием реалистичных лазерных и электронных пучков.

В разделе 7.3 исследуется зависимость спектра комптоновского рассеяния от величины линейного чирпа в одноимпульсной схеме. Рассмотрим задачу о рассеянии одного линейно чирпированного лазерного импульса на электроне [29]. Будем искать оптимальную модуляцию (чирпирование) в спектральной области. Лазерные импульсы моделируются следующим образом:

$$\tilde{A}(\omega) = \sqrt{2\pi} a_0 \tau_L \exp\left(-\frac{\tau_L^2}{2}(\omega-\omega_0)^2(1-i\beta)\right), \tag{36}$$

где τ_L – это длительность импульса, ограниченного преобразованием Фурье (т.е. с отсутствующей спектральной фазой), а параметр спектральной фазы второго порядка β определяет величину линейного чирпа. Такой лазерный импульс имеет постоянный энергетический спектр $|\tilde{A}(\omega)|^2$ для различных значений параметра чирпа. После выполнения преобразования Фурье можно увидеть, что амплитуда и длительность чирпированного лазерного импульса во временной области зависят от параметра β:

$$A(\tau) = a_{\text{eff}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_{\text{eff}}^2}\right) \exp\left(i\left(\tau + \frac{\beta\tau^2}{2\tau_{\text{eff}}^2} + \phi_0\right)\right), \tag{37}$$

$$a_{\text{eff}} = \frac{a_0}{(1+\beta^2)^{1/4}},\ \tau_{\text{eff}} = \tau\sqrt{1+\beta^2},\ \omega_L(\tau) = 1 + \frac{\beta\tau}{\tau_{\text{eff}}^2},$$

где ϕ_0 – постоянный фазовый сдвиг, зависящий от β.

Рассмотрим задачу качественно. При увеличении параметра β, лазерный импульс растягивается и в пределе получается линейное рассеяние Комптона с низким выходом фотонов. С другой стороны, если $\beta = 0$, то, считая, что импульс имеет достаточно большую амплитуду a_0, получается нелинейное рассеяние Комптона с увеличенным выходом фотонов, но с пондеромоторно уширенной линией. Необходимо найти оптимальное значение параметра β такое, что уширение становится малым, но выход фотонов увеличен. Рисунок 17 демонстрирует влияние изменения параметра линейного чирпа β на падающий лазерный импульс, а также на формирование спектров излучения. Можно заметить, что при увеличении β от 0 до 4 для лазерного импульса с параметрами $a_0 = 1.5$, $\tau = 2\pi$ происходит сужение спектра, уменьшение числа субпиков (локальных максимумов) и появление слабого педестала. Эффект увеличения пиковой спектральной яркости при линейном чирпировании лазерного импульса может быть проверен экспериментально, в том числе на установках с параметрами, близкими к планируемым для ИКИ НЦФМ или доступными в университетских лабораториях.

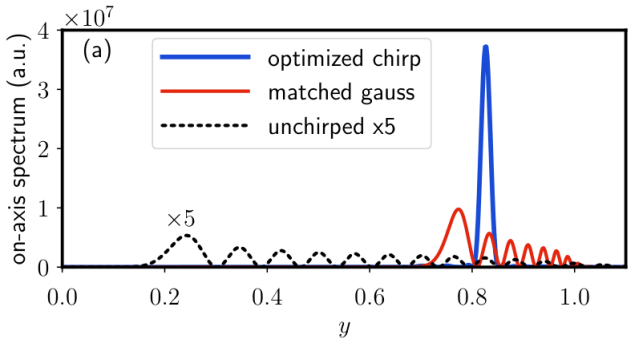


Рис. 16. Спектры рассеянных строго назад фотонов для $a_0 = 2$, $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$ при различных значениях параметров $\vec{B}$. Спектр для случая без чирпа с $\vec{B} = \vec{0}$ изображён чёрной пунктирной линией. Для улучшения видимости этот спектр умножен на 5. Случай оптимального набора параметров $\vec{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ показан синей кривой.

В разделе 7.4 предлагается использовать метод поляризационного окна для компенсации уширения высоких гармоник. При использовании метода поляризационного окна можно ограничить генерацию гармоник окном, где интенсивность лазерного импульса более постоянна, тем самым уменьшив пондеромоторное уширение гармоник [28]. При оптимальной задержке $\delta = \tau_L$ формируется узкий и яркий регулярный гребенчатый спектр гамма-излучения (далее гребенка). На Рис. 18 продемонстрирован векторный потенциал импульса с динамически изменяющейся поляризацией и спектры рассеяния строго назад для оптимальной задержки $\delta = \tau_L$. Другие параметры лазерного импульса следующие: $a_0 = 3, \tau_L = 8\pi$. Результирующий спектр обратного рассеяния показывает, что при выборе оптимальной задержки можно избежать пондеромоторного уширения гармоник. В этом случае гармоники образуют регулярный гребенчатый спектр в гамма- или рентгеновской области. Метод поляризационного окна не предназначен для устранения пондеромоторного уширения фундаментальной линии рассеяния Комптона, что хорошо видно на Рис. 18. В системе отсчета электрона основная линия уширена до $\omega = 1$ и интерферирует с гармониками,

