Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук”

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

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2026

Содержание

Введение 6

Принятые обозначения и единицы 20

1. Часто используемые обозначения 20
2. Безразмерная система единиц 21

Глава 1. Линейный эффект Комптона 22

1.1. Введение, основные понятия и мотивация 22
1.2. Форма и ширина линии комптоновского источника 28
1.3. Влияние угловой расходимости электронного пучка 32
1.4. Влияние энергетического разброса электронного пучка 33
1.5. Влияние интенсивности лазерного импульса и множественного рассеяния на ширину спектра фотонов 34
1.6. Оценка угла коллимации и относительного количества фотонов . 37
1.7. Выводы 41

Глава 2. Оценка полного выхода фотонов комптоновского источника 42

2.1. Общие формулы 42
2.2. Взаимодействие в вакууме 44
2.3. Взаимодействие с использованием волновода 48
2.4. Взаимодействие без дифракции 51
2.5. Влияние ошибок взаимодействия на выход фотонов 51
2.6. Выводы 54

Глава 3. Методы численного моделирования комптоновских источников 56

3.1. Сэмплирование пучка электронов 57

3.2. Задание внешних электромагнитных полей 57
3.3. Расчет траекторий 58
3.4. Расчет излучения 59
3.5. Примеры расчетов 61
3.6. Выводы 70

Глава 4. Расчет комптоновского источника на базе лазерно-плазменного ускорителя 71
4.1. Электронные пучки из ЛПУ для узкополосных источников фотонов 71
4.2. Проектирование и моделирование комптоновских фотонных источников с использованием электронных пучков ЛПУ 76
4.3. Проектирование и моделирование комптоновского фотонного источника с использованием электронных пучков ЛПУ для ЯРФ ^{235}U 77
4.4. Проектирование и моделирование комптоновского фотонного источника с использованием электронных пучков ЛПУ для фотоделения ядер и радиографии 80
4.5. Выводы 82

Глава 5. Расчет комптоновского источника гамма-квантов ИКИ НЦФМ 86
5.1. Численное моделирование источника гамма-излучения НЦФМ . 89
5.2. Выводы 96

Глава 6. Нелинейный эффект Комптона 99
6.1. Общие формулы для расчета излучения электрона 103
6.2. Пондеромоторное уширение линии излучения 107
6.3. Генерация гармоник высокого порядка 117
6.4. Выводы 134

Глава 7. Методы компенсации пондеромоторного уширения в нелинейном рассеянии Комптона 136
7.1. Идеальная компенсация пондеромоторного уширения с помощью нелинейного чирпирования 137
7.2. Компенсация пондеромоторного уширения с помощью дуплета линейно-чирпированных импульсов 151
7.3. Зависимость спектра комптоновского рассеяния от величины линейного чирпа в одноимпульсной схеме 161
7.4. Метод поляризационного окна для компенсации уширения высоких гармоник 165
7.5. Выводы 181

Глава 8. Генерация гармоник на поверхности плазмы как когерентное рассеяние Томсона и аттосекундная физика 184
8.1. Введение 184
8.2. Движение поверхности плазмы 187
8.3. Генерация гармоник и аттосекундных импульсов 192
8.4. Влияние поляризации лазерного импульса на динамику поверхности плазмы 193
8.5. Метод поляризационного окна (polarization gating) для генерации одиночных аттосекундных импульсов 194
8.6. Передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник высокого порядка 205
8.7. Генерация гармоник с динамическим орбитальным угловым моментом 209
8.8. Выводы 212

Заключение 214

Литература 218

Список иллюстративного материала 242

Введение

Обратный эффект Комптона [1] – процесс рассеяния фотонов на пучке быстрых электронов с целью преобразования энергии рассеиваемого фотона в рентгеновский и гамма диапазоны. Достаточно полное описание современного состояния дел в использовании источников гамма излучения основанных на линейном эффекте Комптона дано в статьях [1, 2].

Приведем краткую историческую справку и опишем некоторые известные источники, основанные на методе обратного Комптоновского рассеяния. Вскоре после появления первых лазеров в 60-х годах прошлого века [3], появились идеи об использовании обратного эффекта Комптона для преобразования энергии лазерных фотонов в рентгеновский и гамма диапазоны. Так, в 1963 были опубликованы работы Аратюняна и Туманяна [4, 5] и Мильберна [6], а первый эксперимент был проведен в ФИАНе и опубликован уже в 1964 году [7]. В последующие несколько лет была проведена серия экспериментов в лабораториях разных стран [8, 9], при этом энергии генерируемых гамма-фотонов достигли порядка 100 МэВ [10]. С 1969 одним из основных мест по исследованию фотоядерных реакций была установка LADONE во Фраскати в Италии, где для ученых были доступны пучки гамма квантов с энергиями до 80 МэВ и с высокой степенью поляризации [11]. Эта установка успешно проработала вплоть до 1993 года. 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 [12] на установках РОКК-1 [13], РОКК-2 [14, 15] и РОКК-1М [16], 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, Фран-

[1] часто в литературе опускают слово “обратный”, а также используют название эффект Томсона, имея в виду классический способ описания процесса

ция, установка LEPS на синхротроне Spring-8 в Японии и установка LEGS на синхротроне NSLS в Брукхэвенской национальной лаборатории в США. В настоящее время 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 (университет Дьюка, штат Северная Каролина, США) и станция BL01 на синхротроне newSubaru (университет Хёго, Япония), обе являются центрами коллективного пользования. Параметры этих установок приведены в Таблице 1. Установка HIGS (от High Intensity Gamma Source) на данный момент является самым интенсивным в мире источником гамма квантов (в диапазоне от 1 до 100 МэВ), и те параметры гамма пучка, которые приведены в Таблице 1, 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. Интересны конструктивные особенности HIGS: в качестве рассеиваемого лазера используется лазер на свободных электронах, создаваемый самими электронными сгустками участвующими в рассеянии (один сгусток создает излучение, которое рассеивается на другом сгустке и т.д.). В специальной станции замены ондуляторов (undulator switchyard) есть возможность быстро переставлять разные ондуляторы, тем самым меняя длину волны рассеиваемого фотона с инфракрасного ($\sim$ 1 мкм) до ультрафиолетового диапазона (190 нм). Обсуждается также модернизация этой установки за счет добавления твердотельного инфракрасного лазера, что теоретически приведет к росту полного выхода фотонов на 2-3 порядка для фотонов с энергией от 2 до 12 МэВ (см. Таблицу 1).

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. Интенсив-

ность в полосе излучения шириной около 0.5% будет порядка $8 \cdot 10^8$ фотонов/с или 10^4 фотонов/с/эВ (см. Таблицу1). В качестве источника электронов будет использоваться линейный ускоритель, а в качестве лазера – твердотельный Yb:Yag лазер с длиной волны 515 нм (2.3 эВ).

Стоит отметить проект лаборатории имени Лоуренца в Беркли (США) по созданию компактного узкополосного гамма источника на основе обратного рассеяния Комптона, где в качестве метода ускорения электронов будет задействован метод лазерно-плазменного кильватерного ускорения. Конечно, этот проект является одним из нескольких проектов, где задействовано кильватерное ускорении, но он отличается тем, что изначально планировался именно как узкополосный, интенсивный источник для фотоядерных экспериментов. На данный момент, судя по публикациям, он находится в стадии дизайна и первых экспериментов. Параметры источника представлены в Таблице 1. Видно, что 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. Ниже мы еще вернемся к вопросу использования кильватерного ускорения для источников на основе обратного эффекта Комптона и обсудим экспериментальные данные. Отметим важное отличие запланированных установок в ELI-NP и в лаборатории им. Лоуренса в Беркли от установок HIGS и newSubaru. Если в последних двух установках высокая интенсивность, измеряемая в фотонах в секунду, достигается в основном за счет большой частоты повторения импульсов (несколько МГц), то в установке ELI-NP и в проекте лаборатории им. Лоуренса высокая интенсивность достигается за счет использования мощных лазеров, а частота повторения сильно ниже (от 10 Гц).

В России в Национальном Центре Физики и Математики планируется строительство комптоновского источника нового поколения, который потенциально

Таблица 1. Основные комптоновские источники гамма-квантов

Название установки	Энергия гамма пучка, [МэВ]	Ширина спектра, [% на полуширине]	Интенсивность, [фотоны/с]	Частота повторения импульсов, [МГц]	Технология
HIGS (университет Дьюка, США), работает с 1997 года [17]	1-100	~ 5	Полная: $\sim 1 \cdot 10^8$-$4 \cdot 10^9$ Сколлимированная: $\sim 6 \cdot 10^6$-$2.5 \cdot 10^8$	5.6	Накопительное кольцо: 0.24-1.2 ГэВ Лазер на свободных электронах: 1060-190 нм (1.17-6.53 эВ)
HIGS-2 (университет Дьюка, США), проект модернизации, дата запуска неизвестна	2-12	< 0.5	Полная: $\sim 1 \cdot 10^{11}$-10^{12} Сколлимированная: можно оценить как $\sim 5{\cdot}10^8$-$5{\cdot}10^9$	5.6	тот же ускоритель, что и в HIGS, в качестве дополнительной опции добавлен ИК-лазер и резонатор Фабри-Перо
newSubaru (университет Хёго, Япония), работает с $\sim$2000 года	1.7 - 76	1-2	Полная: $\sim 4 \cdot 10^7$ Сколлимированная: $\sim 10^5$	500	Накопительное кольцо: 0.974-1.5 ГэВ Лазер: Nd:YVO_4 (1064 нм + 532 нм) CO_2 (10.59 мкм)
ELI-NP (Мэгуреле, Румыния), на этапе строительства	0.2-19.5	$<$0.5	Сколлимированная: $\sim 8 \cdot 10^8$	10^{-4}	Линейный ускоритель: 180-750 МэВ Лазер: Yb:Yag (515 нм)
Проект в национальной лаборатории Лоуренца в Беркли (США), в стадии дизайна и первых экспериментов	$\sim 1 - 10$	2-10	Полная (для частоты повторения 10 Гц): $\sim 10^9 - 10^{10}$ Сколлимированная: $\sim 10^8 - 10^9$	от 10^{-5} (текущая технология) до $> 10^{-3}$ (технология в разработке)	Лазерное кильватерное ускорение электронов

станет самым ярким комптоновским источником в мире [18]. Как видно, область создания источников гамма- и рентгеновского излучения на основе эффекта Комптона активно развивается.

Настоящая диссертационная работа посвящена теоретическому и численному исследованию ярких источников рентгеновских и гамма-квантов нового поколения на основе обратного рассеяния Комптона. Детально обсуждаются как линейный, так и нелинейный режимы взаимодействия. Приводятся инженерные формулы и расчеты для создания источников с заданными характеристиками в линейном режиме, включая источники, использующие электронные пучки из лазерно-плазменного ускорителя. В случае нелинейного эффекта Комптона основное внимание уделено механизмам пондеромоторного уширения линии излучения и методам его компенсации. Также исследуется фазовая структура гармоник высокого порядка, в том числе возможность генерации излучения с орбитальным угловым моментом. Описанные в диссертации исследования проводились автором в период с 2009 по 2024 год.

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 про-

граммные 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 пондеромоторного 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 орби-

тальный 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.

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.

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 экспериментальных работах диссертант был ответственным за аналитическое описание,

численное моделирование и физическую интерпретацию результатов.

Диссертация состоит из восьми глав. Структура работы следующая:

- В первой главе рассматривается линейный эффект Комптона, а именно влияние параметров лазерного и электронного пучков на ширину линии рассеяния. Приводятся формулы для оценки уширения линии излучения за счет энергетического и углового разброса пучков, а также интенсивности лазерного импульса. Объясняется необходимость коллимации для получения узкополосных источников, приводится оценка угла коллимации и относительного количества фотонов в узкой спектральной полосе. Показано, что в полосе относительной ширины κ остается доля фотонов порядка κ.

- Во второй главе приводится оценка полного выхода фотонов при взаимодействии лазерного и электронного пучков в линейном и слабонелинейном режимах рассеяния Комптона. Учитывается дифракция пучков, приводятся инженерные формулы, находятся оптимальные поперечные размеры пучков для получения максимального количества рассеянных фотонов. Рассматривается взаимодействие в вакууме, где электронный и лазерный пучки дифрагируют, взаимодействие в волноводе, где лазерный пучок распространяется без дифракции, а также взаимодействие в плазменном канале, когда и лазерный, и электронный пучки распространяются без дифракции. Знание полного количества рассеянных фотонов позволяет, используя результаты первой главы, оценить количество фотонов в узкой полосе относительной ширины κ.

- В третьей главе описываются численные методы, используемые в моделировании комптоновских источников.

- В четвертой главе приводятся проектировочные расчеты источников гамма-квантов на основе лазерно-плазменного электронного ускорителя

для ядерной резонансной флуоресценции ^{235}U, фотоделения ядер и радиографии. Результаты сравниваются с оценочными аналитическими формулами из первых двух глав.

- В пятой главе аналогичные проектировочные расчеты проводятся для источника гамма-квантов на основе линейного ускорителя с параметрами, близкими к проектируемым для Национального Центра Физики и Математики в г. Саров. Показано, что при проектируемой относительной ширине линии источника в 0.3% необходимо учитывать нелинейные эффекты даже для относительно малых значений безразмерной амплитуды лазерного импульса. Результаты расчетов сравниваются с аналитическими оценками на основе формул из первых двух глав.

- В шестой главе рассматривается нелинейное рассеяние Комптона. Обсуждаются основные эффекты, возникающие в нелинейном режиме: пондеромоторное уширение линии излучения за счет неравномерного светового давления, генерация гармоник высокого порядка, а также фазовая структура гармоник. Показано, что при рассеянии циркулярно поляризованного лазерного импульса гармоники могут нести орбитальный угловой момент.

- В седьмой главе исследуются методы компенсации пондеромоторного уширения линии рассеяния, возникающего из-за неравномерной, например гауссовой, огибающей лазерного импульса. Рассматривается идеальное нелинейное чирпирование, при котором локальная частота лазерного импульса синхронизируется с мгновенным нелинейным доплеровским сдвигом. Далее исследуется более реалистичная схема на основе дуплета линейно и противоположно чирпированных импульсов. Приводится модель для нахождения параметров дуплета, включая задержку между импульсами и величину чирпа. Также рассматривается

возможность формирования гребенчатого спектра гамма-излучения с использованием метода поляризационного окна.

- В финальной, восьмой главе рассматривается генерация гармоник высокого порядка и аттосекундных импульсов на поверхности плазмы при ее облучении ультракороткими релятивистскими лазерными импульсами. Обсуждается интерпретация этого процесса как когерентного нелинейного рассеяния Комптона (Томсона). Рассматривается влияние поляризации падающего импульса на эффективность генерации гармоник, применение метода поляризационного окна для генерации одиночных аттосекундных импульсов, передача спинового углового момента лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник, а также генерация гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом.

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.

Принятые обозначения и единицы

1. Часто используемые обозначения

Приведем обозначения, часто используемые в тексте данной главы. Если не указано иначе, единицы измерения соответствуют системе СГС.

$\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

c – скорость света в вакууме.

e – абсолютное значение заряда электрона.

m – масса электрона.

$r_e = \frac{e^2}{mc^2} \approx 2.8 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ – Томсоновское сечение рассеяния.

ω_L – частота лазерного импульса.

ω_γ – частота рассеянного фотона.

γ – Лоренц-фактор электрона.

$\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ – безразмерная скорость электрона.

$u^\mu = \left(\gamma, \frac{\mathbf{p}}{mc}\right)$ – 4-скорость электрона или частицы (в зависимости от массы), здесь $\mathbf{p}$ – кинематический импульс частицы.

$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{p}}{mc}$ – безразмерный импульс частицы.

E_0 – амплитуда электрического поля лазерного импульса.

$a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_L}$ – безразмерная амплитуда лазерного импульса. Аналогична коэффициенту ондуляторности K в физике ондуляторов и вигглеров.

θ – угол между изначальным направлением движения электрона и направлением движения рассеянного фотона.

θ_c – угол коллимации, необходимый для получения узкополосного излучения.

$\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

ЯРФ – ядерная резонансная флюоресценция.

Идеальное взаимодействие – лобовое взаимодействие плоской электромаг-

нитной волны с $a_0 \ll 1$ с точечным пучком электронов без энергетического и углового разбросов.

ЛПУ – лазерно-плазменный ускоритель, то есть ускоритель основанный на ускорении электронов в плазменной кильватерной волне, образующейся в докритической плазме при распространении в ней мощного короткого лазерного импульса.

Если не сказано обратно, то считается, что лазерный импульс распространяется вдоль оси z, а электронный пучок в направлении $-z$.

2. Безразмерная система единиц

Если в главе диссертации написано, что используется безразмерная система единиц, то подразумевается следующее. В задаче о взаимодействии электрона с электромагнитной волной с частотой ω_L производится переход к следующим безразмерным величинам:

- Безразмерное время получается путем домножения времени на ω_L: $t \to \omega_L t$. Тем самым безразмерный временной промежуток 2π соответствует одному периоду волне в размерных величинах.

- Безразмерные координаты получаются путем домножения на волновое число k_L: $\mathbf{x} \to k_L \mathbf{x}$. Тем самым безразмерное расстояние 2π соответствует одной длине волны.

- Частота излучения ω измеряется в единицах ω_L.

Глава 1

Линейный эффект Комптона

1.1. Введение, основные понятия и мотивация

Линейный эффект Комптона – один из простейших процессов в квантовой электродинамике (КЭД), описывающий рассеяние одного фотона на электроне. Если в лабораторной системе отсчета рассеяние происходит на релятивистски быстром электроне, причем угол между направлением распространения электрона и рассеиваемого фотона мало отличается от нуля (лобовое столкновение), то такой процесс принято называть Обратным Рассеянием Комптона. Отметим, что с точки зрения теоретических расчетов удобнее работать в системе отсчета, в которой электрон изначально покоится, поэтому мы далее будем опускать слово “обратное” говоря о рассеянии Комптона. Также, в рамках данной работы не будут различаться термины комптоновское и томсоновское рассеяние, но сравнение расчетов с учетом квантовой отдачи и без нее будет приведено. В линейном случае важен тот факт, что при описании процесса 4-импульс электрона не зависит от интенсивности электромагнитной волны и меняется только за счет испускания фотона. Процесс схематически представлен на Рис. 1.1. В этой главе считается, что электронный пучок движется вдоль оси $+z$, а лазерный пучок вдоль оси $-z$. Из закона сохранения энергии-импульса можно получить стандартное выражение для энергии рассеянного фотона для малых углов рассеяния:

$$\hbar\omega_\gamma \approx \frac{4\gamma^2\hbar\omega_L}{1+\gamma^2\theta^2+\chi}, \tag{1.1}$$

где χ – параметр квантовой “отдачи” заданный выражением

$$\chi = \frac{4\gamma^2\hbar\omega_L}{mc^2\gamma}, \tag{1.2}$$

который является отношением энергии излученного фотона к начальной энергии электрона.