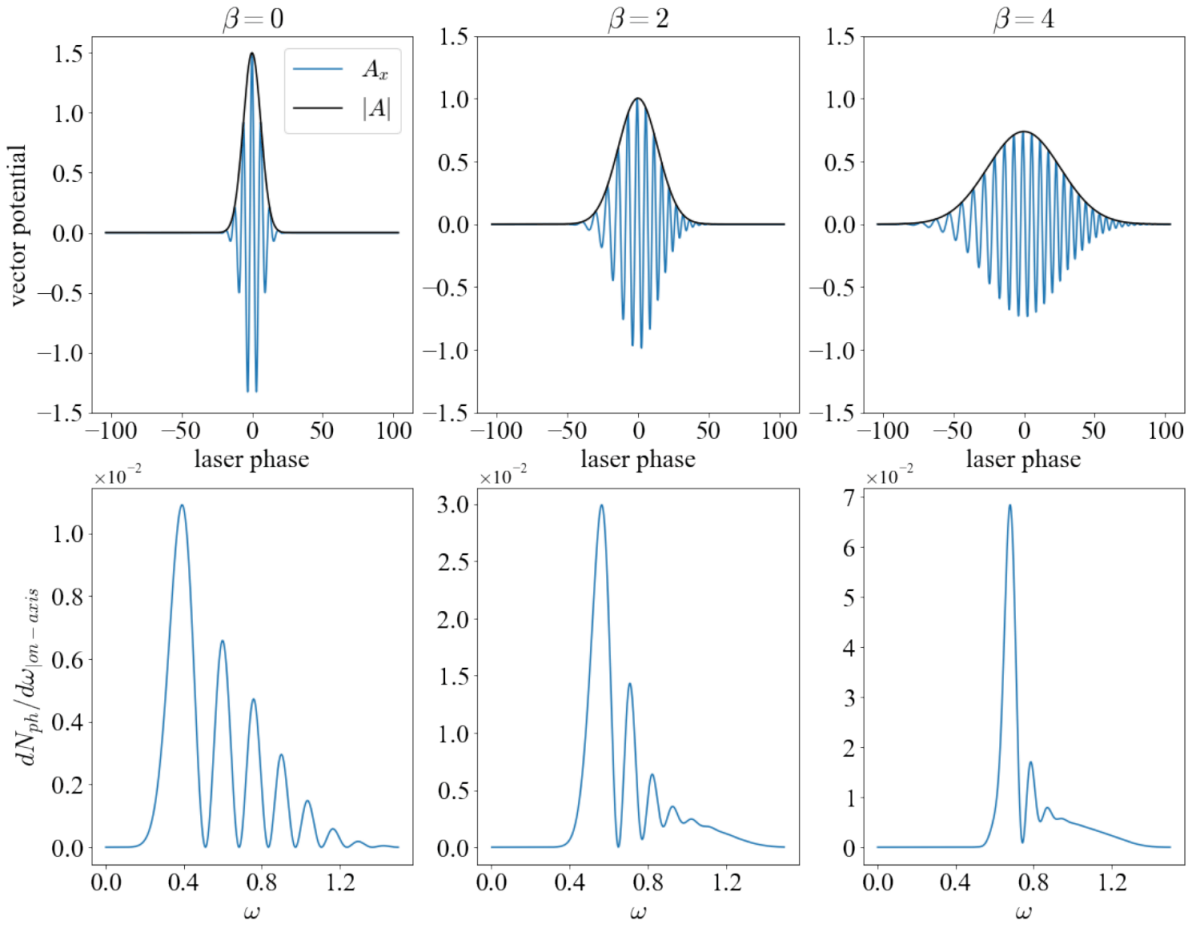


Рис. 17. Верхний ряд: векторный потенциал линейно-чирпированного лазерного импульса ($a_0 = 1.5, \tau = 2\pi$) для разных параметров чирпа $\beta = 0, 2, 4$. Нижний ряд: соответствующие спектры рассеяния строго назад.

попадающими в этот интервал, поэтому эффект поляризационного окна начинает проявляться только при $\omega \sim 1$.

Гребенчатый спектр обладает двумя характерными свойствами: расстоянием между двумя соседними пиками и шириной каждой гармоники, которые можно регулировать с помощью амплитуды и длины падающего импульса (a_0 и τ_L). Таким образом, увеличение интенсивности лазерного импульса уменьшает спектральный шаг гребенчатого спектра. Для оценки возможности наблюдения гамма-гребенки в реальных экспериментальных условиях было смоделировано взаимодействие неидеального электронного пучка с импульсом созданным по методу поляризационного окна с оптимальной задержкой δ. Численное моделирование показывает, что такой гребенчатый спектр может быть измерен с использованием компактной установки, в которой лазерная система управляет как плазменным ускорением, так и обратным рассеянием.

В разделе 7.4.1 рассматривается влияние радиационного трения и квантовой отдачи на гамма-гребенку. Измеряя сдвиг пиков гармоник относительно их классического положения, можно экспериментально оценить квантовый сдвиг для высоких гармоник для относительно интенсивных лазерных устано-

вок с нормализованным векторным потенциалом лазера $a_0 > 1$, что представляет фундаментальный интерес. На Рис. 19 показано дифференциальное число фотонов в спектре рассеяния строго назад (в системе отсчета, где электрон изначально покоился) при моделировании без силы радиационного трения, с учетом радиационного трения в рамках уравнения Ландау-Лифшица и отдачи электрона в рамках КЭД формализма для случаев: $a_0 = 1$, $\tau_L = 16\pi$ (левый график) и $a_0 = 1.4$, $\tau_L = 16\pi$ (правый график). Можно заметить, что основное отличие от классики заключается только в красном сдвиге гармоник. Для более высоких лазерных интенсивностей ситуация существенно меняется, так как радиационное трение приводит к существенному уширению спектра на всем интервале между соседними пиками гребенки.

Помимо этого, для более высоких гармоник и энергий электрона разница между классическим и квантовым предсказаниями становится более существенной. Таким образом, предложенный метод можно использовать для экспериментального измерения квантового сдвига – разницы между положением гармоники и его классическим предсказанием. Метод поляризационного окна может быть реализован экспериментально, а регулярный гребенчатый спектр гамма-излучения может наблюдаться при параметрах электронных пучков, достижимых на современных установках. Основные результаты, представленные в седьмой главе, опубликованы в работах [16, 22, 23, 27–31].

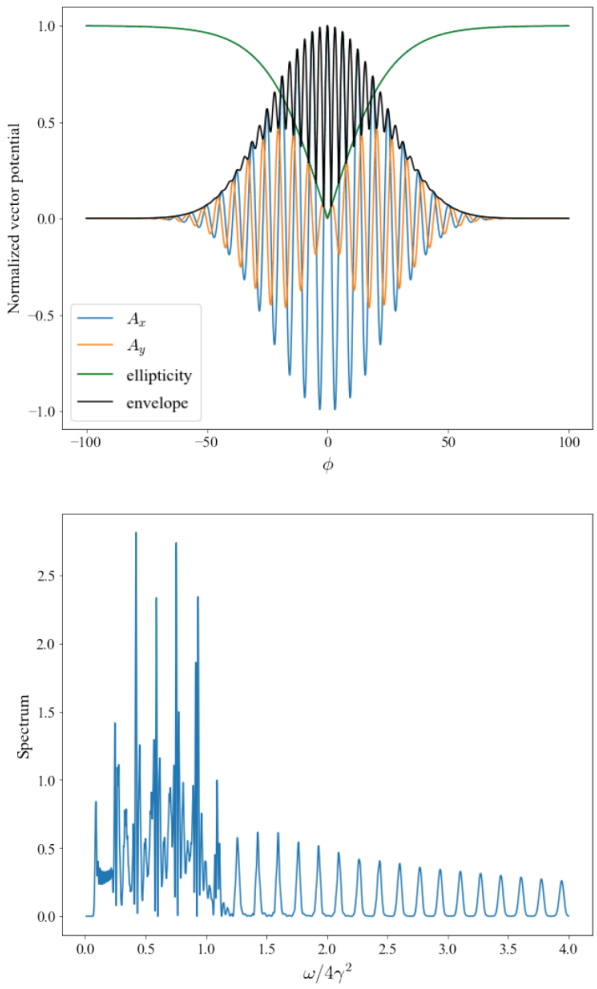


Рис. 18. Сверху: векторный потенциал и эллиптичность лазерного импульса с динамической поляризацией для оптимального значения задержки $\delta = \tau$. Снизу: Соответствующий спектр рассеяния строго назад. Параметры лазерного импульса: $a_0 = 3, \tau = 8\pi$.

В финальной, восьмой главе обсуждается генерация гармоник на поверхности плазмы, облучаемой релятивистскими ультракороткими лазерными импульсами. Релятивистским считается лазерный импульс с $a_0 \gtrsim 1$, а ультракоротким – импульс с длительностью в несколько (или десятки) периодов. Обсуждается, что процесс генерации гармоник может быть представлен как когерентное рассеяние Комптона (Томсона) от плазменного зеркала. **В разделе 8.1** приводится введение, обзор литературы,

обсуждается связь гармоник высокого порядка и аттосекундной физики, приводится мотивация исследований. **В разделе 8.2** проводится описание динамики плазменного слоя или плазменной “поверхности” (plasma surface), что является важной задачей в физике лазерной плазмы. Плазма считается полностью ионизованной, бесстолкновительной и обладающей резкой границей плазма-вакуум. Рассматривается нормальное падение лазерного импульса на мишень. Приводится простая модель, в которой плазменный электронный слой описывается одной частицей. Уравнения и постановка задачи очень похожи на уравнения и постановку для свободного электрона в плоской волне, описанные в предыдущих главах. Но есть и важные отличия: 1) наличие возвращающей силы от разделения зарядов; 2) отличие a_x от векторного потенциала лазерного импульса, так как необходимо учесть еще и отраженный свет. В случае малой амплитуды a_0 лазерного импульса, модельные уравнения представляют собой уравнения для вынужденного гармонического осциллятора и обладают стандартными аналитическими решениями. В релятивистском случае можно решить уравнения численно. Векторный потенциал можно найти учитывая непрерывность векторного потенциала и его производной по z на границе двух сред (вакуума и плазмы).

Характерный результат расчета нормального взаимодействия ультрако-

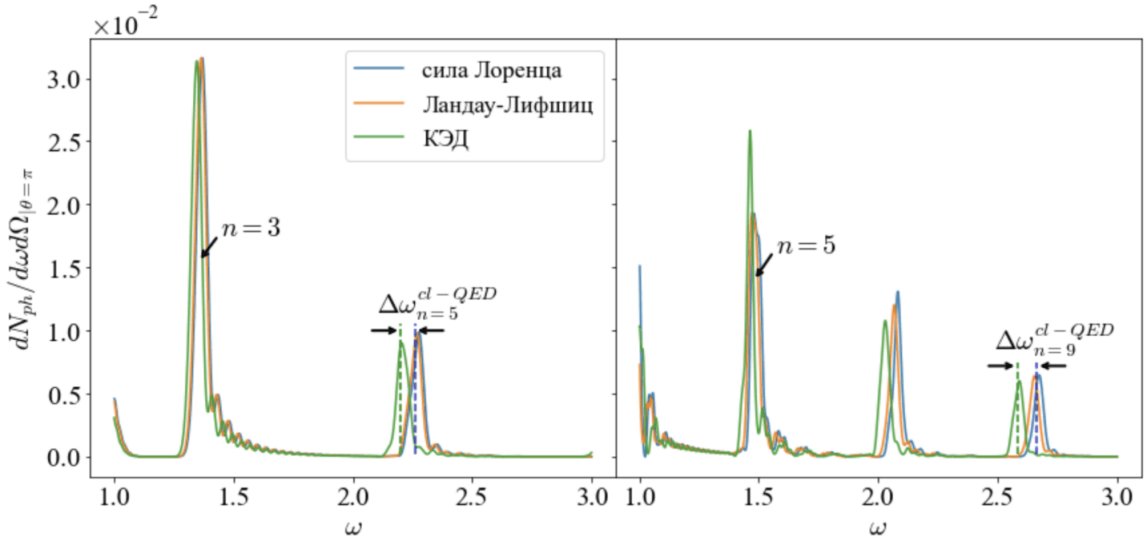


Рис. 19. Дифференциальное число фотонов в обратном спектре рассеяния (в системе отсчета, где электрон изначально покоился) оптимального поляризационно стробированного импульса на одном электроне, смоделированное с учетом (синий) силы Лоренца, (оранжевый) классической силы радиационного трения в рамках уравнения Ландау-Лифшица, (зеленый) КЭД формализма. Параметры лазера: (слева) $a_0 = 1$, $\tau_L = 16\pi$, (справа) $a_0 = 1.4$, $\tau_L = 16\pi$. Синяя штриховая линия показывает классическое положение гармоники, соответствующее формуле, зеленая штриховая – квантовое предсказание положения гармоники. Для более высоких гармоник и энергии электрона разница между классическим и квантовым предсказанием становится более существенной.

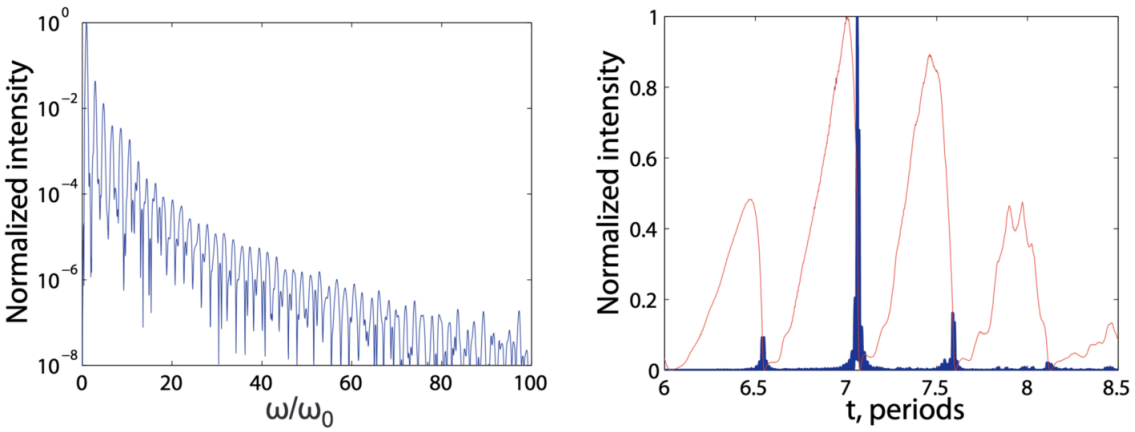


Рис. 20. a) Спектр отраженного лазерного импульса с $a_0 = 20$, гауссовой огибающей с длительностью 2 периода (FWHM) при концентрации электронов мишени $n_e = 81 n_{cr}$. b) Красным цветом показана интенсивность отраженного импульса в нормированных единицах как функция времени, синим цветом продемонстрирована интенсивность аттосекундных импульсов, получаемых при использовании фильтра с полосой пропускания от 30-й до 100-й гармоники.

роткого лазерного импульса с гауссовой огибающей, длительностью 2 периода на полувысоте (FWHM), амплитудой $a_0 = 20$ со слоем плазмы с концентрацией электронов $n_e = 81$ представлен на Рис. 20. График слева демонстрирует спектр отраженного импульса в нормированных единицах, хорошо видны гармоники лазерной частоты вплоть до 100-й гармоники. Отметим, что в случае нормального падения присутствуют только нечетные гармоники, аналогично нелинейному комптоновскому рассеянию строго назад. Рисунок справа демонстрирует интенсивность аттосекундных импульсов (синий цвет), получаемых путем фильтрации отраженного света полосовым фильтром, который пропускает гармоники от 30-й до 100-й.

В разделе 8.4 исследуется зависимость эффективности генерации гармоник от поляризации падающего лазерного импульса, показывается, что аналогично нелинейному эффекту Комптона, описанному в шестой главе, циркулярно поляризованный лазерный импульс не производит гармоник при взаимодействии с плазмой. Этот факт используется **в разделе 8.5**, где предлагается метод поляризационного окна для изоляции одиночных аттосекундных импульсов. Методами линейной оптики можно создать лазерный импульс, у которого будет циркулярная поляризация по краям и линейная поляризация в центре. Излучение будет генерироваться только в коротком окне с линейной поляризацией.