Важной особенностью рассеяния Комптона является корреляция между углом вылета рассеянного фотона и его энергией, задающаяся следующей формулой

$$\theta = \frac{1}{\gamma}\sqrt{(1+\chi)\,\frac{1-y}{y}}, \tag{1.3}$$

где $y = \omega/\omega_{\max}$ – энергия рассеянного фотона, отнормированная на максимальную возможную энергию $\omega_{\max} = 4\gamma^2\omega_L/(1+\chi)$.

Дифференциальное и полное сечения рассеяния даются известными формулами Кляйна-Нисины, что в случае неполяризованного или циркулярно поляризованного фотона и неполяризованного электрона приводит к следующим формулам

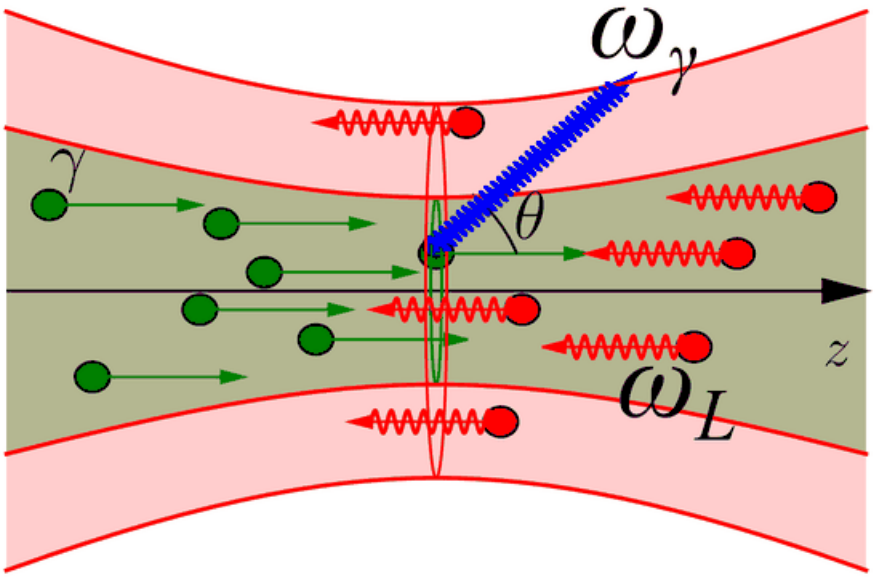


Рис. 1.1. Схема источника комптоновского рассеяния в конфигурации с встречной геометрией. Красные круги представляют лазерные фотоны с частотой ω_L, а красная заштрихованная область обозначает огибающую лазерного пучка, испытывающего фокусировку. Зелёные круги и зелёная заштрихованная область представляют электроны с энергией $mc^2\gamma$ и огибающую электронного пучка соответственно. Произвольный акт рассеяния под углом θ показан синим цветом.

$$\frac{d\sigma_c}{dy} = \frac{2\sigma_T}{1+\chi}\left(1 + \left[\frac{2y}{1+\chi(1-y)} - 1\right]^2 + \frac{\chi^2 y^2}{(1+\chi)(1+\chi(1-y))}\right), \tag{1.4}$$

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_T}{\chi}\left(\left[1 - \frac{4}{\chi} - \frac{8}{\chi^2}\right]\ln(1+\chi) + \frac{1}{2}\left[1 - \frac{1}{(1+\chi)^2} + \frac{8}{\chi}\right]\right), \tag{1.5}$$

где $\sigma_0 = \pi r_e^2$. В случае, когда параметр $\chi \ll 1$, получаем классические формулы рассеяния Томсона, а именно $\sigma_c \approx 8/3\sigma_0 = \sigma_T$, а в формуле 1.4 подставляем $\chi = 0$. Зная функции распределения электронного и лазерного пучков по пространству, времени и импульсам, можно полностью количественно описать свойства комптоновского источника [19].

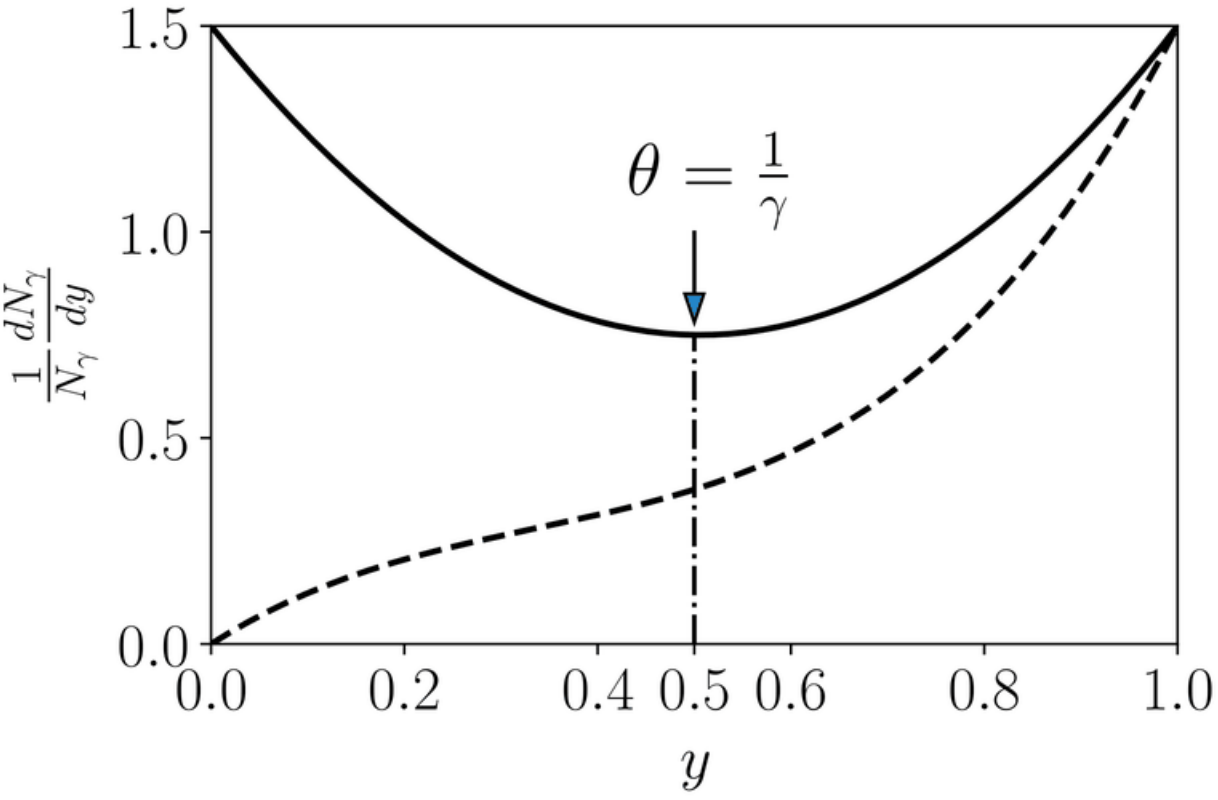


Рис. 1.2. Спектр фотонов (сплошная линия) и спектр интенсивности (штриховая линия) как функции нормированной энергии фотонов y, полученные из уравнений (1.16) и (1.15) соответственно.

На Рис. 1.2 представлен энергетический спектр рассеяния Комптона. Удобно рисовать этот график в единицах $\frac{1}{N_\gamma}\frac{dN_\gamma}{dy}$, где N_γ – полное количество излу-

ченных в процессе взаимодействия фотонов. Этот же график получается если разделить дифференциальное сечение взятое из уравнения 1.4 на полное сечение процесса взятое из уравнения 1.5. В этом случае 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 (см. уравнение 1.3), 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 (см. Рис. 1.2). Если задана желаемая ширина линии рассеяния фотонов после коллимации $\kappa = \Delta\omega/\omega_{\max}$, то угол коллимации необходимый для достижения такой ширины примерно равен

$$\gamma\theta_{\mathrm{c}} \approx \sqrt{\kappa}, \tag{1.6}$$

а доля фотонов в этой ширине от общего числа рассеянных фотонов примерно равна $N_{\kappa,\mathrm{ideal}} \approx 3\kappa/2$ 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 источник имеет после коллимации ширину линии гамма излучения 1%, то примерно 99% всех рассеянных фотонов потеряно при коллимации. Вопрос расчета количества рассеянных фотонов и ширины линии излучения будет рассмотрен далее в тексте диссертации.

Основным качеством комптоновских источников является монохроматичность и высокая спектральная яркость, что позволяет использовать их в широком круге задач науки, индустрии и медицины. К примеру, узкополосные гамма-источники являются мощным инструментом в исследовании ядерной ре-

зонансной флюоресценции (ЯРФ), в радиографии материалов и в исследовании фотоделения ядер, например, для задач нераспространения ядерных материалов [20–26]. Характеристики интенсивного источника гамма-фотонов с узкой шириной спектра задают время сканирования и дозу излучения, тем самым определяя возможность использования в индустрии. Задачи связанные с ЯРФ являются наиболее требовательными, и, согласно литературе, требуется источник с относительной шириной спектра около двух процентов с энергией равной энергии интересующей линии поглощения ядра (например, для ^{235}U интересующая линия находится около 1.7 МэВ) и потоком около $10^9 - 10^{12}$ фотонов/секунду [27, 28]. Для фотоделения ядер в задачах нераспространения ядерных материалов нужны источники с похожим потоком фотонов, но с относительной шириной около 10 процентов и с энергией около 15 МэВ. Примерные и иллюстративные требования к источникам гамма-фотонов для задач нераспространения ядерных материалов приведены в Таблице 1.1. Предполагается, что лазерные системы обладают частотой повторения импульсов 0.1-100 кГц.

Таблица 1.1. Примерные требования к источнику для задач ЯРФ ^{235}U и для фотоделения ядер.

	^{235}U ЯРФ	Фотоделение
E_γ [МэВ]	1.7	5-15
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$ [FWHM]	$\sim 2\%$	$\sim 10\%$
Полный поток [фотонов/выстрел]	$\sim 10^8 - 10^9$	$\sim 10^9 - 10^{10}$
Коллимированный поток [фотонов/выстрел]	$\sim 10^7$	$\sim 10^8$

Для проектирования источника фотонов необходимо знать, как параметры электронного и лазерного пучков влияют на форму спектра излучения. Важно ввести допущения, которые используются при расчете спектра фотонов. Во-первых, предполагается, что количество периодов N_0 в лазерном импульсе велико,

$N_0 \gg 1$. Для идеальных электронных пучков без энергетического и углового разброса, нормализованная ширина спектра по частоте определяется как $1/N_0$ (как в ондуляторах [29]). Однако, для реалистичных электронных пучков, взаимодействующих со слабыми лазерными импульсами $a_0 \ll 1$ и интересующих нас источников фотонов, доминирующие вклады в спектральное уширение вносят энергетический и угловой разброс электронного пучка. Предполагается, что угловой разброс электронного пучка мал, $\sigma_\theta \ll 1$. Таким образом, сначала описывается взаимодействие одного электрона с длинным лазерным импульсом (имеющим дельта-образный спектр частот), а затем в описание добавляется угловой и энергетический разброс электронного пучка.

Согласно вышеупомянутым предположениям для лазерного импульса (дельта-образный спектр фотонов, большой размер пятна фокусировки, малая амплитуда $a_0 \ll 1$) и для электронного пучка (релятивистская энергия $\gamma \gg 1$, малый угловой разброс электронов $\sigma_\theta \ll 1$), можно использовать формализм, основанный на сечении. Пренебрегая квантовым отдачей, полное сечение дается хорошо известным сечением Томсона σ_T. Общая процедура нахождения энергетического и углового спектра генерируемых фотонов заключается в вычислении общего числа генерируемых фотонов с использованием полного сечения и умножении его на энергетический и угловой форм-фактор, заданный некоторой функцией формы $\frac{d^2N}{N_\gamma d\omega d\Omega}$, такой что интегрирование этой функции по частоте ω и телесному углу Ω дает в результате единицу. Форм-фактор зависит только от энергетического и углового разброса электронного пучка. Такое разделение при расчете спектра фотонов возможно благодаря вышеуказанным предположениям. Функция плотности лазерных фотонов $n_p(t, \mathbf{r})$ зависит только от времени t и координат $\mathbf{r}$, а функция плотности электронного пучка, которая в общем случае зависит от времени t, координат $\mathbf{r}$, угла распространения электронов относительно оси распространения θ и их энергии γ, может быть записана как $n_{e,\text{total}}(t, \mathbf{r}, \theta, \gamma) = n_e(t, \mathbf{r}) f(\theta, \gamma)$. Соответственно, расчет спектра фотонов, 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.

1.2. Форма и ширина линии комптоновского источника

Как было упомянуто ранее, возможность получения узкой полосы источника фотонов является отличительной особенностью эффекта Комптона по сравнению с, например, тормозным излучением. В случае идеального взаимодействия максимальная энергия рассеянных фотонов дается уравнением 1.1, а спектр фотонов описывается уравнением 1.4. Без коллимации энергетический спектр фотонов в этом случае широкий, и показан на Рис. 1.2. Путем коллимации можно добиться узкой полосы рассеянных фотонов при этом теряя значительную часть всех рассеянных фотонов. Спектр фотонов при коллимации будет соответствовать отсеканию куска сплошной кривой на Рис. 1.2 для $y < 1 - \kappa$, где κ – желаемая ширина спектра проектируемого источника. Угол коллимации при этом задан уравнением 7.7.

Перепишем уравнение для энергии рассеянного под малым углом фотона с учетом нелинейности. Хотя нелинейность будет рассмотрена ниже в тексте диссертационной работы, учтем ее здесь для полноты картины. Энергия рассеянного фотона (основной гармоники) дается следующим выражением:

$$\hbar\omega_\gamma \approx \frac{4\gamma^2\hbar\omega_L}{1+\gamma^2\theta^2+a_0^2/2+\chi}. \tag{1.7}$$

Это выражение, за исключением отдачи χ, соответствует аналогичным формулам для ондулятора и вигглера [30]. Из формулы (1.7) становится понятно от чего зависит ширина линии комптоновского источника:

- От ширины спектра лазерного импульса $\Delta\omega_L/\omega_L$ (за исключением специальных случаев в нелинейном эффекте Комптона, описанных в Главе 7).

- От энергетического разброса пучка электронов σ_γ/γ.
- От углового разброса пучка электронов σ_θ.
- От углового разброса пучка лазерных фотонов. Данный эффект мал и не рассматривается в теоретической и аналитической части этой работы, хотя он включен в численное моделирование.
- От неравномерной временной и, в меньшей степени, пространственной огибающей интенсивности лазерного импульса (вклад от неравномерности a_0). В данной главе этот эффект рассматривается поверхностно. Основное внимание нелинейному эффекту Комптона будет уделено в Главах 6 и 7.
- От многократного рассеяния в процессе взаимодействия лазерного импульса и электрона в пучке. Этот эффект маловероятен в современных работающих и проектируемых источниках, но должен быть учтен при разработке ярких источников на основе нелинейного эффекта Комптона.

В классической электродинамике излучение электрона движущегося по произвольной траектории может быть найдено используя стандартную формулу [31]:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{n}\times(\mathbf{n}\times\boldsymbol{\beta})\, e^{i\omega\left(t-\frac{\mathbf{nr}}{c}\right)}dt\right|^2, \tag{1.8}$$

где d^2I – энергия, излучаемая в диапазон частот $d\omega$ и элемент телесного угла $d\Omega$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор, направленный от положения электрона к детектору, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор электрона. Подробные выражения для излучаемой энергии были рассчитаны для случая столкновения одного релятивистского электрона лоб в лоб с линейно поляризованным лазерным импульсом с плоским профилем амплитуды a_0, состоящим из N_0 периодов [32–34]. В пределах $a_0^2 \ll 1$, $\gamma^2 \gg 1$ и

$\theta^2 \ll 1$, спектральная плотность энергии излучения задается

$$\frac{d^2I}{d\hbar\omega d\Omega} = \alpha\frac{\gamma^2 N_0^2 a_0^2}{\left(1+\gamma^2\theta^2\right)^2}\left[1 - \frac{4\theta^2\gamma^2\cos^2\phi}{\left(1+\gamma^2\theta^2\right)^2}\right] R(\omega,\omega_R), \tag{1.9}$$

где θ и ϕ – соответственно полярный и азимутальный углы, а

$$\omega_R = \frac{4\gamma^2\omega_L}{1+\gamma^2\theta^2} \tag{1.10}$$

является резонансной или пиковой частотой генерируемого излучения. Здесь $R(\omega,\omega_R)$ – резонансная функция, зависящая от точной формы импульса. Для лазерного импульса с прямоугольной огибающей резонансная функция задается

$$R_F(\omega,\omega_R) = \left[\frac{\sin\left(\pi N_0\left(\frac{\omega}{\omega_R}-1\right)\right)}{\pi N_0\left(\frac{\omega}{\omega_R}-1\right)}\right]^2 \tag{1.11}$$

а ширина частоты резонансной функции равна $\Delta\omega = \int d\omega R_F = \omega_R/N_0$.

Интерес представляет излучение собранное аксиально симметричным детектором находящимся на каком-то расстоянии от точки взаимодействия. В этом случае, уравнение (1.9) может быть усреднено по азимутальному углу ϕ:

$$\left\langle\frac{d^2I}{d\hbar\omega d\Omega}\right\rangle_\phi = \alpha\gamma^2 N_0^2 a_0^2\left[\frac{(1+\gamma^4\theta^4)}{(1+\gamma^2\theta^2)^4}\right] R(\omega,\omega_R). \tag{1.12}$$

Так как $N_0 \gg 1$, то спектр излучения узкий и находится около резонансной частоты ω_R. В этом случае число фотонов N_γ излученных в единицу частоты и единицу телесного угла задается следующей формулой $\left\langle d^2N_\gamma/d\omega d\Omega\right\rangle_\phi = (1/\hbar\omega_R)\left\langle d^2I/d\omega d\Omega\right\rangle_\phi$. Интегрируя это выражение по частоте ω и углу ϕ, получаем

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \pi\alpha N_0 a_0^2\left[\frac{(1+x^2)}{(1+x)^4}\right], \tag{1.13}$$

где $x = \gamma^2\theta^2$. Из этого уравнения, полное число излученных фотонов в конусе с раствором $\theta = 1/\gamma$ равно

$$N_1 = (\pi/3)\alpha N_0 a_0^2 \tag{1.14}$$

а полное число фотонов в телесном угле 4π равно $N_\gamma = 2N_1$.

С помощью уравнения (1.9) можно получить классические аналоги формул (1.4) и (1.5) в случае циркулярно-поляризованного лазерного импульса (для линейно-поляризованного лазерного импульса формулы чуть сложнее, но не являются необходимыми в рамках данной работы)

$$\frac{1}{4\gamma^2\hbar\omega_L N_\gamma}\frac{dI}{dy} = \frac{3}{2}y\left(1-2y(1-y)\right), \tag{1.15}$$

$$\frac{1}{N_\gamma}\frac{dN}{dy} = \frac{3}{2}\left(1-2y(1-y)\right), \tag{1.16}$$

где y как и раньше задается выражением $y = \omega/\omega_{\max} = \frac{1}{1+\gamma^2\theta^2}$, а $\omega_{\max} = 4\gamma^2\omega_L$. Очевидно, что интегрируя уравнение (1.16) от 0 до 1 получается единица.