Практически реализуемо облучение мишени под углом 10°-15°, при котором результаты моделирования показывают, что эффективность генерации гармоник быстро уменьшается при небольших значениях эллиптичности, лишь незначительно отличаясь от случая нормального падения. Таким образом, даже при наклонном падении оказывается вполне реалистичным создать поляризаци-

онное окно с достаточно короткой длительностью, чтобы ограничить излучение практически одним периодом поля. Это подтверждается результатами, представленными на Рис. 21, где показаны результаты моделирования для наклонного падения ($\theta = 15°$). Длительность падающего лазерного импульса равна 7 периодам (19 фс) и задержка Δ (15 фс) выбрана таким образом, чтобы длительность поляризационного окна была примерно равна 5 фс, $a_0 = 20$, $n_e = 80 n_{cr}$. Экспериментально эффект поляризационного окна наблюдался и описан в работе [35]. При изменении параметра Δ, отвечающего за задержку между двумя циркулярно поляризованными импульсами наблюдалось уширение гармоник.

В разделе 8.6 исследуется передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник высокого порядка, аналогично эффекту, описанному в главе 6.

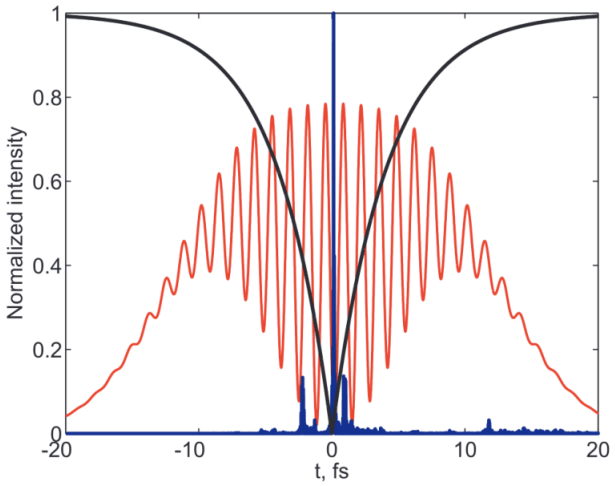


Рис. 21. Интенсивность одиночного аттосекундного импульса (синяя линия, гармоники 20-100), а также интенсивность падающего импульса (красная линия) и эллиптичность (черная линия) как функции времени. Параметры моделирования представлены в тексте.

Принцип передачи спинового углового момента лазерного импульса (поляризация) в орбитальный угловой момент гармоник высокого порядка при облучении изначально плоской плазменной мишени циркулярно поляризованным лазерным импульсом падающим по нормали показан на Рис. 22a. Амплитуда лазерного импульса $a_0 = 3.6$, что соответствует интенсивности $1.7 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2 для длины волны $\lambda_L = 0.8$ микрометров. Радиус пучка $w_0 = 4\lambda_L$, длительность лазерного импульса $\tau_L = 25 T_L$. Толщина плазменной мишени составляет $1\lambda_L$, $n_e = 2 n_{cr}$. Из-за неоднородной поперечной огибающей происходит “продавливание” мишени, причем осцилляция поверхности происходят только на стенках кратера. Это приводит к тому, что строго на оси гармоник не наблюдается, но они наблюдаются под углом. Аналогично случаю нелинейного эффекта Комптона, гармоники несут орбитальный угловой момент. Внеосевой спектр гармоник показан на Рис. 22b, а на Рис. 22c показан цуг аттосекундных импульсов получаемых после удаления из спектра всех гармоник ниже 4-й. Пространственная структура гармоник показана на Рис. 23. На Рис. 23a нарисована изоповерхность электрического поля второй гармоники, хорошо видно, что фронт представляет из себя одну спираль (вихрь). Количество спиралей (топологический заряд) равно $n - 1$, где n – номер гармоники. Поперечное распределение интенсивности второй гармоники представлено на Рис. 23b. Рис. 23c демонстрирует поперечное распределение фазы второй гармоники, видна характерная “вихревая” структура. Фаза

гармоники как функция азимутального угла ϕ для выбранного радиуса (показан пунктирной окружностью в столбце c) показана на графике d. Можно отметить, что топологический заряд равен количеству раз фаза меняет знак с положительного на отрицательный на графике зависимости фазы от угла ϕ. Результаты расчетов показывают передачу спинового углового момента падающего по нормали лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник за счет "продавливания" мишени [33]. Также можно показать [33], что схема работает при облучении заранее подготовленной вогнутой мишени. В этом случае можно также получить одиночный аттосекундный импульс, несущий (дробный) орбитальный угловой момент.

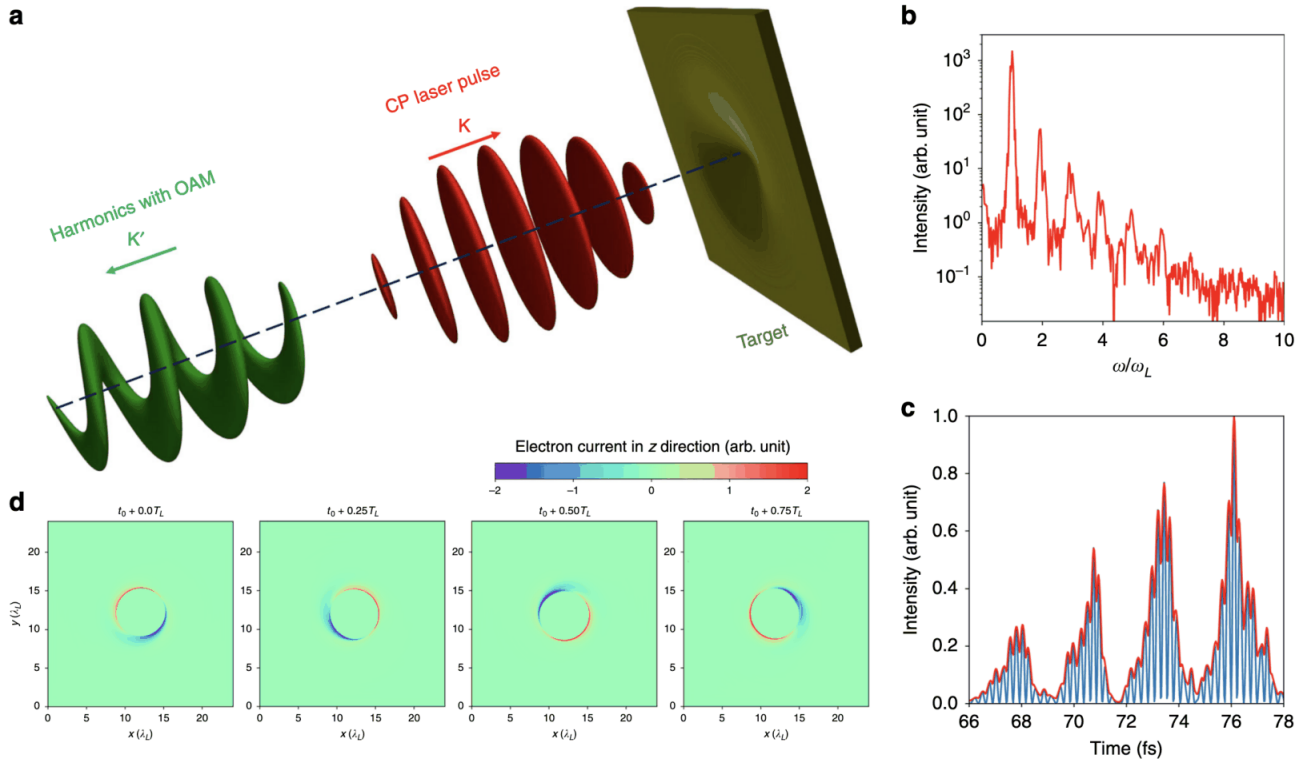


Рис. 22. Генерация гармоник с орбитальным угловым моментом от деформированной мишени. Изначально плоская мишень деформируется в процессе взаимодействия самим лазерным импульсом за счет светового давления. a) Циркулярно поляризованный гауссовский лазерный импульс (красный) падает по нормали на изначально плоскую мишень. Деформированная мишень передает собственный спиновый угловой момент (поляризация) возбуждающего лазерного импульса (красный) гармоникам высокого порядка в виде орбитального углового момента (зелёный). b) Спектр внеосевого отражённого электрического поля. Частота нормирована на частоту лазера ω_L. c) Цуг аттосекундных импульсов после фильтрации гармоник низкого порядка (убираются все гармоники ниже 4-й). d) Поперечные распределения плотности продольного электронного тока j_z при фиксированном z для различных моментов времени.

В разделе 8.7 предлагается и исследуется метод генерации гармоник с динамическим орбитальным угловым моментом, схема показана на Рис. 24.

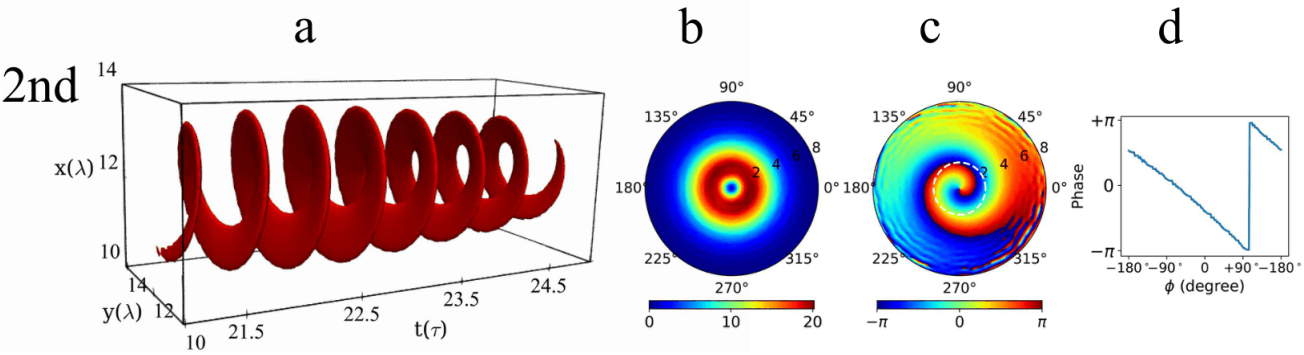


Рис. 23. Для второй гармоники: a) изоповерхность электрического; b) поперечное распределение интенсивности; c) поперечное распределение фазы; d) фаза как функция угла ϕ для выбранного радиуса (показан пунктирной окружностью на рисунке c).

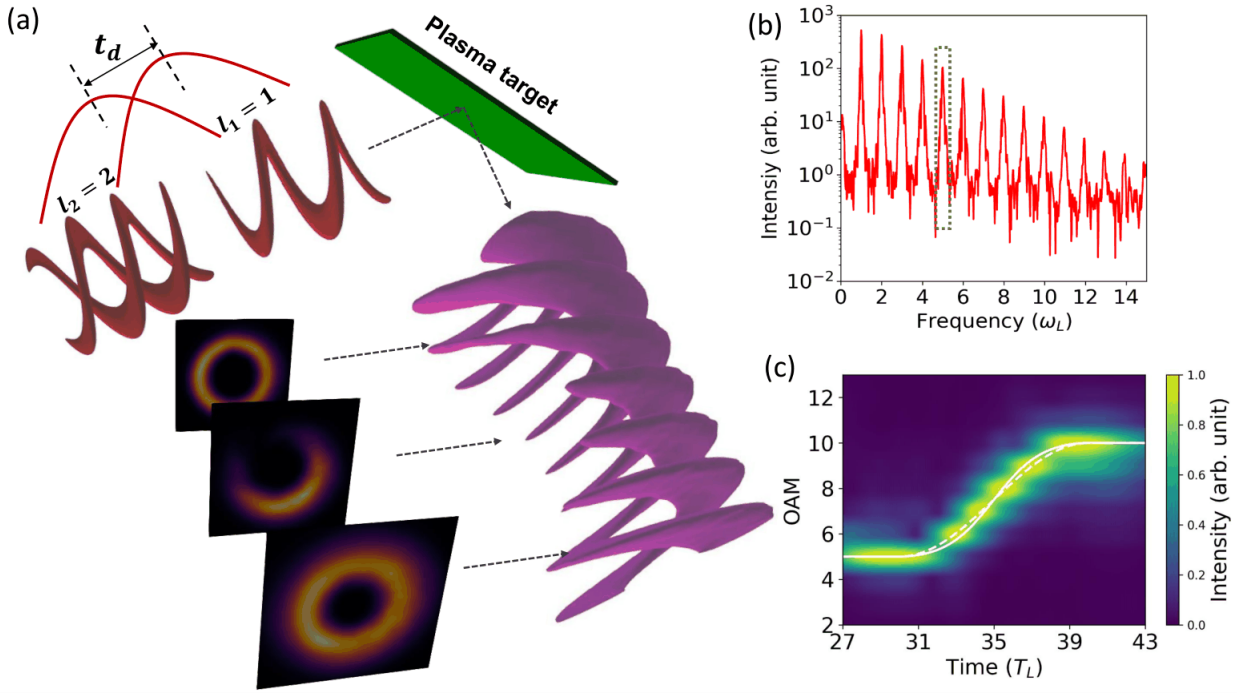


Рис. 24. a) Схема генерации гармоник с динамической поляризацией от осциллирующего плазменного зеркала, возбуждаемого двумя релятивистскими лазерными импульсами с различными значениями орбитального углового момента $l_1 = 1$ и $l_2 = 2$. Также показаны три среза интенсивности для различных z и изоповерхность электрического поля. b) Спектр отраженного лазерного поля при фиксированной радиальной координате. c) Временная эволюция орбитального углового момента гармоники пятого порядка.

В данном примере два коротких релятивистских лазерных Лагерр-Гауссовых импульса с разными топологическими зарядами $l_1 = 1$ и $l_2 = 2$ и заданной задержкой падают под углом на плазменную мишень (рисунок a). Расчеты проводились с помощью трехмерного кода реализующего метод частиц в ячейке. Огибающие двух падающих лазерных импульсов имеют одинаковую форму $\sin^2(\pi t/T_0)$ $(0 \leq t \leq T_0)$, где полная длительность импульса $T_0 = 20T_L$. T_L – период лазера, $\lambda_L = 0.8$ микрометров. Задержка между двумя импульсами выбрана как $t_d = T_0/2$. Нормированные амплитуды обоих лазерных импульсов равны $a_0 = 1.68$ (что соответствует интенсивности 6×10^{18} Вт/см^2). Мишень является плоской с толщиной $2\lambda_L$ и плотностью $5n_c$. Система из двух Лагерр-Гауссовых импульсов, представленная на рисунке уже имеет динамический орбитальный угловой момент $l = 1$ в начале, $l = 2$ в конце и переходные значения посередине. Также известно, что при генерации плазменных гармоник с помощью Лагерр-Гауссовских импульсов с топологическим зарядом l, n-я гармоника будет иметь топологический заряд nl [66]. Тогда в системе из двух импульсов, показанной на Рис. 24, будут генерироваться гармоники с распределением орбитального углового момента по времени от nl_1 до nl_2. На Рис. 24b показан спектр отраженного света для фиксированной (не нулевой) радиальной координаты. На Рис. 24c показан орбитальный угловой момент пятой гармоники как функция времени. Видно, что он динамически меняется от 5 до 10. Основные результаты, представленные в восьмой главе, опубликованы в работах [2–4, 7, 9, 10, 13, 17, 18, 33–35].