Спектры излучения заданные уравнениями (1.15) и (1.16) как функции безразмерной энергии фотона y представлены на Рис. 1.2 с помощью штриховой и сплошной линий, соответственно.

Можно увидеть, что, хотя большая часть генерируемой энергии концентрируется около максимальной частоты ($y = 1$), только небольшая доля всех генерируемых фотонов имеет энергию, близкую к максимальной энергии фотона, равной $E_{\max} = 4\gamma^2\hbar\omega_L$. Фактически, можно точно вычислить относительное количество фотонов в заданной полосе частот около максимальной частоты. Обозначив κ как относительную ширину спектра источника жестких фотонов около максимальной частоты, и интегрируя ур. (1.16) от $y = 1-\kappa$ до $y = 1$, получаем следующее выражение для количества фотонов в полосе κ

$$N_\kappa = N_\gamma\kappa\left(\kappa^2 - 3/2\kappa + 3/2\right). \tag{1.17}$$

Например, взяв требуемую полосу пропускания $\kappa = 0.02$ или, другими словами, 2%, можно вычислить, что приблизительно 3% от всех генерируемых фотонов лежат в этой полосе, и, следовательно, большинство фотонов имеют энергии за пределами требуемой полосы пропускания. Полоса пропускания 10% содержит 14% или почти в 5 раз больше фотонов, чем в случае полосы 2%, иллю-

стрируя компромиссы при проектировании источника. Важно подчеркнуть, что рассматриваемый случай идеален: электронный пучок не имеет энергетического или углового разброса, ширина спектра лазерного импульса бесконечно узкая и представляет собой плоскую волну. Тем не менее, рассматриваемый случай предоставляет важные оценки для комптоновского источника фотонов.

1.3. Влияние угловой расходимости электронного пучка

Угловой разброс электронов в пучке относительно оси распространения пучка (считается, что поперечные составляющие скорости любого электрона много меньше единицы, так что углы распространения близки к нулю) приводит к уширению результирующего спектра рассеянных фотонов так как электроны, движущиеся под разными углами, будут генерировать максимальную энергию $\omega_{\max} = 4\gamma^2\omega_L$ в направлении своего распространения, и не обязательно строго по оси z. Важно учитывать влияние углового разброса или, что тоже самое, поперечного эмиттанса электронного пучка на ширину спектра фотонов, так как во многих случаях это будет основной источник уширения в современных линейных ускорителях [35, 36]. Рассмотрим случай линейного взаимодействия циркулярно-поляризованного плоского лазерного импульса с электронным пучком с некоторой угловой расходимостью. Пусть функция распределения электронов по углам задана следующей формулой:

$$f_e\left(\theta_e, \phi\right) = \frac{1}{2\pi\sigma_\theta^2} \exp\left(-\frac{\theta_e^2}{2\sigma_\theta^2}\right), \tag{1.18}$$

где $\gamma\sigma_\theta \ll 1$. Разброс по энергия считаем нулевым. Тогда угловой и энергетический спектр рассеянных фотонов можно посчитать путем интегрирования уравнения (1.16) с учетом углов распространения фотонов в пучке. Результат дается следующим выражением [37]

$$\frac{1}{N_\gamma}\frac{d^2N}{dy\theta d\theta} = \frac{3}{2\sigma_\theta^2}(1-2y(1-y)) \exp\left(-\frac{\theta^2+\tilde{\theta}^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \mathrm{I}_0\left(\frac{\theta\tilde{\theta}}{\sigma_\theta^2}\right), \tag{1.19}$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя, а $\tilde{\theta}^2 = \frac{1-y}{\gamma^2 y}$. Отметим разницу между углом θ – углом направленным на детектор, и θ_e – углом распространения электрона в пучке относительно оси z. Видно, что ширина спектра рассеянных фотонов зависит от угловой расходимости электронного пучка σ_θ. Используя уравнение (1.19) можно оценить ширину спектра фотонов для случая электронного пучка с угловой расходимостью σ_θ

$$\gamma\sigma_\theta < 2\sqrt{\kappa}. \tag{1.20}$$

1.4. Влияние энергетического разброса электронного пучка

Энергетический разброс электронов в пучке приводит к уширению источника, так как электроны с разными энергиями будут генерировать различные энергии фотонов. Рассматривая гауссово распределение электронов по энергиям, уширение источника фотонов при этом можно оценить как

$$\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} < \frac{\kappa}{2}. \tag{1.21}$$

Продемонстрировать влияние энергетического и углового разброса электронов в пучке на спектр рассеянных фотонов можно с помощью численного интегрирования.

Пример численного интегрирования уравнения (1.19) с учетом как расходимости электронного пучка ($\gamma\sigma_\theta \approx 0.24$), так и энергии электронного пучка разброс ($\sigma_\gamma/\gamma \approx 0.024$) представлен на рис. 1.3. В этом случае относительная ширина спектра при рассеянии строго назад (голубая линия) составляла примерно 5 процентов, что хорошо согласуется с вкладом как расходимости электронного пучка из уравнения (1.20), так и разброса энергии электронного пучка из уравнения (1.21).

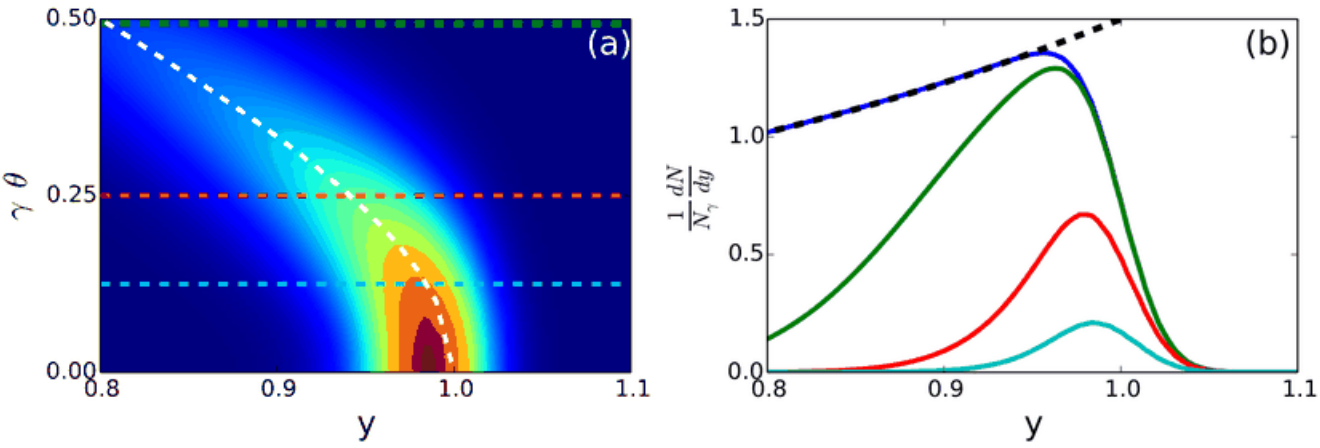


Рис. 1.3. (a): Характерный энергетический и угловой спектр обратного комптоновского рассеяния как функция нормализованной энергии фотона $y = \frac{\omega}{4\gamma^2\omega_L}$ (ось абсцисс) и угла наблюдения $\gamma\theta$ (на данном графике считается, что $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад). Белая линия отображает график нормализованной энергии рассеянного фотона y как функцию угла заданную по формуле $y = \frac{1}{1+\gamma^2\theta^2}$ (a_0 считается малой величиной). Угловой и энергетический разброс электронного пучка учитываются (см. раздел 1.4) и их влияние на спектр рассеяния обсуждается в тексте раздела. (b): Спектр рассеянных фотонов полученный с помощью коллимации (интегрирования по углу от 0 (строго назад) до θ_c) для 4 разных случаев: 1) без коллимации (синяя сплошная линия); 2) $\gamma\theta_c = 0.5$ (зеленая сплошная линия); 3) $\gamma\theta_c = 0.25$ (красная сплошная линия) and 4) $\gamma\theta_c = 0.125$ (голубая сплошная линия). Соответствующие углы коллимации также показаны на графике (a) линиями соответствующих цветов.

1.5. Влияние интенсивности лазерного импульса и множественного рассеяния на ширину спектра фотонов

Как будет показано в Главах 6 и 7, можно увеличить общий выход фотонов увеличивая амплитуду лазерного импульса a_0. К сожалению, существует несколько характерных эффектов, которые увеличивают ширину линии источника, тем самым приводя к ухудшению его спектральной яркости и монохроматичности. Во-первых, спектр уширяется за счет пондеромоторного эффекта – влияния неравномерного светового давления на энергию электрона γ в про-

цессе взаимодействия [38–42]. Кроме того, в случае $a_0 > 1$ лазерные фотоны тратятся на генерацию гармоник основной частоты, то есть на нежелательные энергии рассеянных фотонов, уменьшая тем самым эффективность использования лазерной энергии. При $a_0 \gg 1$ спектр рассеянных фотонов широкий и задается хорошо известными формулами для синхротронного излучения. Тем самым, необходимо найти правильный баланс между нелинейностью и желаемым полным выходом фотонов.

Формулы представленные в предыдущих разделах были получены в приближении, когда $a_0 \ll 1$, так что нелинейностью в рассеянии Комптона можно пренебречь. В нелинейном случае, уравнения (1.15) и (1.16) неприменимы, и необходимо проводить расчет спектра с использованием траекторий, то есть с помощью уравнения (1.8). В рамках квантовой электродинамики необходимо рассчитать матрицу рассеяния процесса с использованием, так называемых, “одетых” сильным полем волновых функций (волковских функций) [43]. Энергия рассеянного фотона примерно задается формулой (1.7), где a_0 может быть функцией времени, в зависимости от временной огибающей лазерного импульса. Это приводит к уширению фотонного источника и появлению характерных интерференционных полос в фундаментальной линии излучения, а также в гармониках основной частоты [38, 42, 44]. На Рис. 1.4 представлены примеры спектров фотонов рассеянных строго назад, рассчитанных с помощью уравнения (1.8) с использованием численного кода VDSR [34] для единичного электрона, взаимодействующего с плоским гауссовым лазерным импульсом с длительностью на полувысоте (FWHM) в 800 фс с разными значениями амплитуды a_0: 1) $a_0 = 0.035$ (синяя сплошная линия); 2) $a_0 = 0.05$ (красная сплошная линия); 3) $a_0 = 0.1$ (зеленая сплошная линия); 4) $a_0 = 0.2$ (черная штриховая линия). Увеличение амплитуды с $a_0 = 0.035$ до $a_0 = 0.05$ (тем самым удваивая поток энергии лазерного импульса и количество лазерных фотонов) практически не поменяло форму и ширину спектра, и амплитуда спектра рассеянных фотонов (а значит и их интегральное количество) увеличилась в 2 раза, соответственно

увеличению количества лазерных фотонов. Дальнейшее увеличение амплитуды до $a_0 = 0.1$ (тем самым увеличивая количество лазерных фотонов в 4 раза по сравнению с $a_0 = 0.035$) приводит к заметному уширению рассеянного спектра. Амплитуда спектра рассеянных фотонов увеличилась всего в 2 раза несмотря на то, что количество лазерных фотонов увеличилось в 4 раза. Дальнейшее увеличение амплитуды до $a_0 = 0.2$ приводит к значительному уширению спектра. Относительное уширение спектра за счет нелинейности можно легко оценить как $a_0^2/2$. В Главе 6 будет детально рассматриваться пондеромоторное уширение, а в Главе 7 будут рассмотрены методы борьбы с ним.

Обсудим теперь влияние квантовой отдачи. Обычно в процессе взаимодействия с лазерным импульсом электрон рассеивает лазерный фотон "менее одного раза". Это значит, что вероятность рассеяния меньше единицы (в современных источниках сильно меньше единицы). При этом электрон потеряет энергию примерно равную

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \approx 2\gamma\frac{\hbar\omega_L}{mc^2} \ll 1. \tag{1.22}$$

Теоретически можно сделать источник, где электрон будет рассеивать много раз в процессе взаимодействия. В этом случае необходимо также учесть потери энергии электрона на множественную отдачу. Обозначим N_{sc} – количество раз, которое электрон рассеивает лазерный фотон в процессе взаимодействия. Тогда произведение N_{sc} на потерю энергии из уравнения (1.22) должно быть меньше желаемой ширины проектируемого фотонного источника. Величина N_{sc} может быть оценена при расчете полного выхода фотонов. Для примера, при рассеянии лазерного импульса с длиной волны 0.8 микрон на электронах с гамма-фактором $\gamma = 500$ получаются фотоны с энергией около 1.5 МэВ (строго назад). В этом случае, 8 актов рассеяния приведут к дополнительному уширению на уровне 2 процента.

Таким образом, если задана желаемая ширина источника фотонов, то это

накладывает ограничения на пучок электронов и лазерных фотонов, а именно

$$\sqrt{\frac{\gamma^4\sigma^4_{\theta,\mathrm{FWHM}}}{16}+\frac{4\sigma^2_{\gamma,\mathrm{FWHM}}}{\gamma^2}+\frac{a_0^4}{4}+\left[N_{sc}\cdot 2\gamma\frac{\hbar\omega_L}{mc^2}\right]^2}<\kappa. \tag{1.23}$$

Данная формула является примерной. Для более точного определения ширины источника и его спектральной яркости проводится численное моделирование.

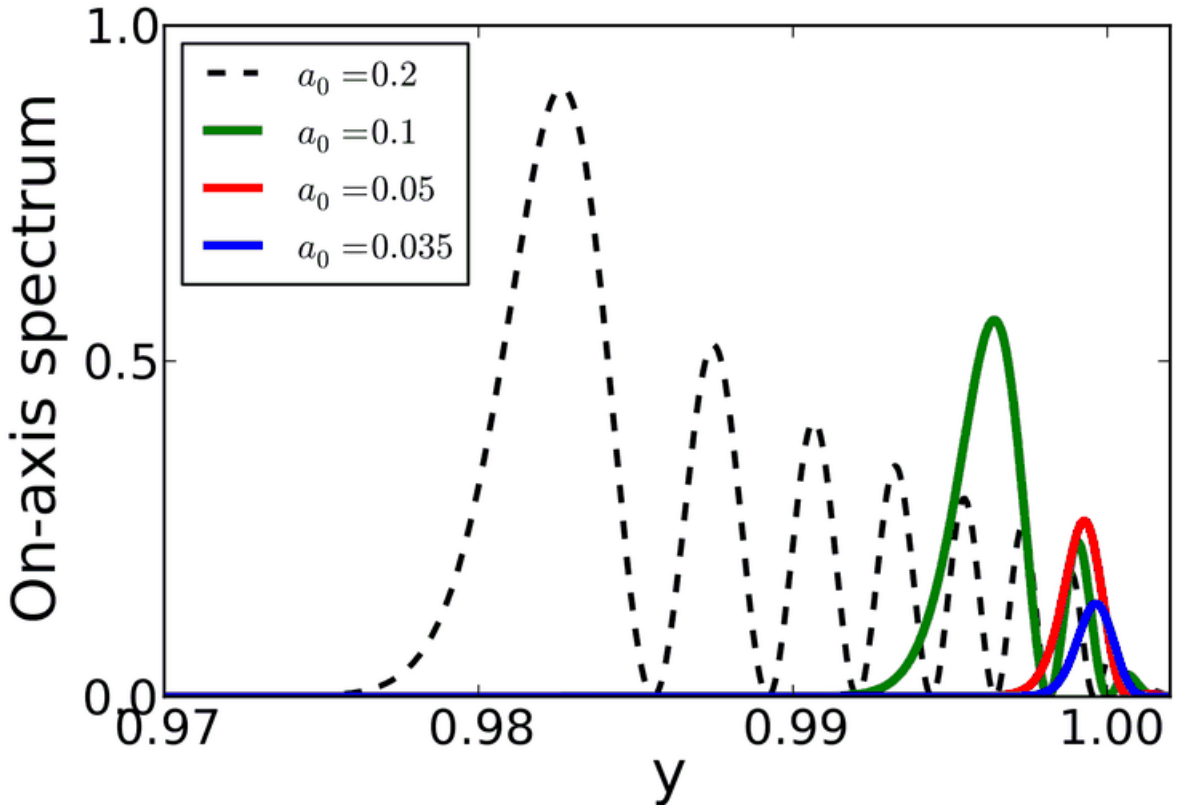


Рис. 1.4. Нормированный спектр рассеяния строго назад как функция нормированной энергии фотонов y для различных амплитуд лазерного импульса: 1) $a_0 = 0.2$ (черная пунктирная линия); 2) $a_0 = 0.1$ (зеленая сплошная линия); 3) $a_0 = 0.05$ (красная сплошная линия); 4) $a_0 = 0.035$ (синяя сплошная линия).

1.6. Оценка угла коллимации и относительного количества фотонов

Даже для идеальных электронных и лазерных пучков для получения узкой ширины спектра рассеянных фотонов необходима коллимация. Для неидеальных электронных пучков для получения желаемой относительной ширины

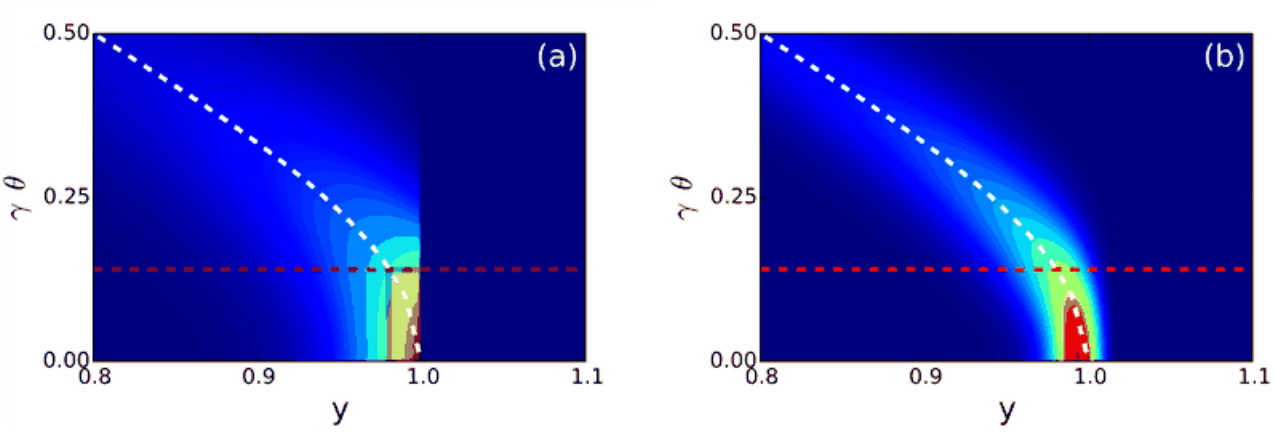


Рис. 1.5. Спектры комптоновского рассеяния как функции энергии фотона $y = \frac{\omega}{4\gamma^2\omega_L}$ (горизонтальная ось) и угла наблюдения $\gamma\theta$ для двух случаев: (a) электронный пучок с доминирующим угловым расхождением (энергетический разброс электрона пренебрежимо мал) и (b) электронный пучок с доминирующим энергетическим разбросом (угловое расхождение пучка пренебрежимо мало). Ширина полосы источника фотонов $\kappa = 0.02$ одинакова для обоих графиков, и уравнение (1.23) выполнено. Белая линия показывает график нормированной энергии y одиночного электрона как функции угла, задаваемой формулой $y = \frac{1}{1+\gamma^2\theta^2}$ (предполагается, что a_0 мало), и служит для визуального ориентира. На графике (a) зеленая заштрихованная область обозначает примерную область интегрирования для оценки числа фотонов, описанную в тексте.