В заключение, в диссертационной работе проведено теоретическое и численное исследование физических механизмов, определяющих спектральную ширину, полный выход и пиковую спектральную яркость источников рентгеновского и гамма-излучения на основе обратного рассеяния Комптона. Рассмотрены линейный режим, задающий требования к качеству электронного и лазерного пучков, и нелинейный режим, позволяющий увеличить выход фотонов, но приводящий к пондеромоторному уширению спектра.

Полученные аналитические оценки и инженерные формулы связывают параметры пучков с шириной линии, углом коллимации, долей фотонов в заданной спектральной полосе и полным выходом. Эти результаты использованы при расчёте источников на основе лазерно-плазменных ускорителей и источника с параметрами, близкими к проектным параметрам ИКИ НЦФМ.

Показано, что пондеромоторное уширение является ключевым ограничением для создания узкополосных источников в нелинейном режиме. Исследованные методы его компенсации, включая чирпирование и метод поляризационного окна, позволяют повысить пиковую спектральную яркость и частично восстановить узкополосность излучения.

Также исследована фазовая структура излучения. Показано, что гармоники нелинейного комптоновского рассеяния и гармоники, генерируемые на плазменной поверхности, могут обладать орбитальным угловым моментом; рассмотрены генерация одиночных аттосекундных импульсов и гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом.

Таким образом, результаты диссертации формируют физическую и расчётную основу для разработки компактных, ярких и спектрально контролируемых источников рентгеновского и гамма-излучения для фотоядерных приложений, радиографии, диагностики материалов, аттосекундной физики и физики сильных полей.

Список публикаций автора диссертации

1. M. Chen, E. Esarey, CGR Geddes, C. Schroeder, G. Plateau, S. Bulanov, S. Rykovanov, and W. Leemans. Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 16(3):030701, March 2013. ISSN 1098-4402.
2. B. Dromey, D. Adams, R. Hörlein, Y. Nomura, S. G. Rykovanov, D. C. Carroll, P. S. Foster, S. Kar, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, M. Geissler, G. D. Tsakiris, and M. Zepf. Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas. *Nature Physics*, 5(2):146–152, Feb 2009. ISSN 1745-2481.
3. B. Dromey, S. Rykovanov, M. Yeung, R. Hörlein, D. Jung, D. C. Gautier, T. Dzelzainis, D. Kiefer, S. Palaniyppan, R. Shah, J. Schreiber, H. Ruhl, J. C. Fernandez, C. L. S. Lewis, M. Zepf, and B. M. Hegelich. Coherent synchrotron emission from electron nanobunches formed in relativistic laser–plasma interactions. *Nature Physics*, 8(11):804–808, Nov 2012. ISSN 1745-2481.
4. B. Dromey, S. G. Rykovanov, C. L. S. Lewis, and M. Zepf. Isolation of Coherent Synchrotron Emission During Relativistic Laser Plasma Interactions. In Jorge Rocca, Carmen Menoni, and Mario Marconi, editors, *X-Ray Lasers 2014*, pages 121–126, Cham, 2016. Springer International Publishing. ISBN 978-3-319-19521-6.
5. C. G. R. Geddes, N. H. Matlis, S. Steinke, E. Esarey, D. E. Mittelberger, S. Rykovanov, C. B. Schroeder, Cs. Toth, J.-L. Vay, and W. P. Leemans. Laser technology for Thomson MeV photon sources based on laser-plasma accelerators. *AIP Conference Proceedings*, 1777(1):110002, 10 2016. ISSN 0094-243X.
6. Cameron G.R. Geddes, Sergey Rykovanov, Nicholas H. Matlis, Sven Steinke, Jean Luc Vay, Eric H. Esarey, Bernhard Ludewigt, Kei Nakamura, Brian J. Quiter, Carl B. Schroeder, Csaba Toth, and Wim P. Leemans. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B*, 350:116–121, 2015.
7. M Geissler, S Rykovanov, J Schreiber, J Meyer-ter Vehn, and G D Tsakiris. 3D simulations of surface harmonic generation with few-cycle laser pulses. *New Journal of Physics*, 9(7):218, jul 2007.
8. Thomas Heinzl, Chris Harvey, Anton Ilderton, Mattias Marklund, Stepan S. Bulanov, Sergey Rykovanov, Carl B. Schroeder, Eric Esarey, and Wim P. Leemans. Detecting radiation reaction at moderate laser intensities. *Phys. Rev. E*, 91:023207, Feb 2015.
9. R. Hörlein, S. G. Rykovanov, B. Dromey, Y. Nomura, D. Adams, M. Geissler, M. Zepf, F. Krausz, and G. D. Tsakiris. Controlling the divergence of high harmonics from solid targets: a route toward coherent harmonic focusing. *The European Physical Journal D*, 55(2):475–481, Nov 2009. ISSN 1434-6079.
10. R. Hörlein, S. Steinke, A. Henig, S.G. Rykovanov, M. Schnürer, T. Sokollik, D. Kiefer, D. Jung, X.Q. Yan, T. Tajima, and et al. Dynamics of nanometer-scale

foil targets irradiated with relativistically intense laser pulses. *Laser and Particle Beams*, 29(4):383–388, 2011.

11. B. Lei, T. Teter, J. W. Wang, V. Yu. Kharin, C. B. Schroeder, M. Zepf, and S. G. Rykovanov. Flexible x-ray source with tunable polarization and orbital angular momentum from Hermite-Gaussian laser modes driven plasma channel wakefield. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22:071302, Jul 2019.
12. Bifeng Lei, Jingwei Wang, Vasily Kharin, Matt Zepf, and Sergey Rykovanov. Gamma-Ray Generation from Plasma Wakefield Resonant Wiggler. *Phys. Rev. Lett.*, 120:134801, Mar 2018.
13. Y. Nomura, R. Hörlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Zs. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, and G. D. Tsakiris. Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas. *Nature Physics*, 5(2):124–128, Feb 2009. ISSN 1745-2481.
14. M Ruijter, V Yu Kharin, and S G Rykovanov. Analytical solutions for nonlinear Thomson scattering including radiation reaction. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 51(22):225701, oct 2018.
15. Marcel Ruijter, Vittoria Petrillo, Thomas C. Teter, Maksim Valialshchikov, and Sergey Rykovanov. Signatures of the Carrier Envelope Phase in Nonlinear Thomson Scattering. *Crystals*, 11(5), 2021. ISSN 2073-4352.
16. S. G. Rykovanov. *Gamma-ray sources based on nonlinear Compton scattering and their optimization.* Isotopes and Radiation Sources. ZAO NTTs PLAZMAIOFAN, Russian Federation, 2018. ISBN 978-5-9903264-8-4. Plasma Physics and Fusion Technology.
17. S G Rykovanov, M Geissler, J Meyer ter Vehn, and G D Tsakiris. Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique. *New Journal of Physics*, 10(2):025025, feb 2008.
18. S G Rykovanov, H Ruhl, J Meyer-ter Vehn, R Hörlein, B Dromey, M Zepf, and G D Tsakiris. Plasma surface dynamics and smoothing in the relativistic few-cycle regime. *New Journal of Physics*, 13(2):023008, feb 2011.
19. S. G. Rykovanov, M. Chen, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, E. Esarey, and W. P. Leemans. Virtual detector of synchrotron radiation (VDSR) - A C++ parallel code for particle tracking and radiation calculation. *AIP Conference Proceedings*, 1507(1):399–403, 12 2012. ISSN 0094-243X.
20. S G Rykovanov, C G R Geddes, J-L Vay, C B Schroeder, E Esarey, and W P Leemans. Quasi-monoenergetic femtosecond photon sources from Thomson Scattering using laser plasma accelerators and plasma channels. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 47(23):234013, nov 2014.
21. S. G. Rykovanov, C. B. Schroeder, E. Esarey, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans. Plasma Undulator Based on Laser Excitation of Wakefields in a Plasma Channel. *Phys. Rev. Lett.*, 114:145003, Apr 2015.
22. S. G. Rykovanov, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, E. Esarey, and W. P. Leemans. Reply to "Comment on 'Controlling the spectral shape of nonlinear Thomson scattering with proper laser chirping"'. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19:

098002, Sep 2016.

23. S. G. Rykovanov, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, E. Esarey, and W. P. Leemans. Controlling the spectral shape of nonlinear Thomson scattering with proper laser chirping. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19(3):030701, mar 2016. ISSN 2469-9888.
24. S. G. Rykovanov, J. W. Wang, V. Yu. Kharin, B. Lei, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, E. Esarey, and W. P. Leemans. Tunable polarization plasma channel undulator for narrow bandwidth photon emission. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19: 090703, Sep 2016.
25. S. G. Rykovanov, J. W. Wang, V. Yu. Kharin, B. Lei, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, E. Esarey, and W. P. Leemans. Plasma Channel Undulator for Narrow-Bandwidth X-Ray Generation. In Tetsuya Kawachi, Sergei V. Bulanov, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, editors, *X-Ray Lasers 2016*, pages 163–166, Cham, 2018. Springer International Publishing. ISBN 978-3-319-73025-7.
26. D. Seipt, S. G. Rykovanov, A. Surzhykov, and S. Fritzsche. Narrowband inverse Compton scattering x-ray sources at high laser intensities. *Phys. Rev. A*, 91(3): 033402, mar 2015. ISSN 1050-2947.
27. Daniel Seipt, Vasily Yu. Kharin, and Sergey G. Rykovanov. Optimizing Laser Pulses for Narrow-Band Inverse Compton Sources in the High-Intensity Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 122:204802, May 2019.
28. M. A. Valialshchikov, V. Yu. Kharin, and S. G. Rykovanov. Narrow Bandwidth Gamma Comb from Nonlinear Compton Scattering Using the Polarization Gating Technique. *Phys. Rev. Lett.*, 126:194801, May 2021.
29. M. A. Valialshchikov, D. Seipt, V. Yu. Kharin, and S. G. Rykovanov. Towards high photon density for Compton scattering by spectral chirp. *Phys. Rev. A*, 106:L031501, Sep 2022.
30. M.A. Valialshchikov, V.Yu. Kharin, and S.G. Rykovanov. Polarisation gating technique in nonlinear Compton scattering: effect of radiation friction and electron beam nonideality. *Quantum Electronics*, 51(9):812, sep 2021.
31. Maksim A. Valialshchikov, Marcel Ruijter, and Sergey G. Rykovanov. On the Usage of Tapered Undulators in the Measurement of Interference in the Intensity-Dependent Electron Mass Shift. *Crystals*, 11(5), 2021. ISSN 2073-4352.
32. J. W. Wang, C. B. Schroeder, R. Li, M. Zepf, and S. G. Rykovanov. Plasma channel undulator excited by high-order laser modes. *Scientific Reports*, 7(1): 16884, Dec 2017. ISSN 2045-2322.
33. Jingwei Wang, Matt Zepf, and Sergey Rykovanov. Intense attosecond pulses carrying orbital angular momentum using laser plasma interactions. *Nature communications*, 10:5554, 2019.
34. Jingwei Wang, Matt Zepf, Yuxin Leng, Ruxin Li, and Sergey G. Rykovanov. Self-torqued harmonics and attosecond pulses driven by time-delayed relativistic vortex lasers. *Phys. Rev. A*, 106:033515, Sep 2022.
35. M. Yeung, J. Bierbach, E. Eckner, S. Rykovanov, S. Kuschel, A. Sävert, M. Förster, C. Rödel, G. G. Paulus, S. Cousens, M. Coughlan, B. Dromey,

and M. Zepf. Noncollinear Polarization Gating of Attosecond Pulse Trains in the Relativistic Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 115:193903, Nov 2015.

36. Л. В. Григоренко, Н. В. Антоненко, И. А. Артюков, М. Н. Ачасов, А. Л. Барабанов, С. Л. Белостоцкий, Э. Э. Боос, И. Н. Борзов, В. В. Варламов, А. А. Васильев, et al. Проект научной программы ИНОК - комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ. *Физмат*, 1(3-4):123, 2023.
37. В. Г. Недорезов, С. Г. Рыкованов, and А. Б. Савельев. Ядерная фотоника: результаты и перспективы. *Усп. физ. наук*, 191(12):1281–1306, 2021.
38. С. Г. Рыкованов, А. Д. Тимошенко, Федотов А. М., Малахов М. П., and Костюков И. Ю. О роли нелинейности эффекта Комптона в проекте источника узкополосного гамма-излучения Национального центра физики и математики. *Известия Вузов. Радиофизика*, 67(10):829–846, dec 2024.

Список литературы

39. Arutyunyan F., Tumanyan V. Quasi-monochromatic and polarized high-energy gamma rays // Physics-Uspekhi. — 1964. — Vol. 339.
40. Milburn R. Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field // Physical Review Letters. — 1963. — Vol. 10, no. February. — P. 1–3.
41. Compton effect on moving electrons / Kulikov O., Telnov Y., Filippov E., and Yakimenko M. // Physics Letters. — 1964. — dec. — Vol. 13, no. 4. — P. 344–346.
42. Eisenberger P., Platzman P. M. Compton Scattering of X Rays from Bound Electrons // Phys. Rev. A. — 1970. — Vol. 2, no. 2. — P. 415.
43. Backward Compton scattering of laser light against high-energy electrons: the LADON photon beam at Frascati / Federici L., Giordano G., Matone G., Pasquariello G., Picozza P. G., Caloi R., Casano L., De Pascale M. P., Mattioli M., Poldi E., Schaerf C., Vanni M., Pelfer P., Prosperi D., Frullani S., and Girolami B. // Il Nuovo Cimento B (1971-1996). — 1980. — Oct. — Vol. 59, no. 2. — P. 247–256.
44. Скринский А. Н., Шатунов Ю. М. Прецизионные измерения масс элементарных частиц на накопителях с поляризованными пучками // Усп. физ. наук. — 1989. — Vol. 158, no. 6. — P. 315–326.
45. A nuclear fragment detector for experiments with backscattered laser photons / Alexandrov B., Ivanov D., Kezerashvili G., Krivokhatsky A., Muratov V., Nedorezov V., Sudov A., and Zapevalov V. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — Vol. 288, no. 2. — P. 399–405.
46. Kezerashvili G., Milov A., Wojtsekhowski B. The gamma ray energy tagging spectrometer of the ROKK-2 facility at the VEPP-3 storage ring // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1993. — Vol. 328, no. 3. — P. 506–511.
47. ROKK-1M is the Compton source of the high intensity polarized and tagged gamma beam at the VEPP-4M collider / Kezerashvili G. Y., Milov A. M., Muchnoi N. Y., Dubrovin A. N., Kiselev V. A., Naumenkov A. I., Skrinsky A. N., Shatilov D. N., Simonov E. A., Petrov V. V., and Protopopov I. Y. // AIP Conference Proceedings. — 1995. — 09. — Vol. 343, no. 1. — P. 260–263.
48. Nedorezov V. G., Turinge A. A., Shatunov Y. M. Photonuclear experiments with Compton-backscattered gamma beams // Physics-Uspekhi. — 2004. — apr. — Vol. 47, no. 4. — P. 341–358.
49. Low-Intensity Nonlinear Spectral Effects in Compton Scattering / Hartemann F. V., Albert F., Siders C. W., and Barty C. P. J. // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105, no. 13. — P. 130801.
50. Sarachik E. S., Schappert G. T. Classical Theory of the Scattering of Intense Laser Radiation by Free Electrons // Phys. Rev. D. — 1970. — May. — Vol. 1. — P. 2738–2753.