спектра рассеянных фотонов κ, необходимо придерживаться ограничений, устанавливаемых уравнением 1.23. Существует оптимальный угол коллимации θ_c такой, что при углах коллимации меньше θ_c будет происходить уменьшение числа рассеянных фотонов без изменения ширины спектра, а при углах коллимации больше θ_c будет расти относительная ширина спектра. Попробуем оценить оптимальный угол θ_c и относительное количество фотонов, которое будет оставаться после коллимации в относительной ширине κ.

Рассмотрим случай, когда основной вклад в относительную ширину спектра вносит угловая расходимость электронного пучка. В этом случае спектр фотонов может быть получен с помощью уравнения (1.19). Для случая $\kappa = 0.02$ спектр рассеянных фотонов представлен на Рис. 1.5 (a). Угол коллимации можно оценить следующим образом. Энергия рассеянного фотона задана уравнением (1.1). Можно оценить угол коллимации таким углом θ_c, при котором энергия

фотона будет равна $\omega = (1-\kappa)\,4\gamma^2\omega_L$. Иными словами,

$$\frac{1}{1+\gamma^2\theta_c^2} = 1-\kappa. \tag{1.24}$$

Используя уравнение (1.20) можно получить следующую оценку для угла коллимации:

$$\gamma\theta_c = \sqrt{\kappa}. \tag{1.25}$$

Для $y = 1$, соответствующей фотону с максимальной рассеянной энергией ($\omega = 4\gamma^2\omega_L$), угловая зависимость спектра рассеянных фотонов выводится из уравнения (1.19) и дается выражением:

$$\frac{1}{N_\gamma}\frac{d^2N}{dy\theta d\theta}\bigg|_{y=1} \propto \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right). \tag{1.26}$$

Можно легко проверить, что угол коллимации соответствует углу, необходимому, чтобы получить относительную ширину κ из уравнения (1.17), а также углу, при котором экспоненциальный член в уравнении (1.26) равен $\frac{1}{2}$, так что $\theta_c = \sigma_\theta/2$. Соответствующий угол коллимации обозначен красной штриховой линией на Рис. 1.5.

Теперь можно примерно оценить относительное количество фотонов лежащее в ширине κ умножая пиковое значение спектра $\left(\frac{3}{2\sigma_\theta^2}\right)$ на ширину κ и на угловую площадь $\frac{1}{2}\theta_c^2$ (соответствующая область показана на Рис. 1.5 (a) зеленым прямоугольником). Используя уравнение (1.25) получим следующую оценку:

$$\frac{N_\kappa}{N_\gamma} \approx \frac{3}{2\sigma_\theta^2}\cdot\kappa\cdot\frac{1}{2}\theta_c^2 \approx \kappa. \tag{1.27}$$

Например, в относительной ширине κ равной двум процентам находится примерно два процента всех генерируемых фотонов. Эмпирически, с помощью численного моделирования было показано, что эта оценка хорошо работает как для электронных пучков с преобладанием угловой расходимости, так и для электронных пучков с преобладанием энергетического разброса. Спектр фотонов для случая электронных пучков с преобладанием энергетического разброса представлен на рис. 1.5 (b) и демонстрирует разницу в форме спектра.

На рисунке 1.6 показаны проинтегрированные (от 0 до угла коллимации) энергетические спектры фотонов для различных значений разброса энергии электронов, таких, что общее уширение составляет 2 процента и условие уравнения (1.23) удовлетворено. Во всех случаях относительное количество фотонов составляло примерно 2.5 процента, что хорошо согласовывалось с оценкой уравнения (1.27). Таким образом, угол коллимации можно грубо оценить с помощью уравнения (1.25), а доля фотонов, лежащих в полосе κ, составляет примерно κ. Эти оценки угла коллимации и относительного числа фотонов могут быть использованы при проектировании источника. Для более точных ответов можно применить численное интегрирование.

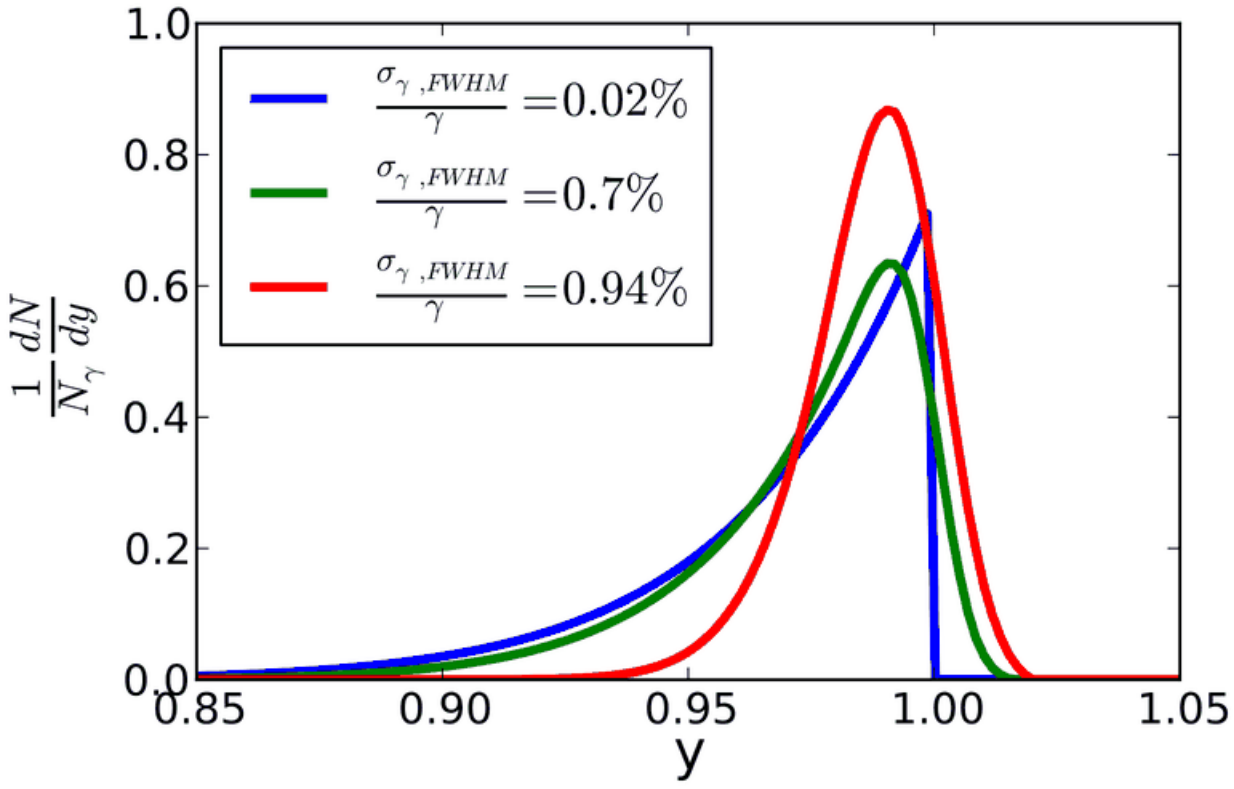


Рис. 1.6. Спектры фотонов как функции нормированной энергии фотонов y для различных значений энергетического разброса электронов. Угловое расхождение электронного пучка изменяется в соответствии с уравнением (1.23) таким образом, чтобы общая относительная ширина полосы источника составляла 2 процента.

1.7. Выводы

В этой главе были рассмотрены основные понятия и формулы линейного эффекта Комптона, а также факторы, влияющие на форму линии рассеяния. При заданной желаемой относительной ширине комптоновского источника κ, это позволяет оценочно определить какими свойствами должны обладать электронный и лазерный пучки для достижения целевой κ. Было показано, что для достижения ускополосности источника, необходима коллимация, и в узкой полосе останется примерно κ от всех фотонов. Например, если желаемая относительная ширина линии источника $\kappa = 1\%$, то потеряно 99% всех рассеянных фотонов. При разработке источника предложенные формулы позволят оценить необходимое качество пучков, а для более точных значений может использоваться численное моделирование, что представлено в Главах 4 и 5. Зная относительное количество фотонов в ширине κ и полное количество рассеянных фотонов, что будет описано в следующей главе, можно дать оценку полного количества фотонов генерируемых в узкой полосе κ за один выстрел (либо за одну секунду). Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [2, 19, 45].

Глава 2

Оценка полного выхода фотонов комптоновского источника

В Главе 1 рассматривался вопрос об относительной ширине комптоновского источника κ, относительном количестве фотонов в κ, и о влиянии параметров электронного и лазерного пучка на эти величины. 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.

2.1. Общие формулы

Полный выход комптоновского источника в линейном случае можно оценить используя известное сечение процесса. Рассмотрим далее 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. Будем использовать классическую электродинамику, то есть считать квантовую отдачу несущественной. Полное сечение тогда дается известным томсоновским сечением σ_T. Полное количество рассеянных фотонов находится с помощью следующего выражения [37, 46]:

$$N_\gamma = \sigma_T \int_{-\infty}^{+\infty} v_{rel} n_e(t, \mathbf{r}) n_p(t, \mathbf{r}) d^3\mathbf{r} dt, \tag{2.1}$$

где n_e и n_p – плотности электронов и лазерных фотонов соответственно,

$v_{rel} \approx 2c$ – относительная скорость электронов и лазерных фотонов. В случае круглых гауссовых пучков (см. Рис. 1.1), плотности электронного и лазерного пучков даются следующими выражениями:

$$n_e = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2}\sigma_{\perp,e}^2(z)\sigma_{l,e}} e^{\left(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{2\sigma_{\perp,e}^2(z)} - \frac{(z-ct-z_{0,e})^2}{2\sigma_{l,e}^2}\right)} \tag{2.2}$$

$$n_p = \frac{N_p}{(2\pi)^{3/2}\sigma_{\perp,p}^2(z)\sigma_{l,p}} e^{\left(-\frac{(\mathbf{r}_\perp-\Delta\mathbf{R})^2}{2\sigma_{\perp,p}^2(z)} - \frac{(z+ct-z_{0,p})^2}{2\sigma_{l,p}^2}\right)}, \tag{2.3}$$

где 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, $z_{0,e}$ и $z_{0,p}$ включены, чтобы учесть возможную относительную задержку (временную ошибку) между пучками, а $\mathbf{\Delta R}$ включена, чтобы учесть поперечную ошибку (дрожание, джиттер). Формулы для поперечного размера пучка учитывают дифракцию и заданы следующими выражениями:

$$\sigma_{\perp,e}^2 = \sigma_{e,0}^2\left(1 + \frac{z^2}{\beta_e^{\star 2}}\right) \tag{2.4}$$

$$\sigma_{\perp,p}^2 = \sigma_{p,0}^2\left(1 + \frac{(z-\Delta Z)^2}{\beta_p^{\star 2}}\right), \tag{2.5}$$

где σ_0 означает радиус пятна в фокусе, $\beta^\star$ – бета-функция пучка, а ΔZ включена, чтобы учесть возможную ошибку продольного положения фокуса пучка.

Бета функция равна $\beta^\star = \sigma_0^2/\varepsilon_t$, где ε_t – поперечный геометрический эмиттанс пучка. Для пучка лазерных фотонов, $\varepsilon_{t,p} = \lambda\!\!\!^{-}_L/2 = \lambda_L/4\pi$, так что бета-функция лазерного пучка равна его длине Рэлея. Подставляя уравнения (2.2) и (2.3) в уравнение (2.1) после интегрирования по поперечным координатам и времени, можно получить следующее выражение:

$$N_\gamma = \frac{2\sigma_T N_e N_p}{(2\pi)^{3/2}\sigma_l}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-\left(\frac{\Delta R^2}{\sigma_{\perp,e}^2(z)+\sigma_{\perp,p}^2(z)} + \frac{2(z-\Delta\zeta)^2}{\sigma_l^2}\right)}}{\sigma_{\perp,e}^2(z)+\sigma_{\perp,p}^2(z)}dz, \tag{2.6}$$

где

$$\sigma_l = \sqrt{\sigma_{l,e}^2 + \sigma_{l,p}^2}, \tag{2.7}$$

$\sigma_{\perp,e}^2(z)$ и $\sigma_{\perp,p}^2(z)$ задаются уравнениями (2.4) и (2.5), соответственно, а $\Delta\zeta = (z_{0,e} + z_{0,p})/2$.

В случае лазерно-плазменных ускорителей (ЛПУ) электронные пучки довольно короткие (1-10 фемтосекунд), тогда σ_l можно заменить на продольный размер только лазерного пучка. В общем случае интеграл в уравнении (2.6) можно посчитать численно, но существует несколько интересных и важных случаев поддающихся аналитическому решению.

Далее мы будем использовать следующие обозначения: величины с индексом σ_{FWHM} обозначают значения на полувысоте, 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.

2.2. Взаимодействие в вакууме

Традиционно комптоновские источники работают в вакууме, где дифракционно расходятся как лазерный, так и электронный пучки. В случае, когда электронные и лазерные пучки взаимодействуют в вакууме и относительные смещения отсутствуют ($\Delta\zeta = 0$, $\Delta\mathbf{R} = 0$, $\Delta Z = 0$), интеграл в уравнении (2.6) может быть вычислен аналитически [37]. С учетом разных размеров пучка ($\sigma_{e,0}$ и $\sigma_{p,0}$) и бета-функций ($\beta_e^\star$ и $\beta_p^\star$), результат интегрирования принимает вид

$$N_\gamma = \frac{\sigma_T N_e N_p F(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma_l \sqrt{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{\star 2}}}}, \tag{2.8}$$

с x, заданным уравнением

$$x = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_l}\sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{\star 2}}}}, \tag{2.9}$$

и $F(x)$, определяемой формулой

$$\mathrm{F}(x) = e^{x^2}\left[1 - \mathrm{erf}\,(x)\right]. \tag{2.10}$$

Выход фотонов увеличивается по мере более жесткой фокусировки лазерного пучка, поскольку амплитуда лазера увеличивается. Однако, как указано в разделе 1.5, такое увеличение интенсивности также приводит к уширению спектра рассеянных фотонов. Следовательно, относительная ширина комптоновского источника устанавливает верхний предел амплитуды лазерного импульса. Зафиксировав энергию лазерного импульса $E_{L,J}$ и его амплитуду $a_{0,\max}$ согласно уравнения (1.23), можно найти связь между продольными и поперечными размерами лазерного пучка

$$\sigma_l = \frac{cE_{L,J}}{(2\pi)^{3/2} I_{\max}\sigma_{p,0}^2}, \tag{2.11}$$

с

$$I_{\max} = \frac{a_{0,\max}^2 \cdot 1.37 \cdot 10^{18}[\text{Вт}/\text{см}^2]}{\lambda_{L,\mu m}^2}, \tag{2.12}$$

где $\lambda_{L,\mu m}$ – длина волны лазерного импульса, измеряемая в микронах. Объединив уравнения (2.11) и (2.12) вместе с уравнениями (2.8) и (2.9), и используя удобные единицы измерения, можно получить следующие формулы

$$\frac{N_\gamma}{N_e} = 1.2 \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^2 \cdot a_{0,\max}^2 \cdot F(x)}{\lambda_{L,\mu m}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\beta_p^{\star 2}\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}\sigma_{p,0}^2}}}, \tag{2.13}$$

и

$$x = 1.28 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^4 \cdot a_{0,\max}^2}{E_{L,J}\lambda_{L,\mu m}^3} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}{1 + \frac{\beta_p^{\star 2}\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{\star 2}\sigma_{p,0}^2}}}. \tag{2.14}$$

Используя уравнения (2.13) и (2.14) 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 $\beta_p^\star$.

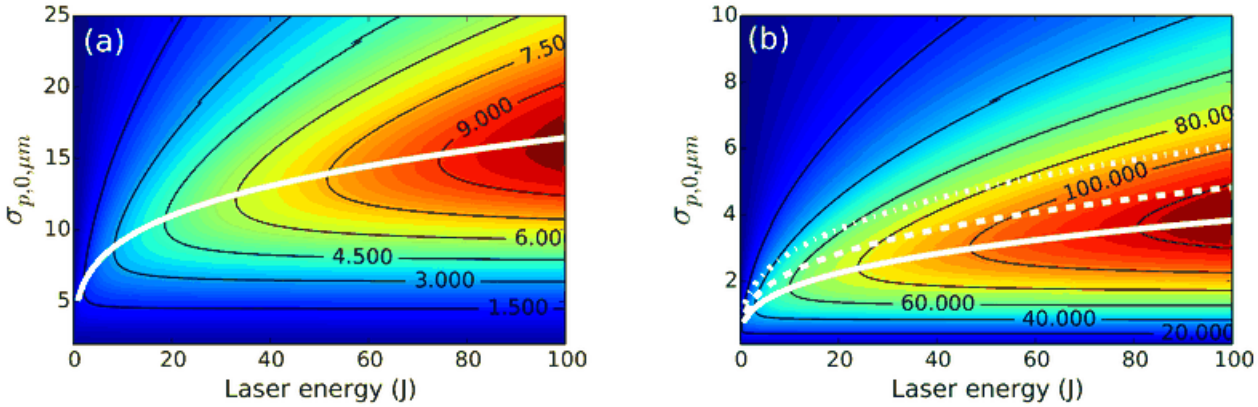


Рис. 2.1. (a): Общее число фотонов, нормированное на число электронов N_γ/N_e (цветовая кодировка), как функция энергии лазерного импульса в джоулях (горизонтальная ось) и размера пятна импульса $\sigma_{p,0,\mu m}$ (левая ось) для взаимодействия в вакууме. Несколько изолиний представлены черным цветом. Оптимальный поперечный размер пятна $\sigma_{p,opt,\mu m}$ как функция энергии лазерного импульса, определенный уравнением (2.18), 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 (2.23) и изображен жирной белой линией. Пунктирные и штрихпунктирные линии представляют различные аппроксимации оптимального размера пятна и объяснены в тексте.