51. Попруженко С. В., Федотов А. М. Динамика и излучение заряженных частиц в лазерных полях экстремальной интенсивности // Усп. физ. наук. — 2023. — Vol. 193, no. 5. — P. 491–527.
52. Wolkow D. M. Über eine Klasse von Lösungen der Diracschen Gleichung // Zeitschrift für Physik. — 1935. — Vol. 94, no. 3-4. — P. 250–260.
53. Englert T. J., Rinehart E. A. Second-harmonic photons from the interaction of free electrons with intense laser radiation // Physical Review A. — 1983. — Vol. 28, no. 3. — P. 1539–1545.
54. Observation of the Second Harmonic in Thomson Scattering from Relativistic Electrons / Babzien M., Ben-Zvi I., Kusche K., Pavlishin I., Pogorelsky I., Siddons D., Yakimenko V., Cline D., Zhou F., Hirose T., Kamiya Y., Kumita T., Omori T., Urakawa J., and Yokoya K. // Physical Review Letters. — 2006. — feb. — Vol. 96, no. 5. — P. 054802.
55. Observation of redshifting and harmonic radiation in inverse Compton scattering / Sakai Y., Pogorelsky I., Williams O., O'Shea F., Barber S., Gadjev I., Duris J., Musumeci P., Fedurin M., Korostyshevsky A., Malone B., Swinson C., Stenby G., Kusche K., Babzien M., Montemagno M., Jacob P., Zhong Z., Polyanskiy M., Yakimenko V., and Rosenzweig J. // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2015. — Vol. 18, no. 6. — P. 1–11.
56. Single shot, double differential spectral measurements of inverse Compton scattering in the nonlinear regime / Sakai Y., Gadjev I., Hoang P., Majernik N., Nause A., Fukasawa A., Williams O., Fedurin M., Malone B., Swinson C., Kusche K., Polyanskiy M., Babzien M., Montemagno M., Zhong Z., Siddons P., Pogorelsky I., Yakimenko V., Kumita T., Kamiya Y., and Rosenzweig J. B. // Physical Review Accelerators and Beams. — 2017. — Vol. 20, no. 6. — P. 1–11.
57. Observation of nonlinear effects in Compton scattering. / Bula C., McDonald K., Prebys E., Bamber C., Boege S., Kotseroglou T., Melissinos A., Meyerhofer D., Ragg W., Burke D., Field R., Horton-Smith G., Odian A., Spencer J., Walz D., Berridge S., Bugg W., Shmakov K., and Weidemann A. // Physical review letters. — 1996. — apr. — Vol. 76, no. 17. — P. 3116–3119.
58. Ultrahigh Brilliance Multi-MeV <math display="inline"> <mi>γ</mi> </math> -Ray Beams from Nonlinear Relativistic Thomson Scattering / Sarri G., Corvan D. J., Schumaker W., Cole J. M., Di Piazza A., Ahmed H., Harvey C., Keitel C. H., Krushelnick K., Mangles S. P. D., Najmudin Z., Symes D., Thomas A. G. R., Yeung M., Zhao Z., and Zepf M. // Physical Review Letters. — 2014. — nov. — Vol. 113, no. 22. — P. 224801.
59. Tunable All-Optical Quasimonochromatic Thomson X-Ray Source in the Nonlinear Regime / Khrennikov K., Wenz J., Buck A., Xu J., Heigoldt M., Veisz L., and Karsch S. // Physical Review Letters. — 2015. — may. — Vol. 114, no. 19. — P. 195003.
60. High-order multiphoton Thomson scattering / Yan W., Fruhling C., Golovin G., Haden D., Luo J., Zhang P., Zhao B., Zhang J., Liu C., Chen M., Chen S., Banerjee S., and Umstadter D. // Nature Photonics. — 2017. — Vol. 11, no. 8. —

P. 514–520.

61. Experimental Evidence of Radiation Reaction in the Collision of a High-Intensity Laser Pulse with a Laser-Wakefield Accelerated Electron Beam / Cole J. M., Behm K. T., Gerstmayr E., Blackburn T. G., Wood J. C., Baird C. D., Duff M. J., Harvey C., Ilderton A., Joglekar A. S., Krushelnick K., Kuschel S., Marklund M., McKenna P., Murphy C. D., Poder K., Ridgers C. P., Samarin G. M., Sarri G., Symes D. R., Thomas A. G., Warwick J., Zepf M., Najmudin Z., and Mangles S. P. // Physical Review X. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 11020.
62. Teubner U., Gibbon P. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces // Rev. Mod. Phys. — 2009. — Apr. — Vol. 81. — P. 445–479.
63. Берестецкий В., Лифшиц Е., Питаевский Л. Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика. — ФИЗМАТЛИТ, 2004.
64. COLLIDING PULSE INJECTION CONTROL IN A LASER-PLASMA / Geddes C. G. R., Plateau G. R., Chen M., Esarey E., Matlis N. H., Mittelberger D. E., Nakamura K., Schroeder C. B., Toth C., Leemans W. P., Ca B., Bruhwiler D. L., Cowan B., Cary J. R., and Co B. // Proc. Particle Accel. Conf. — 2011. — P. 2–4.
65. Locking Lasers to RF in an Ultrafast FEL / Wilcox R., Huang G., Doolittle L., Byrd J., White W., Frisch J., and Coffee R. // Conference on Lasers and Electro-Optics 2010. — 2010. — P. CTuA6.
66. Interaction of Ultraintense Laser Vortices with Plasma Mirrors / Denoeud A., Chopineau L., Leblanc A., and Quéré F. // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Jan. — Vol. 118. — P. 033902.

Научное издание

Рыкованов Сергей Георгиевич

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук на тему:
Нелинейное обратное рассеяние Комптона: путь к ярким узкополосным источникам гамма-квантов и рентгеновского излучения

Подписано в печать 27.10.2026 г.
Заказ № 22069. Тираж 100 экз.
Бумага офсетная. Формат 60x90/16.
Типография «Автореферат.ру»
ОГРНИП 320774600073831
119313, Москва, ул. Марии Ульяновой, д.3, к.1
+7 (977) 518-13-77, +7 (499) 788-78-56
www.avtoreferat.ru, e-mail: riso@mail.ru