В случае электронных пучков из ЛПУ, поперечный эмиттанс электронного пучка на 3 порядка меньше эмиттанса лазерного пучка с длиной волны 1 микрон. Более того, поперечный размер электронных пучков из ЛПУ может быть около 1 микрона, то есть много меньше типичного пятна фокусировки лазерных импульсов (десятки микрон). Учитывая это, можно пренебречь членами с σ_e в уравнениях (2.13) и (2.14), получая более простые выражения

$$\frac{N_\gamma}{N_e} = 1.2 \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^2 \cdot a_{0,\max}^2 \cdot F(x)}{\lambda_{L,\mu m}^2}, \tag{2.15}$$

и

$$x = 1.28 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}^4 \cdot a_{0,\max}^2}{E_{L,J} \lambda_{L,\mu m}^3}. \tag{2.16}$$

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. 2.1, 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. Оптимальный размер пятна лазерного импульса оказывается равен

$$\sigma_l \approx 2\beta_p^*, \tag{2.17}$$

так, что оптимальный продольный размер лазерного пучка примерно равен двум длинам Рэлея. Оптимальный радиус пятна лазерного импульса как функция энергии лазерного пучка задается выражением

$$\sigma_{p,opt,\mu m} \approx \frac{2.75\lambda_{L,\mu m}^{3/4}}{\sqrt{a_{0,\max}}} E_{L,J}^{1/4}. \tag{2.18}$$

Эта зависимость нарисована на Рис. 2.1 (а) белой кривой. Используя уравнения (2.15) и (2.16) и учитывая выражение для оптимального поперечного размера лазерного пучка, можно получить полный выход рассеянных фотонов на один электрон в оптимальном случае (точечный электронный пучок):

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 4.7 \cdot a_{0,\max} \cdot \sqrt{\frac{E_{L,J}}{\lambda_{L,\mu m}}}. \tag{2.19}$$

Эта формула хорошо совпадает с результатами расчетов, представленными на Рис. 2.1 (а). Для удобства приведем также оптимальную длительность лазерного импульса в пикосекундах:

$$\frac{\sigma_{l,p,\text{опт}}}{c}\,[\text{пс}] \approx 0.63\frac{\sqrt{\lambda_{L,\mu m}E_{L,J}}}{a_0}. \tag{2.20}$$

Уравнение (2.19) показывает, что использование более коротких длин волн лазера может быть полезным при условии, что можно контролировать параметры лазерного импульса (длительность и размер пятна) для соответствия оптимальным критериям. В качестве примера можно рассмотреть два случая: 1)

лазерный импульс с длиной волны 1 микрон и 2) лазерный импульс с длиной волны 0.5 микрон с эффективностью генерации второй гармоники 50 процентов. В обоих случаях выход фотонов в оптимальных случаях будет одинаковым. В действительности эффективность генерации второй гармоники превышает 50 процентов, поэтому использование второй гармоники лазеров с длиной волны 1 или 0.8 микрона выгодно. Более того, для генерации той же энергии фотонов необходимая энергия электронов в $\sqrt{2}$ раз меньше для лазерного импульса с удвоенной частотой, что потенциально делает ускорители электронов более компактными.

2.3. Взаимодействие с использованием волновода

В предыдущем разделе мы выяснили, что полный выход фотонов даже для случая оптимального точечного электронного пучка ограничен дифракцией лазерного импульса. Мы также выяснили, что хорошим стартовым приближением в разработке источника является задание продольного размера лазерного пучка примерно равным двум длинам Рэлея $\sigma_l \approx 2\beta_p^\star$. Разумно предположить, что полный выход рассеянных фотонов будет выше, если лазер будет распространяться без дифракции, то есть в волноводе. Результаты представленные в этой работе не зависят от выбора конкретной технологии волновода. Это гипотетически может быть и металлический волновод, но скорее всего время его жизни будет ограничено, за счет повреждения стенок мощным лазерным импульсом. Потенциально можно применять плазменные волноводы, что является областью активных исследований [47–54].

При взаимодействии в волноводе, длина Рэлея лазерного пучка стремится к бесконечности ($\beta_p^\star \to \infty$). Учитывая ограничение на амплитуду лазерного импульса $a_{0,\max}$ для получения узкой относительной ширины спектра, можно

записать следующее выражение для полного выхода фотонов

$$\frac{N_\gamma}{N_e} = 0.096 \cdot \frac{\sigma_{p,0,\mu m}}{\sigma_{e,\theta}} \frac{a_{0,\max}^2 \cdot F(x)}{\lambda_{L,\mu m} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}}, \tag{2.21}$$

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 (2.21) функция $F(x)$ задается уравнением (2.10), где x определяется следующим выражением

$$x = \frac{\sqrt{2} \cdot \sigma_{p,0}}{\sigma_l \cdot \sigma_{e,\theta}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}} = 0.001 \cdot \frac{a_{0,\max}^2 \cdot \sigma_{p,0,\mu m}^3}{\sigma_{e,\theta} \cdot E_{L,J} \cdot \lambda_{L,\mu m}^2} \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_{e,0}^2}{\sigma_{p,0}^2}}. \tag{2.22}$$

Для некоторых случаев (особенно для электронов из ЛПУ и $\kappa > 1\%$) $\sigma_{p,0} > \lambda_L$ и начальным размером электронного пучка $\sigma_{e,0}$ можно с хорошей точностью пренебречь, что еще больше упрощает выражения.

Пример расчета полного выхода рассеянных фотонов с использованием уравнений (2.21) и (2.22) представлен на Рис. 2.1 (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. Эта расходимость примерно в 10 раз меньше расходимости электронного пучка внутри ЛПУ [55]. Оптимальный размер пятна можно грубо найти из геометрических соображений. Понятно, что длительность лазерного импульса должна быть пропорциональна длине взаимодействия $L_{\text{int}} = \sigma_{p,0}/\sigma_{e,\theta}$, на которой электронный пучок расходится так, что его поперечный размер становится равным поперечному размеру лазерного пучка.

Видно, что для каждой энергии лазерного импульса существует оптимальный размер пятна лазерного импульса. Численные расчеты показывают, что в оптимальном случае $\sigma_l \cong 4 \cdot \frac{\sigma_{p,0}}{\sigma_{e,\theta}}$, а оптимальный размер пятна лазерного им-

пульса равен

$$\sigma_{p,opt,\mu m} \approx 7 \cdot \left(\frac{\lambda_{L,\mu m}}{a_{0,\max}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \sigma_{e,\theta}^{\frac{1}{3}} E_{L,J}^{\frac{1}{3}}. \tag{2.23}$$

График зависимости оптимального размера пятна лазерного импульса от энергии лазерного импульса для случая взаимодействия внутри волновода представлен на Рис. 2.1 (b) белой сплошной линией. Пунктирные и штрих-пунктирные линии на том же графике показывают графики размера пятна лазерного импульса, найденного из условия $\sigma_l = 2 \cdot \frac{\sigma_{p,0}}{\sigma_{e,\theta}}$ и $\sigma_l = \frac{\sigma_{p,0}}{\sigma_{e,\theta}}$ соответственно. Несмотря на то, что длительность лазерного импульса менялась в 2 и 4 раза по сравнению с оптимальным случаем, можно подсчитать, что выход снижается лишь примерно на 20 процентов, что делает выбор длительности импульса в экспериментах гибким. Общий выход рассеянных фотонов в оптимальном случае можно найти из уравнения (2.21):

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 0.5 \cdot \lambda_{L,\mu m}^{-\frac{1}{3}} \cdot \sigma_{e,\theta}^{-\frac{2}{3}} \cdot E_{L,J}^{\frac{1}{3}} \cdot a_{0,\max}^{\frac{4}{3}}. \tag{2.24}$$

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. То есть можно сгенерировать то же количество фотонов, но используя меньшую энергию лазерного импульса, даже если взаимодействие в волноводе не настроено на оптимальные параметры. В экспериментах может быть сложно достичь оптимального размера пятна для определенных энергий лазерного импульса. Например, при расходимости электронного пучка $\sigma_\theta = 0.1$мрад и энергии лазерного импульса 0.1 Дж оптимальный размер лазерного пятна составляет 0.1мкм, т.е. меньше длины волны. Этого невозможно достичь в экспериментах. Однако из-за высокого выхода в случае взаимодействия в волноводе можно выбирать неоптимальный набор параметров, получая при этом значительный выигрыш по сравнению с работой в вакууме, что делает эксперименты в этом режиме достаточно гибкими.

2.4. Взаимодействие без дифракции

Недавно было предложено направлять электронные пучки с помощью почти полых плазменных каналов [56]. Почти полый плазменный канал имеет постоянную плотность n_c до радиуса канала и постоянную плотность n_w для больших радиусов, при этом $n_c \ll n_w$. Такая плазменная структура позволяет избавиться от дифракции как электронного, так и лазерного пучка.

В случае, когда и электронный и лазерный пучки распространяются без дифракции получаем следующее выражение для полного выхода рассеянных фотонов:

$$N_\gamma = \frac{\sigma_T N_e N_p}{2\pi\left(\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2\right)}, \tag{2.25}$$

или, переписывая в более удобных величинах:

$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 53 \cdot \frac{E_{L,J} \cdot \lambda_{L,\mu m}}{\sigma_{e,0,\mu m}^2 + \sigma_{p,0,\mu m}^2}. \tag{2.26}$$

2.5. Влияние ошибок взаимодействия на выход фотонов

Электронные и лазерные пучки, которые используются в комптоновских источниках, имеют поперечные размеры порядка нескольких или десятков микрометров. В лаборатории неизбежно присутствуют поперечный джиттер и другие ошибки. Возникает вопрос, будут ли такие ошибки губительны для комптоновского источника фотонов? Чтобы принять во внимание ошибки наведения, такие как поперечный и продольный джиттер, а также синхронизацию электронного и лазерного пучков, в общем случае необходимо численно решить интеграл в уравнении (2.6). В качестве примера рассмотрим случай взаимодействия в вакууме с равными размерами пучков и бета-функциями. В таком случае изучение влияния ошибок наведения эквивалентно изучению свойств следующего интеграла

$$I(\Delta\tilde{\zeta}, \Delta\tilde{z}, \Delta\tilde{R}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-2(z-\Delta\tilde{\zeta})^2}}{f(z)} e^{-\frac{\Delta\tilde{R}^2}{f(z)}} dz, \tag{2.27}$$

где введены безразмерная задержка между электронным и лазерным импульсом $\Delta\tilde{\zeta} = \Delta\zeta/\sigma_l$, безразмерные продольная $\Delta\tilde{z} = \Delta Z/\sigma_l$ и поперечная $\Delta\tilde{R} = \Delta R/\sigma_0$ ошибки (промахи в продольном и поперечном направлениях), $\sigma_0 = \sigma_{p,0} = \sigma_{e,0}$, а $f(z)$ задается формулой

$$f(z) = 1 + \frac{\left[z^2 + (z - \Delta\tilde{z})^2\right]}{x^2}, \tag{2.28}$$

где $x = \sqrt{2}\beta_p^\star/\sigma_l$. Для оптимального поперечного размера лазерного пучка, x может быть посчитан с помощью уравнения (2.16), в результате получаем $x_{\text{opt}} \approx 0.7$.

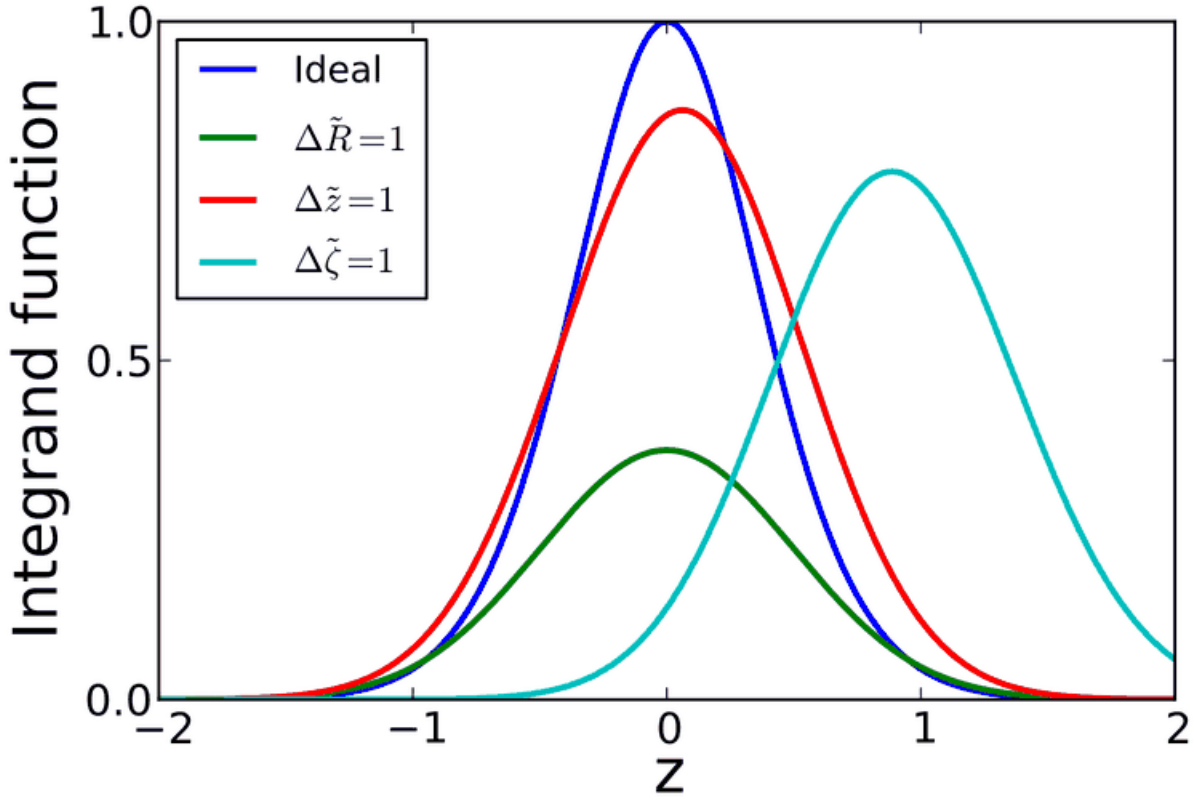


Рис. 2.2. Подынтегральное выражение в правой части уравнения (2.27) как функция z для четырех различных случаев: 1) идеальный случай (без ошибок, синяя линия); 2) случай ненулевого поперечного джиттера ($\Delta\tilde{R} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, зелёная линия); 3) случай ненулевого продольного джиттера ($\Delta\tilde{z} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, красная линия); 4) случай ненулевой задержки между импульсами ($\Delta\tilde{\zeta} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, голубая линия).

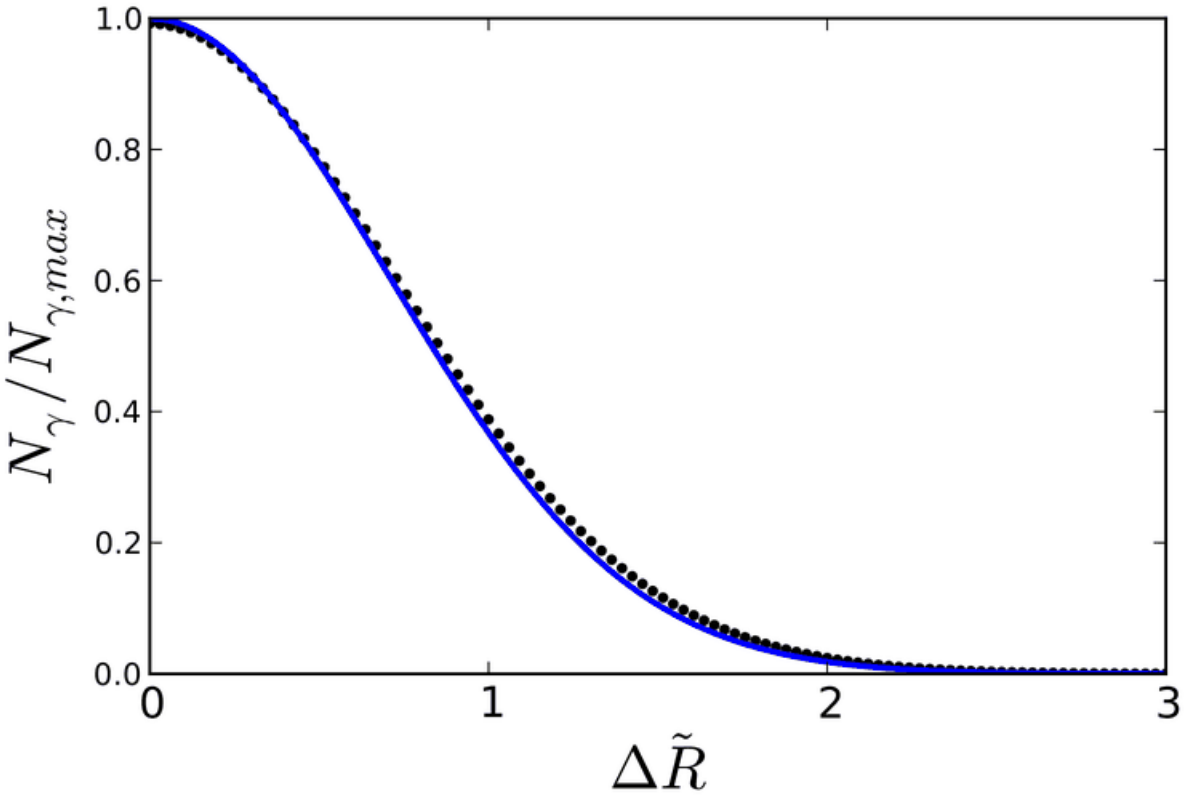


Рис. 2.3. Общее число фотонов, нормированное на число фотонов в идеальном случае, как функция нормированного поперечного джиттера $\Delta\tilde{R}$ (черные круги), рассчитанное по уравнению (2.27). Синяя сплошная линия представляет аппроксимацию $N = e^{-\Delta\tilde{R}^2}$.

Влияние нормализованной задержки, а также продольных и поперечных ошибок на полный выход рассеянных фотонов представлено на Рис. 2.2, где нарисована подынтегральная функция правой части уравнения (2.27) как функция z для нескольких случаев: 1) идеальный случай (нет ошибок, синяя линия); 2) случай ненулевого поперечного джиттера ($\Delta\tilde{R} = 1$, зеленая линия); 3) случай ненулевого продольного джиттера ($\Delta\tilde{z} = 1$, красная линия); 4) случай ненулевой задержки между импульсами ($\Delta\tilde{\zeta} = 1$, голубая линия). Судя по результатам расчетов, основное снижение выхода рассеянных фотонов в экспериментах будет происходить за счет поперечного джиттера. Общий выход фотонов нормированный на идеальный выход фотонов, как функция поперечного джиттера $\Delta\tilde{R}$, показан на Рис. 2.3. Поперечное дрожание должно контролироваться в пределах размера лазерного пятна. В случае, когда поперечный джиттер со-

ставляет 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 [57, 58].

В общем случае неидеальные эффекты могут быть учтены путем численного интегрирования уравнения (2.6), и будут зависеть от точных параметров эксперимента. Текущие экспериментальные возможности позволяют генерировать жесткие фотоны с общим снижением выхода рассеянных фотонов на < 30 процентов по сравнению с оптимальным (без поперечного джиттера) случаем.

2.6. Выводы

В данной главе проведён анализ полного выхода фотонов комптоновского источника и его зависимости от геометрии взаимодействия лазерного и электронного пучков. Рассмотрены три предельных сценария: взаимодействие в вакууме, взаимодействие в волноводе, а также взаимодействие без дифракции. Для этих случаев получены компактные инженерные выражения, позволяющие оценивать полный выход фотонов, выбирать оптимальный размер фокального пятна и длительность лазерного импульса при заданном ограничении на относительную ширину спектра.

Показано, что при взаимодействии в вакууме полный выход фотонов ограничивается дифракцией лазерного и электронного пучков, поэтому для каждой энергии лазерного импульса существует оптимальный размер фокального пят-

на. Использование волновода устраняет дифракционное уширение лазерного пучка и позволяет увеличить полный выход фотонов примерно на порядок по сравнению с вакуумной геометрией при сопоставимых параметрах. Дополнительное устранение дифракции электронного пучка, например в почти полых плазменных каналах, является перспективным способом дальнейшего увеличения выхода за счёт поддержания пространственного перекрытия пучков.

Также рассмотрено влияние экспериментальных ошибок на полный выход фотонов. Основной вклад в снижение выхода дают поперечный джиттер и несоосность пучков, тогда как продольный фокальный джиттер и ошибка временной синхронизации при типичных параметрах оказывают существенно меньшее влияние. Полученные результаты показывают, что реализация комптоновских источников с высоким выходом фотонов и малой спектральной шириной не требует предельно идеального перекрытия пучков, но предъявляет наиболее жёсткие требования к контролю поперечного положения лазерного и электронного пучков.

Таким образом, предложенные подходы к управлению параметрами взаимодействия и анализ влияния экспериментальных ошибок показывают, что реализация комптоновских источников с высоким выходом фотонов и узкой спектральной шириной является достижимой задачей. Эти результаты представляют практическую ценность для разработки компактных источников жёсткого излучения, используемых в различных областях, таких как ядерная физика, медицинская диагностика и материаловедение.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [19, 59, 60].

Глава 3

Методы численного моделирования комптоновских источников

В Главах 1 и 2 были рассмотрены вопросы: 1) нахождения относительной ширины κ спектра рассеянных фотонов и относительного количества фотонов в κ; 2) нахождения полного количества рассеянных фотонов для разных случаев взаимодействия. Результаты, представленные в этих главах позволяют оценить характеристики комптоновского источника при заданных параметрах электронного и лазерного пучков. Помимо оценок необходимо также проводить численные расчеты с реалистичными параметрами электронного и лазерного пучков.

В этой главе будут кратко описаны численные методы, которые используются в данной работе для расчета комптоновских источников. Автором или при его непосредственном участии были разработаны несколько численных кодов с учетом различных эффектов как в рамках классической, так и квантовой электродинамики. В рамках данной работы остановимся на случае классической электродинамики, сравнение с квантовой электродинамикой будет дано в Главе 7. Для правильного расчета нелинейных эффектов, радиационного трения, особенно в острофокусированных лазерных пучках необходимо рассчитать траектории электронов в пучке, а затем и их излучение по известным формулам электродинамики [31, 46]. Разработанные коды полезны не только для задач расчета комптоновских источников, но и для расчетов траектории и излучения частиц в любой конфигурации электромагнитного поля (например, магнитный ондулятор, расчет бетатронного излучения в плазменном ускорителе и т.д.).

3.1. Сэмплирование пучка электронов

Перед расчетом траекторий электронов пучка необходимо задать начальные условия. Разработанные коды позволяют как загрузить начальные условия из файла (например, после расчетов генерации электронного пучка в ЛПУ методом частиц-в-ячейке), так и с помощью сэмплирования случайными величинами в рамках желаемой функции распределения по каждой из координат и компонент кинематического импульса. Параметры электронного пучка, такие как полный заряд: Q_C, количество макрочастиц для репрезентации пучка, положение центра пучка, его фокуса, а также радиусы пучка в конфигурационном и импульсном пространстве, задаются в конфигурационном файле. Различные функции распределения пучка могут быть запрограммированы в виде формул (например, с использованием параметров Твисса). Приведем пример простого круглого гауссова пучка без фокусировки (без бета-функции):

$$f(\mathbf{x},\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3\sigma_\perp^2\sigma_{p_\perp}^2\sigma_z\sigma_{p_z}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma_\perp^2}-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} \cdot e^{-\frac{p_x^2+p_y^2}{2\sigma_{p_\perp}^2}-\frac{(p_z-p_{z,0})^2}{2\sigma_{p_z}^2}}, \qquad (3.1)$$

где предполагается, что пучок распространяется вдоль оси z.

3.2. Задание внешних электромагнитных полей

После инициализации пучка частиц необходимо определить конфигурацию электромагнитных полей, в которой будет распространяться пучок электронов. Внешние поля задаются аналитическими формулами, и частицы не влияют на них. Таким образом, излучение, производимое одной частицей, не влияет на другие. В этом смысле невозможно моделировать коллективные эффекты, например, микробанчинг внутри ондулятора. Различные структуры электромагнитного поля легко реализуются в кодах. Можно либо использовать предоставленные примеры (например, параксиальный лазерный импульс, остросфокусированный лазерный импульс по формулам Нарожного-Фофанова [61], магнит-

ный ондулятор, плазменный ондулятор, ионный канал и др.), либо создавать поля, заданные пользователем.

3.3. Расчет траекторий

Все коды разработаны с использованием технологий параллельного программирования. Каждое вычислительное ядро (центрального или графического процессорного устройства) рассчитывает траектории и излучение некоторого количества макрочастиц. В каждый момент времени для каждой частицы известны электромагнитные поля, которые задаются аналитически. Уравнения движения включают радиационное трение и записываются в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}\right) + \frac{2e^2}{3c}\mathbf{g}_0, \tag{3.2}$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{m\gamma}, \tag{3.3}$$

где $\mathbf{g}_0$ сила радиационного трения в форме Ландау-Лифшица [46]:

$$\mathbf{g}_0 = \left(\frac{e}{mc^2}\right)^2 \gamma^2 \mathbf{v}\left[\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}\right)^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c}\mathbf{E}\right)^2\right]. \tag{3.4}$$

Эти уравнения решаются численно с помощью метода Рунге-Кутта 4-го порядка или схемы Бориса [62]. В разных кодах используется либо лабораторное время t, либо собственное время электрона τ, где $d\tau = dt/\gamma$. Также можно использовать траектории, заданные аналитически, например, для электрона в плоской электромагнитной волне. В этом случае аналитические решения существуют как в классической электродинамике [63], включая случай с радиационным трением [64, 65], так и в квантовой электродинамике [66].

3.4. Расчет излучения

Рассмотрим кратко два способа расчета излучения: 1) с помощью интерполяции траектории между двумя временными отчетами; 2) с помощью замены переменных и быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Угловой и энергетический спектр излучения в дальней зоне частицы с известной траекторией определяется классической формулой [31, 46]

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c}\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{n}\times[(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1-\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta})^2} e^{i\omega[t-\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}(t)/c]}dt\right|^2, \tag{3.5}$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении детектора, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$, а точка обозначает производную по лабораторному времени t. Если необходимо рассчитать излучение частицы за конечный промежуток времени от t_1 до $t_2 = t_1 + T$, удобно использовать тождество

$$\frac{\mathbf{n}\times[(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1-\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta})^2} = \frac{d}{dt}\left[\frac{\mathbf{n}\times(\mathbf{n}\times\boldsymbol{\beta})}{1-\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta}}\right]. \tag{3.6}$$

Обозначим

$$\psi(t) = t - \frac{\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}(t)}{c}. \tag{3.7}$$

Тогда $d\psi/dt = 1 - \mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta}$, и интегрирование по частям даёт

$$\begin{aligned}\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c}\Bigg| &\frac{\mathbf{n}\times(\mathbf{n}\times\boldsymbol{\beta})}{1-\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta}} e^{i\omega\psi(t)}\Bigg|_{t_1}^{t_2} \\ &-i\omega\int\limits_{t_1}^{t_2}\mathbf{n}\times(\mathbf{n}\times\boldsymbol{\beta})e^{i\omega\psi(t)}dt\Bigg|^2 \\ &= |T_1+T_2|^2.\end{aligned} \tag{3.8}$$

Первый член T_1 обычно не рассчитывается для траекторий с большим количеством периодов. Однако, этот член необходимо учитывать в тех случаях, когда траектория содержит лишь несколько осцилляций, либо не является осцилляторной. Это будет продемонстрировано ниже.

3.4.1. Метод интерполяции траектории

Для подсчета траектории можно использовать метод, представленный, например, в работе [67], где предполагается, что траектория электрона гладкая, и между двумя временными отчетами она может быть аппроксимирована параболической функцией. Для частицы с номером j и временным отчетом k, излучение тогда дается формулой:

$$I_{j,k} = e^{i2\pi\omega(t_k - \mathbf{n}\mathbf{r}_{j,k})} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} e^{i2\pi\omega(1-\mathbf{n}\mathbf{a}_1)t(\mathbf{v}_{j,k}/c+\mathbf{b}_1 t)} e^{i2\pi\omega(-\mathbf{n}\mathbf{a}_2 t^2)} dt, \tag{3.9}$$

где $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ and $\mathbf{b}_1$ – коэффициенты интерполяции. Этот интеграл можно посчитать численно используя либо интегралы Френеля, либо разложение в ряд Тэйлора экспоненциальной функции. Больше деталей можно найти в работах [34, 67, 68].

3.4.2. Метод быстрого преобразования Фурье

Для осцилляторной траектории, членом T_1 в уравнении 3.8 можно пренебречь, а член T_2 можно представить в виде:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta})) e^{i\omega\left(t - \frac{\mathbf{n}\mathbf{r}}{c}\right)} dt \right|^2 . \tag{3.10}$$

Рассмотрим для простоты рассеяние строго назад, учтем, что лазерный импульс распространяется вдоль оси z и, для примера, имеет только составляющую электрического поля E_x. В этом случае для спектра рассеяния строго назад получаем:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\,(\theta = 0) = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_x e^{i\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)} dt \right|^2 . \tag{3.11}$$

Проводя замену $\xi = t + z/c$, учитывая, что $d\xi = dz(1 + \beta_z)$, получаем:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}(\theta = 0) = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\beta_x}{1+\beta_z}e^{i\omega\xi}d\xi\right|^2. \tag{3.12}$$

Эта форма интеграла очень удобна как для аналитических, так и для численных расчетов. Для численного расчета единственной технической особенностью является неравномерность отчетов на оси $\xi = t + z/c$. Для того, чтобы использовать алгоритм БПФ необходимо произвести интерполяцию на заданную равномерную ось. Более подробно алгоритм описан в работе [69].

3.5. Примеры расчетов

Каждый модуль численных кодов (расчет траекторий, расчет излучения и т.д.) тщательно сверялся с известными аналитическими решениями, например, с движением электронов в плоской волне, ионном канале, с излучением диполя, томсоновским рассеянием и бетатронным излучением в плазменных ускорителях. Представим в этом разделе результаты расчетов бетатронного излучения, чтобы продемонстрировать широту возможностей использования численных кодов разработанных в рамках данной диссертационной работы. Результаты расчетов комптоновского источника будут представлены ниже.

3.5.1. Бетатронное излучение в ионном канале

В ЛПУ электроны инжектированные в кильватерную плазменную волну будут ускоряться и фокусироваться [70]. Траектория электрона внутри фокусирующего канала довольно простая [70] (в предположении, что продольная составляющая импульса электрона много больше поперечной составляющей, а энергия частицы не меняется):

$$\mathbf{r}_\beta = \mathbf{r}_0 \cdot \cos(\omega_\beta t), \tag{3.13}$$

где $\mathbf{r}_0$ – начальное поперечное смещение электрона относительно центра канала, а $\omega_\beta = \omega_p/\sqrt{2\gamma}$ – бетатронная частота. Здесь ω_p – плазменная частота. Расчеты траектории численным кодом VDSR [34, 68] находятся в прекрасном согласии с теорией. Спектр бетатронного излучения зависит от бетатронного параметра $a_\beta = \gamma\omega_\beta r_0/c$, который является аналогом силы ондулятора K и безразмерной амплитуды лазера a_0. Когда $a_\beta \ll 1$ спектр излучения представляет собой одну линию на частоте $\omega_R = 2\gamma^2\omega_\beta$.

На Рис. 3.1 представлен результат расчета излучения на оси для случая $a_\beta \ll 1$. Гамма-фактор электрона равен $\gamma = 195.7$, а его изначальное смещение относительно центра канала равно $r_0 = 0.003\lambda_p$. При этих параметрах, бетатронная частота равна $\omega_\beta \approx 0.05\omega_p$, а соответствующий бетатронный параметр $a_\beta \approx 0.19$. Излучение сосредоточено около частоты $\omega_R = 2\gamma^2\omega_\beta \approx 3800\omega_p$. Численный расчет излучения находится в прекрасном согласии с теорией.

В случае $a_\beta > 1$ спектр излучения становится широким из-за генерации гармоник, и, в случае большого количества бетатронных колебаний (периодов) ($N_\beta \gg 1$), спектр излучения на оси дается следующей формулой [70]:

$$\frac{dI}{d\omega} = N_\beta \frac{6e^2}{\pi^2 c\gamma^2}\left[\zeta^2 K_{2/3}(\zeta)\right], \tag{3.14}$$

где $\zeta = \omega/\omega_c$, $\omega_c = 3a_\beta\gamma^2\omega_\beta$, а $K_{2/3}$ – модифицированная функция Бесселя.

Для конечного N_β важно учесть оба члена в уравнении 3.8. Это продемонстрировано на Рис. 3.2 и 3.3, где нарисован спектр рассеяния как функция частоты на оси для случая, когда членом T_1 пренебрегли, и когда он учтен, соответственно. Отметим, что в случае, когда членом T_1 пренебрегли, высокочастотный спектр отличается от асимптотической формулы (сплошная линия на обоих рисунках). Если же член T_1 учесть, то результаты расчетов в хорошем согласии с теорией.

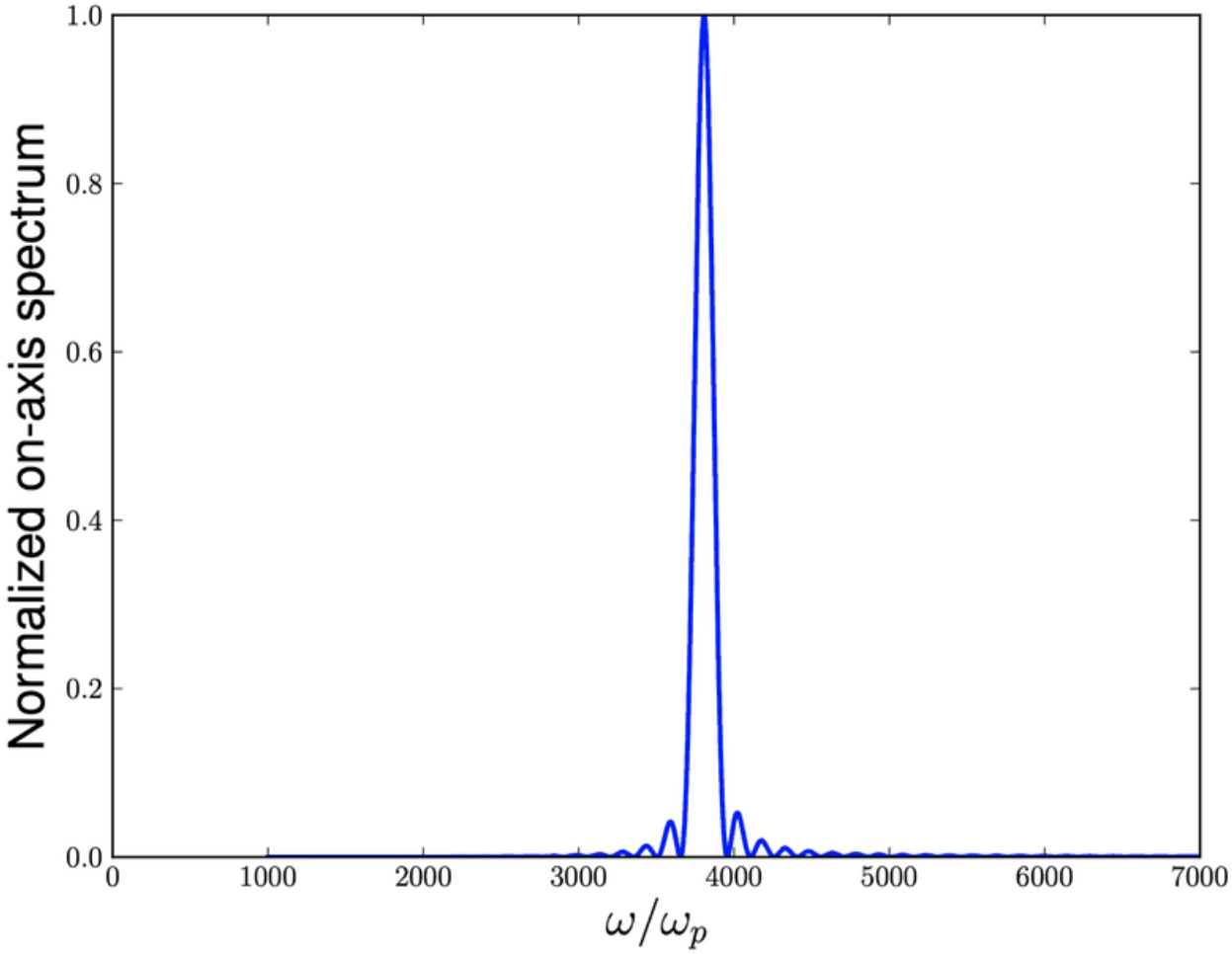


Рис. 3.1. Нормированный спектр на оси для случая слабого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 0.19$). Сгенерированная частота равна $\omega_R = 2\gamma^2\omega_\beta \approx 3800\omega_p$. Ширина линии и боковые лепестки (sinc-функция) обусловлены конечным временем моделирования и резким обрезанием траектории соответственно.

3.5.2. Движение электрона с учетом силы радиационного трения

Определить, следует ли рассматривать процесс рассеяния с точки зрения квантовой или классической физики, можно с помощью двух параметров. Первый параметр описывает отдачу электрона вследствие столкновения с отдельным фотоном и определяется стандартным выражением $\frac{\hbar\omega_L\gamma}{mc^2}$. Второй параметр определяется выражением $\tilde{\chi} = \frac{\hbar\omega_L\gamma a_0}{mc^2}$ [69, 71]. Процесс рассеяния может быть рассмотрен классически, когда оба параметра намного меньше единицы [45, 64, 66, 69, 71], т.е. лазерное излучение, движение электрона и излучение можно описать в рамках классической электродинамики. На Рисунке 3.4 пока-

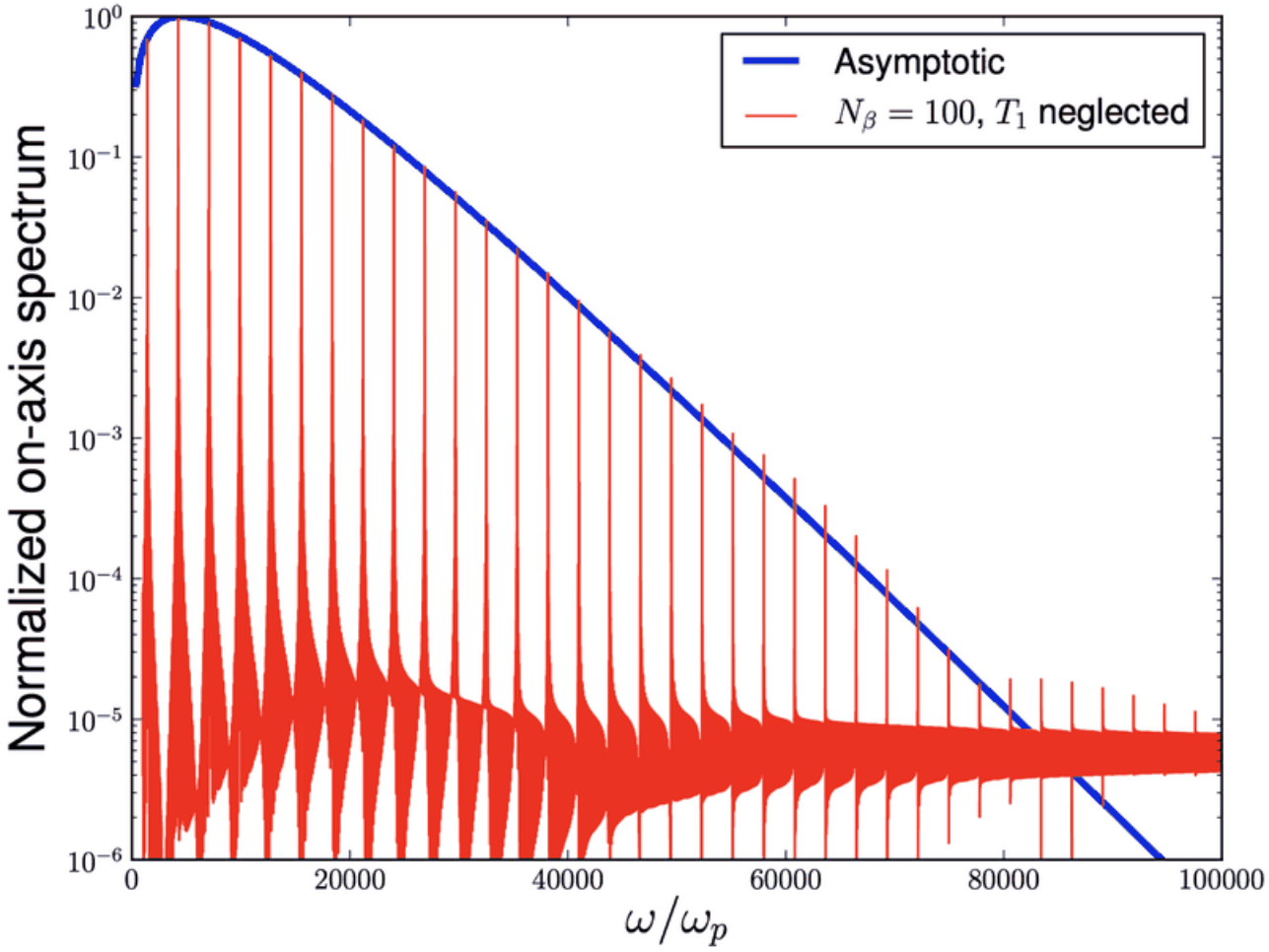


Рис. 3.2. Нормированный спектр на оси для случая высокого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 1.9$). В данном расчёте член T_1 в уравнении (3.8) не учитывается. Рассчитанные высокие частоты значительно отклоняются от асимптотической формулы.

зана область применимости классической модели для длины волны лазерного излучения $\lambda_L = 1.066\mu\text{m}$.

В рамках классической модели можно выделить два режима взаимодействия в зависимости от нормализованной константы реакции излучения (радиационного трения) $\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{2}{3}\frac{\omega_L r_e}{c}$ и гамма-фактора электрона. Здесь r_e – классический радиус электрона. Когда выполняется условие $2\gamma\varepsilon_{\text{rad}}a_0^2 N_0 \ll 1$, где N_0 – количество оптических циклов в лазерном импульсе, движение электрона во время взаимодействия с лазерным импульсом можно описывать с помощью силы Лоренца [72, 73]. В противном случае, когда радиационным трением пренебречь нельзя, для описания движения электрона может быть использовано

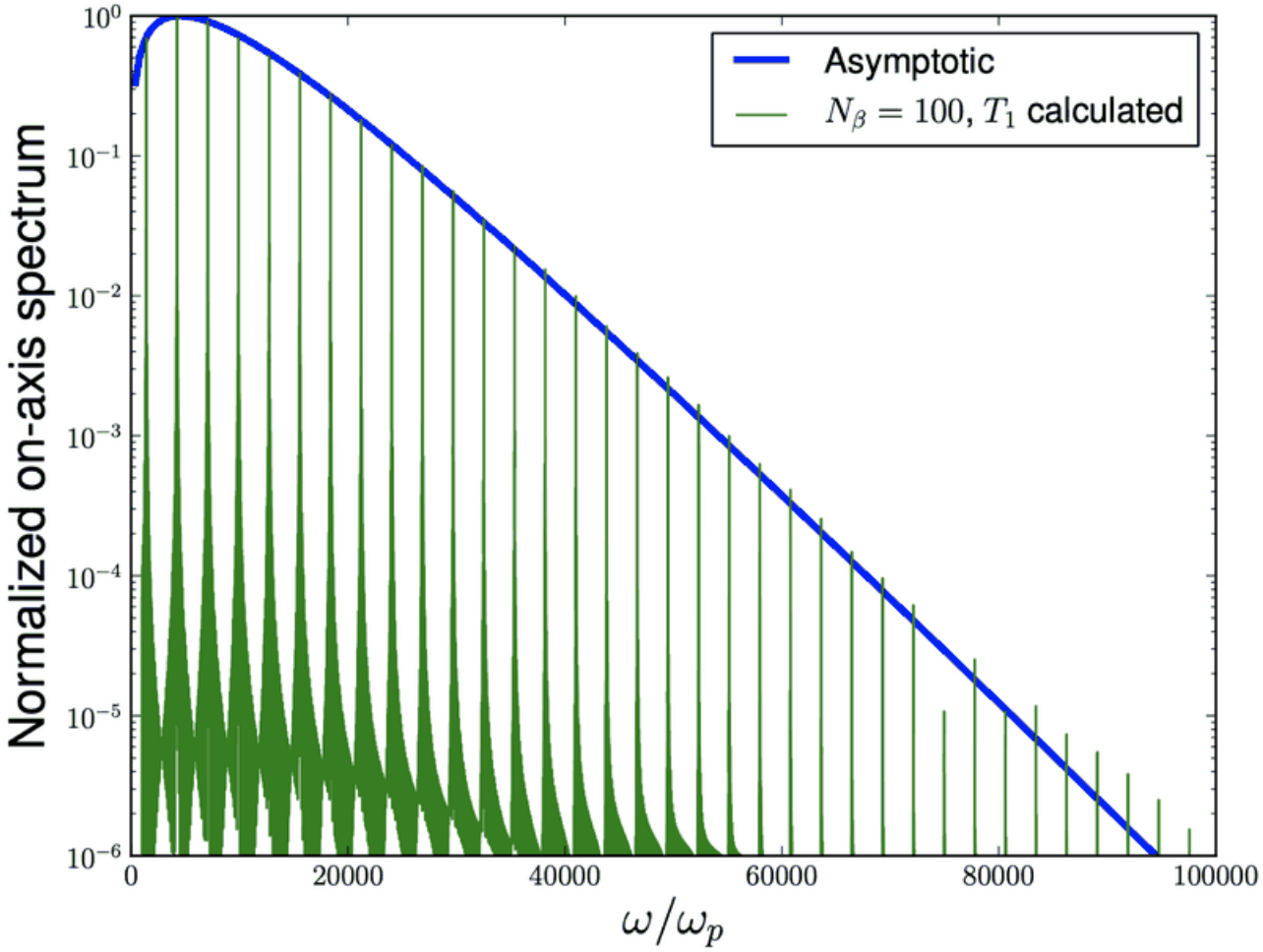


Рис. 3.3. Нормированный спектр на оси для случая высокого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 1.9$). В данном расчёте член T_1 в уравнении (3.8) учитывается. Результаты расчётов хорошо согласуются с асимптотической формулой.

уравнение Ландау-Лифшица [46, 64]. В случае описания движения с помощью силы Лоренца, спектр излучаемого радиационного спектра был детально проанализирован как аналитически, так и численно во многих публикациях, включая часть результатов данной диссертации (например, [63, 69, 73, 74] и ссылки в них). Для случая радиационного трения спектр был проанализирован численно (например, [75, 76]), а в рамках данной диссертации и аналитически, о чем будет кратко изложено ниже.

Уравнение движение электрона с учетом классической силы трения – уравнение Ландау-Лифшица может быть записано следующим образом:

$$\frac{d\mathbf{u}}{d\tau} = \frac{\gamma Q}{M}\left[\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta}\times\mathbf{B} - \gamma^2\frac{Q^3}{M}\varepsilon_{\mathrm{rad}}\boldsymbol{\beta}\left((\mathbf{E}+\boldsymbol{\beta}\times\mathbf{B})^2 - (\mathbf{E}\boldsymbol{\beta})^2\right)\right], \qquad (3.15)$$

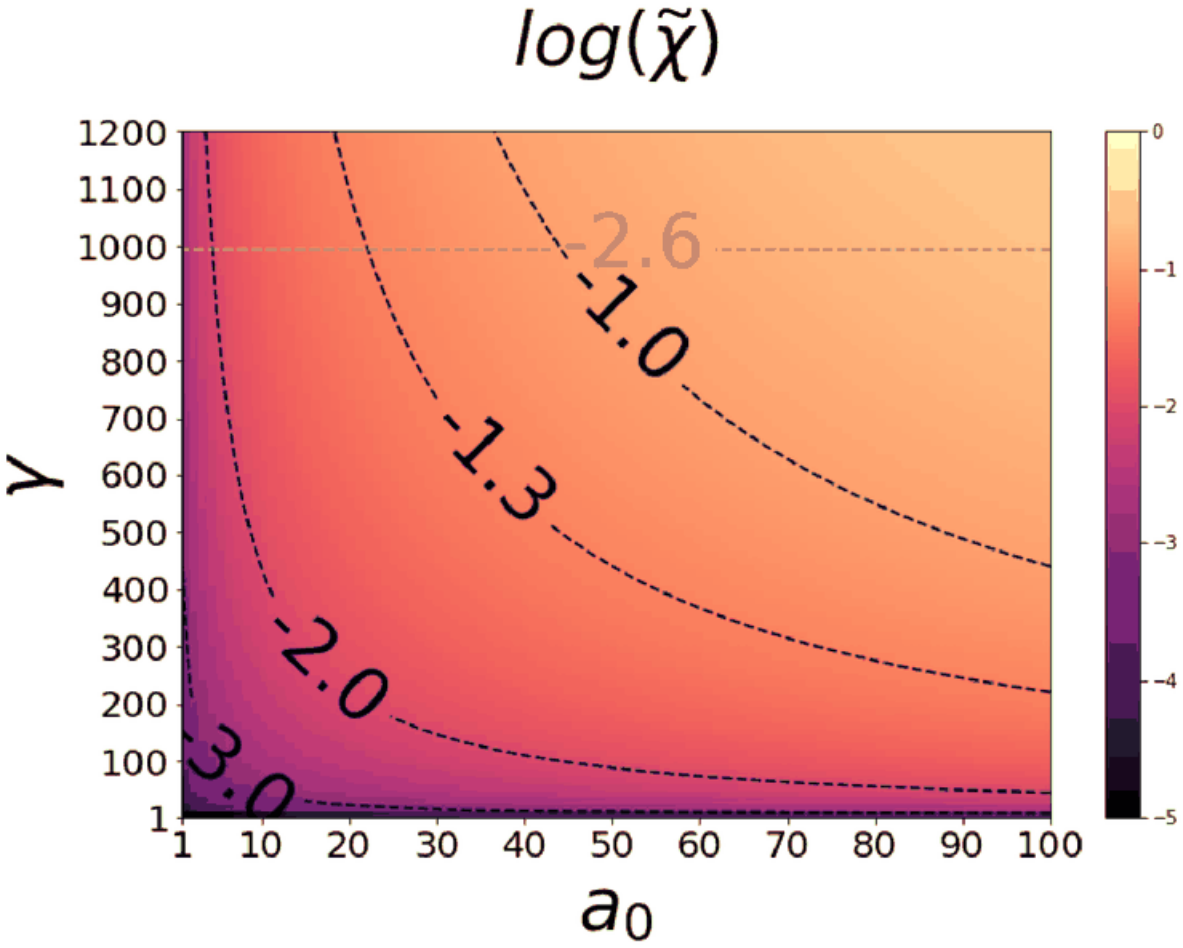


Рис. 3.4. Параметр $\tilde{\chi}$ (цветовая кодировка), используемый для определения квантового или классического режима для фиксированной длины волны лазера $\lambda_L = 1.066\mu$m в зависимости от нормализованного параметра интенсивности лазера a_0 (горизонтальная ось) и начального гамма-фактора электрона γ (вертикальная ось). Ниже линии -1.3 лазерный импульс и движение электрона можно описывать с помощью классической электродинамики. Зеленая пунктирная линия указывает на отдачу электрона вследствие взаимодействия с одним фотоном. Для $a_0 \geq 1$ и $\tilde{\chi} \ll 1$ отдача вследствие взаимодействия с одним фотоном всегда незначительна.

здесь τ – безразмерное собственное время в единицах $T_L/(2\pi)$, где T_L – период лазерного импульса, так что безразмерное время $\tau = 2\pi$ соответствует T_L в секундах в реальных единицах, Q – масса частицы в единицах абсолютного заряда электрона, M – масса частицы в единицах абсолютного заряда электрона. Первый член уравнения (3.15) соответствует стандартному уравнению Лоренца, а второй член - добавка из-за учета силы радиационного трения. Здесь для

простоты мы выписали уравнение в приближении, что градиенты по 4-пространству малы, а также не в ковариантном виде. Для аналитических вычислений удобнее работать с этим уравнением в ковариантном виде [64, 65].

Для примера приведем сравнение результатов расчета с известной задачей Зельдовича [77]. Электрон находится в поле плоской монохроматической циркулярно-поляризованной волны, а также в продольном статическом электрическом поле, амплитуда которого такова, что электрон не движется в продольном направлении и только вращается в поперечном направлении. Схематически задача представлена на Рис. 3.5. В этом случае динамика электрона описывается тремя очень простыми уравнениями:

$$eE_0\beta\sin\phi = \frac{2}{3}\frac{e^2\omega_L^2}{c^2}\beta^2\gamma^4 \tag{3.16}$$

$$eE_0\cos\phi = m\beta\gamma\omega_L \tag{3.17}$$

$$eE_0\beta\sin\phi = eE_z, \tag{3.18}$$

где первое уравнение описывает закон сохранения энергии с учетом излучения, второе уравнение описывает центробежную силу, а третье уравнение описывает баланс светового давления и силы за счет продольного поля E_z. Из этих уравнений для заданной амплитуды волны a_0 можно найти амплитуду продольного поля E_z необходимую для того, чтобы электрон не двигался в продольном направлении. Например, для длины волны лазерного импульса 1 микрон (электрон изначально покоится) и $a_0 = 400$, амплитуда продольного поля легко вычисляется и равна (в безразмерных единицах) $E_z \approx 186.2$.

Результаты расчетов представлены на Рис. 3.6 для трех случаев: 1) радиационное трение не учитывается, продольное электрическое поле выключено (синяя кривая); 2) радиационное трение учитывается, продольное электрическое поле выключено (черная штриховая кривая); 3) радиационное трение учитывается, продольное поле включено (оранжевая кривая, задача Зельдовича). Амплитуда электромагнитной волны плавно растет от $a_0 = 0$ до $a_0 = 400$, а

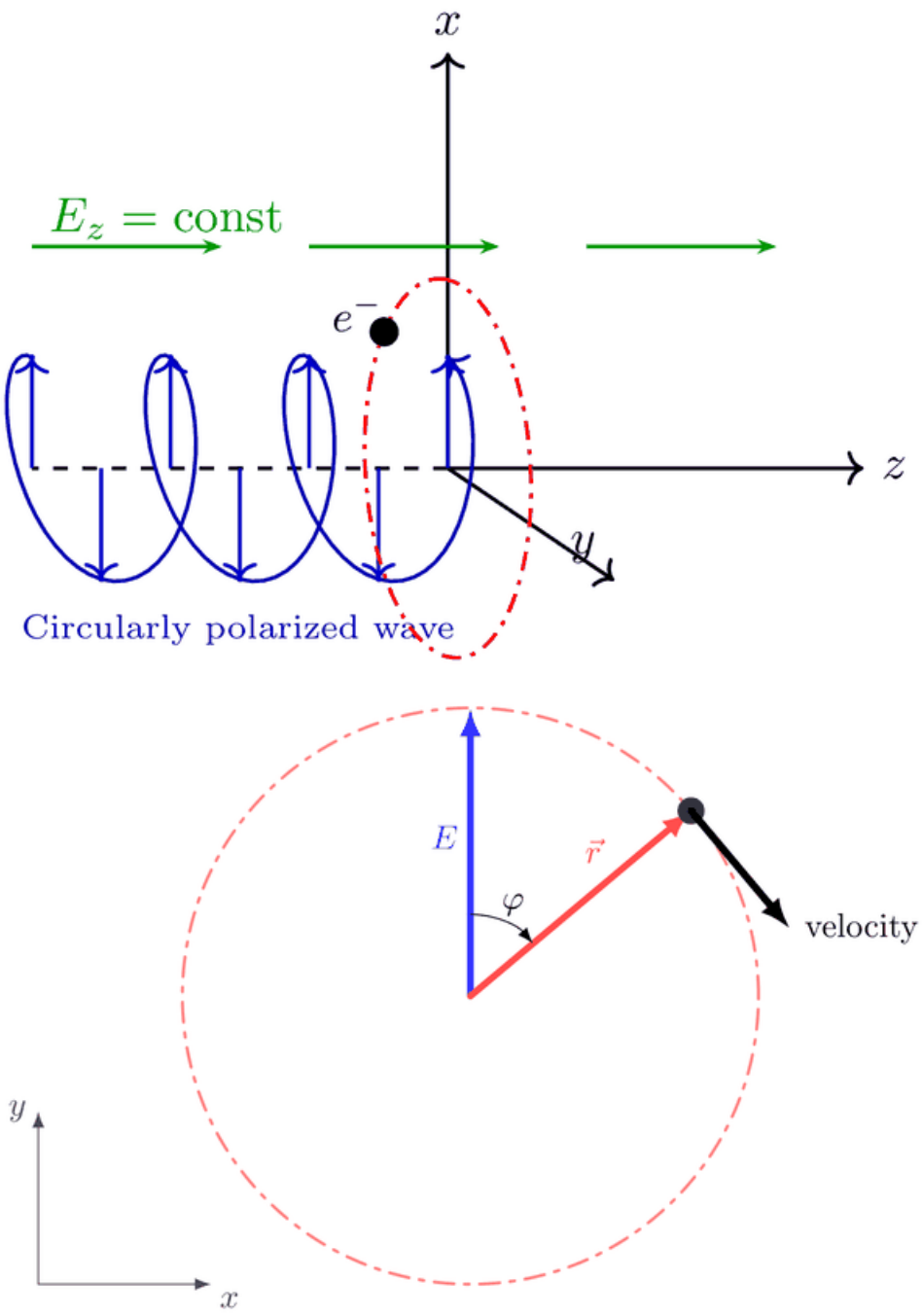


Рис. 3.5. Схематическое представление задачи Зельдовича. Верхний рисунок: плоская циркулярно-поляризованная волна падает на электрон слева направо. Продольное электрическое поле E_z включено так, чтобы электрон не двигался в продольном направлении и только вращался в плоскости Oxy. На нижнем схематическом рисунке представлена плоскость Oxy, обозначен угол ϕ между электрическим полем волны и радиус вектором электрона, который не равен 0 в случае учета силы радиационного трения.

затем не меняется. Для случая 1) получаем известный результат $a_z = a_0^2/2$. Для случая 2) электрон получает дополнительную энергию от электромагнит-

ной волны за счет радиационного трения, пропорциональную $\varepsilon_{\text{rad}} a_0^2 \tau$, то есть линейно растущую во времени. Это хорошо видно на Рис. 3.6. Наконец, для случая 3), который является задачей Зельдовича, видно, что электрон не движется в продольном направлении $u_z \approx 0$ (с учетом ошибок численного интегрирования).

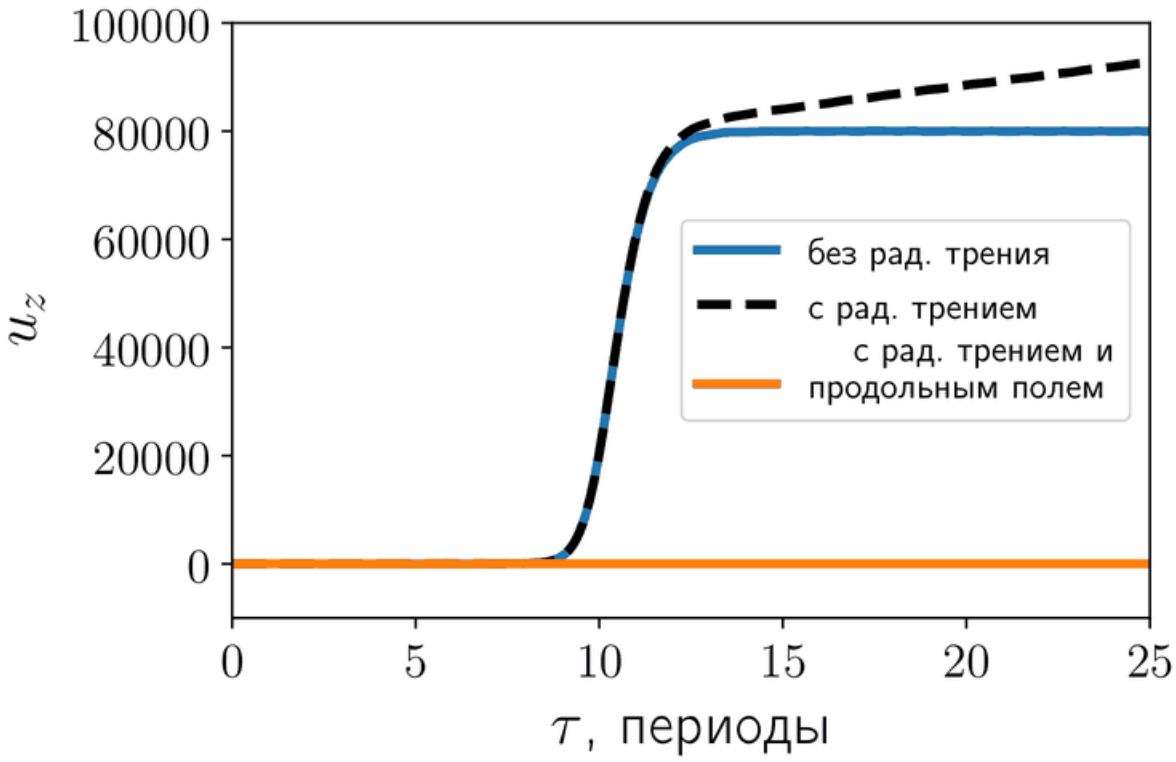


Рис. 3.6. Результаты расчетов безразмерного продольного импульса u_z как функции собственного времени τ, выраженного в периодах лазерного импульса, для трех случаев, представленных в тексте диссертации: 1) радиационное трение не учитывается, продольное поле не включено (синяя кривая); 2) радиационное трение учитывается, продольное поле не включено (черная штриховая линия); 3) радиационное трение учитывается, продольное поле с амплитудой $E_z = 186.2$ включено (оранжевая линия). Во всех случаях, $a_0 = 400$, электромагнитная волна плавно растет от $a_0 = 0$ до $a_0 = 400$.

3.6. Выводы

В данной главе описаны численные методы, используемые в работе для расчёта характеристик комптоновских источников. Расчётная схема включает задание начального распределения электронного пучка, определение внешних электромагнитных полей, интегрирование уравнений движения электронов и последующий расчёт излучения по классическим формулам электродинамики. Начальные условия могут задаваться как аналитически, так и на основе данных внешнего моделирования, в том числе результатов расчётов методом частиц-в-ячейке.

Электромагнитные поля задаются как внешние поля, не зависящие от движения частиц, что позволяет рассматривать широкий класс конфигураций: лазерные импульсы, магнитные и плазменные ондуляторы, ионные каналы и другие структуры. Уравнения движения решаются с использованием численных схем, включая метод Рунге–Кутты и схему Бориса, при необходимости с учётом радиационного трения в форме Ландау–Лифшица. Излучение рассчитывается двумя способами: на основе интерполяции траектории между временными шагами и с использованием быстрого преобразования Фурье.

Представленные численные коды проверены на задачах, допускающих аналитическое или хорошо контролируемое численное сравнение, включая движение электрона в плоской электромагнитной волне, излучение в ионном канале и задачу Зельдовича. Эти проверки показывают, что разработанные методы пригодны для расчёта спектральных и угловых характеристик комптоновских источников с реалистичными параметрами пучков и полей. В следующих главах эти методы будут применены для анализа характеристик комптоновских источников, включая влияние нелинейных эффектов и радиационного трения на спектр рассеяния.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [34, 65, 78].

Глава 4

Расчет комптоновского источника на базе лазерно-плазменного ускорителя

4.1. Электронные пучки из ЛПУ для узкополосных источников фотонов

В работах [19, 79, 80] приведены примеры современных установок, основанных на традиционных ускорителях (сводная таблица приведена в работе [81]). Упомянем строящийся в Румынии проект ELI-NP [82], где планируется получить источник гамма квантов с энергией от 0.5 до 19.6 МэВ, интенсивностью после коллимации порядка $8 \cdot 10^8$ фотонов/секунду, относительной шириной линии менее 0.5% и частотой повторения 100 Гц.

В этом подразделе будет обсуждаться использование лазерно-плазменных ускорителей для комптоновских источников гамма излучения. Отметим, что качество электронных пучков из лазерно-плазменного ускорителя постоянно улучшается [48], и активным образом обсуждаются и проводятся эксперименты по использованию пучков в качестве вторичных излучателей для получения источников ультрафиолетового, рентгеновского и гамма излучений [83].

Первые эксперименты по использованию электронов, ускоренных в лазерно-плазменном ускорителе, для комптоновского рассеяния были опубликованы в 2006 году [84]. Электроны обладали тепловым спектром с температурой около 6 МэВ, тем самым рассеянные фотоны также обладали широким спектром, простирающимся до области мягкого рентгеновского излучения. Интересный эксперимент был опубликован в 2012 году [85]. В этой работе был продемонстрирован широкий спектр фотонов, достигающий уже области жесткого рентгеновского излучения (вплоть до энергии порядка 200 кэВ). Исследователи предложили интересный и оригинальный способ проведения эксперимента:

короткий мощный лазерный импульс распространялся в газовой мишени, ускоряя электроны до энергий порядка 100 МэВ. Затем на пути распространения лазерного пучка была поставлена твердотельная мишень, которая ионизовывалась самим пучком и служила плазменным зеркалом, отражающим лазерный импульс. Дальше лазерное излучение рассеивалось на электронах, ускоренных в плазме самим же лазерным импульсом. В 2016 году были опубликованы эксперименты, сделанные по тому же принципу (кильватерное ускорение и плазменное зеркало на пути лазерного импульса) на 30 тераваттной лазерной установке в университете Остина, Техас (США) [86] и на 100 тераваттной лазерной установке в Шанхайском институте оптики и точной механики (SIOM, Китай) [87]. В первой из этих экспериментальных работ продемонстрировано получение квазимоноэнергетического (полная ширина спектра на полувысоте $\sim 50\%$) пучка рассеянных фотонов с центральной энергией фотонов вплоть до $\sim$200 кэВ, а во второй ширина спектра составила $\sim 30\%$, а центральная энергия простиралась до энергий в 1.4 МэВ, то есть достигла гамма диапазона.

Серия работ по линейному рассеянию Комптона на лазерно-ускоренных электронах была проведена в университете города Линкольн в Небраске (США) на 100 тераваттной лазерной установке Diocles [88–90]. В работе [88] была впервые экспериментально продемонстрирована возможность генерации гамма излучения при рассеянии лазерного импульса на электронах, ускоренных в кильватерной волне – энергия рассеянных фотонов достигала 4 МэВ, но спектр был широкий. Всего за один выстрел удавалось получить около $2 \cdot 10^7$ фотонов во всем широком спектре. Безразмерная амплитуда рассеиваемого импульса была $a_0 = 0.4$, то есть строго говоря, рассеяние было слабо нелинейным. В последующих экспериментах той же команде исследователей удалось продемонстрировать квазимоноэнергетический пучок гамма квантов (ширина спектра на полувысоте $\sim 50\%$) с энергией вплоть до 1 МэВ [89]. Всего за выстрел удавалось получить около $1.7 \cdot 10^6$ фотонов, амплитуда рассеиваемого лазерного импульса была $a_0 = 0.3$. В работе [90] для рассеяния была использована вторая гармоника

части лазерного импульса системы Diocles, что позволило получить фотонный спектр с центральной энергией около 9 МэВ, простирающийся вплоть до 15 МэВ. Всего за выстрел генерировалось по оценкам $3 \cdot 10^5$ фотонов.

Из вышеупомянутых экспериментов видно, что источники гамма излучения пока не “дотягивают” по своим характеристикам до современных источников, использующих стандартные ускорители, и по центральной энергии, и по ширине спектра, и по количеству рассеянных фотонов. В подавляющем большинстве экспериментальных работ исследователи не стремились достичь ширины линии гамма излучения менее 30-50%, что было бы необходимо для использования таких источников в ядерной фотонике. Тем не менее, необходимо отметить проект по созданию узкополосного (с шириной линии менее 2%) гамма источника на основе лазерно-плазменного ускорителя в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США) [19, 59]. Учитывая текущую частоту следования лазерных импульсов в 10 Гц, эта проектируемая установка теоретически сравнима по количеству генерируемых гамма фотонов в секунду в тонкой линии излучения с такой известной установкой как HIGS (High Intensity Gamma Source) [91], а при разработке технологий увеличения частоты следования мощных коротких лазерных импульсов до 1 кГц (k-BELLA [92]) сможет значительно ее превзойти.

Отметим 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. По сравнению с пикосекундными длительностями излучения на установках типа HIGS, это добавляет привлекательности источникам на основе плазменных ускорителей в исследовании быстропротекающих процессов. Основным источником уширения

для экспериментов с электронными пучками из ЛПУ является их угловая расходимость. Для создания узкополосных источников фотонов необходимо значительно улучшить контроль угловой расходимости электронного пучка, что требует более точного выполнения условий уравнения (1.23).

4.1.1. Управление расходимостью электронного пучка

Экспериментально измеренный нормированный эмиттанс электронного пучка составляет порядка $\varepsilon_{e,n} \approx 0.1$ мм $\cdot$ мрад для электронов с $\gamma \approx 1000$ [55]. Поперечный размер пучка внутри ЛПУ составляет около $\sigma_{e,0} \approx 0.1$ мкм, а расходимость – порядка $\sigma_{e,\theta} \approx 1$ мрад из-за сильной фокусировки в плазменной волне. Это затрудняет генерацию фотонных источников с узкой полосой на уровне нескольких процентов. В данном случае $\gamma\sigma_\theta \approx 1$, и согласно условию полосы пропускания из уравнения (1.23) минимальная ширина полосы пропускания источника фотонов составляет порядка 20%. Для генерации источников с полосой пропускания в 2% и менее для ЯРФ исследований расходимость необходимо уменьшить примерно в 10 раз. Существует несколько методов для уменьшения расходимости электронного пучка.

1) *Магнитные квадрупольные линзы.* Наиболее прямолинейный и часто используемый метод – перефокусировка электронного пучка с помощью квадрупольных магнитных линз. При этом увеличивается размер пучка, сохраняя его эмиттанс постоянным, что уменьшает расходимость. Данный метод успешно применяется и достаточно прост в реализации. По результатам, представленным в [93, 94], размер установки для миниатюрных постоянных квадрупольных магнитов составляет порядка нескольких метров. Такая же установка необходима для предложенного “настольного” лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [95–98].

2) *Контролируемая инжекция.* В настоящее время значительное количество исследований в области ЛПУ посвящено разработке новых методов инжекции электронов. Контроль положения электронного пучка внутри ускоряющей

структуры (плазменной волны) позволяет уменьшить как энергетический разброс, так и расходимость пучка, что было продемонстрировано в экспериментах и теоретических работах (см. [48] и ссылки там). Среди перспективных методов рассматриваются ионизационная инжекция с добавлением газов с высоким атомным номером и дополнительных лазерных импульсов [99–102], а также использование встречных импульсов или градиентов плотности.

3) *Плазменные линзы.* Плазменные линзы, основанные на осесимметричных электростатических силах, могут использоваться для фокусировки электронных пучков [103–105]. В случае полного вытеснения электронов из плазменного канала радиальное электрическое поле описывается уравнением:

$$E_r = \frac{mc^2 k_p^2}{e} \cdot \frac{r}{2}, \tag{4.1}$$

где $k_p = \sqrt{4\pi r_e n_e}$ – волновое число плазмы, r_e – классический радиус электрона, n_e – плотность плазмы. С помощью этого уравнения можно приблизительно оценить параметры плазменной линзы:

$$n_e \cdot l = 2.84 \cdot 10^{11} \left[\text{см}^{-1}\right] \cdot \frac{\gamma}{d}, \tag{4.2}$$

где l – длина плазменной линзы, а d – длина промежутка между источником (ЛПУ) и линзой. Для $\gamma = 1000$ и расходимости пучка в 1 мрад с промежутком в 1 мм потребуется линза с параметрами $n_e \cdot l = 2.84 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Например, достаточно плазменного слоя толщиной 300 мкм и плотностью 10^{17} см$^{-3}$. Лазер, управляющий ЛПУ, также может создавать плазменную линзу, что делает экспериментальную установку более компактной. Другие методы, такие как, например, радиационное охлаждение пучка [106–108] или управление фокусирующими силами с использованием различных мод лазерного пучка [54], также могут быть применены. Наиболее простой подход – использование постоянных квадрупольных магнитов (в английской литературе – PMQ, permanent magnetic quadrupoles), однако более высокую эффективность можно достичь с помощью плазменной линзы.

4.2. Проектирование и моделирование комптоновских фотонных источников с использованием электронных пучков ЛПУ

Результаты, представленные в главах 1 и 2, полезны для проектирования фотонного источника. Если параметры электронного и лазерного пучков выбраны таким образом, что выполнено условие узкой полосы согласно уравнению (1.23), то можно оценить число фотонов в заданной полосе пропускания κ. Общее число сгенерированных фотонов (всех энергий) определяется на основе результатов из главы 2 и зависит от геометрии взаимодействия. Для оценки числа фотонов в заданной полосе пропускания κ можно воспользоваться уравнением (1.27), умножив общий выход на относительную ширину полосы κ. Эта оценка соответствует точности порядка 20% для случаев, обсуждаемых далее, в сравнении с численным моделированием, выполненным с использованием кода VDSR [34]. Для повышения точности можно использовать уравнение (1.19), если вклад энергетического разброса пучка незначителен по сравнению с вкладом угловой расходимости пучка, или воспользоваться численным интегрированием, как описано в разделе 1.4, если оба фактора (энергетический разброс и угловая расходимость) вносят вклад в полосу пропускания спектра.

Численное моделирование с отслеживанием частиц в заданных электромагнитных полях может использоваться для прямого расчета излучения в реалистичных геометриях источника с применением уравнения (6.3). Численное интегрирование уравнения (6.3) позволяет проверить и расширить аналитические выражения из предыдущих разделов, которые не учитывали ряд эффектов, таких как, например, эволюция электронного пучка (вращение эллипса фазового пространства), распределение в фазовом пространстве и конечная ширина спектра лазерного импульса. Для получения численных результатов в этом разделе используется код VDSR [34]. Этот код был тщательно проверен на соответствие

известным теоретическим результатам для синхротронного, бетатронного, ондуляторного излучения, а также для комптоновского рассеяния (см. главу 3). Код также использовался для сравнения с результатами главы 2, где была определена оптимальная площадь пятна лазерного импульса в зависимости от энергии и интенсивности импульса, а также размера электронного пучка. Согласие составило около 5% и было ограничено грубым численным сканированием параметров. В дальнейшем в этом разделе представлены примеры проектирования гамма-источников на основе ЛПУ, актуальных для исследований ЯРФ ^{235}U и фото-деления ядер.

4.3. Проектирование и моделирование комптоновского фотонного источника с использованием электронных пучков ЛПУ 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 (1.23): $\frac{\sigma_{\gamma,FWHM}}{\gamma} = 0.9\%$ 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 $\lambda_{L,\mu\text{m}} = 0.8$. С учётом оценок относительного числа фотонов в полосе пропускания $\kappa = 0.02$, данных уравнением (1.27), 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 главы 2. Для этого рассматриваются случаи взаимодействия в вакууме и внутри волновода.

Аналитические расчёты и оценки из раздела 2.2 и раздела 1.6 предсказывают энергию лазерного импульса (уравнение (2.19)), оптимальный размер пятна (уравнение (2.18)) и длительность (уравнение (2.11)) 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 $\sigma_{l,\mu m} = 7040$. Сводка параметров электронного и лазерного пучков, необходимых для получения примерно 10^7 фотонов в полосе пропускания $\sim 2\%$ около центральной энергии фотонов 1.7 МэВ, приведена в таблице 4.1, а численные результаты расчётов VDSR для данного случая показаны на Рис. 4.1.

Рисунок 4.1(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. 4.1) в соответствии с уравнением (1.25). Результаты представлены на Рис. 4.1(b) (синий цвет).

На Рис. 4.1(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. 4.1(b) по энергии, равно $N_{\gamma,0.02} = 1.1 \cdot 10^7$. Это хорошо согласуется с аналитическими оценками. Изменяя угол коллимации, можно получить источник фотонов с немного более узкой полосой пропускания, но при этом

уменьшается выход фотонов. С другой стороны, увеличение угла коллимации приводит к увеличению числа фотонов при более широкой полосе пропускания. Точное значение угла коллимации зависит от конкретных требований эксперимента.

Рассмотрим использование волновода для уменьшения энергии лазерного импульса. Параметры лазерного пучка были оценены на основе формул из Главы 2. Для параметров электронного пучка, описанных выше, оптимальная энергия лазерного импульса в случае использования волновода составляет около 1 Дж, а оптимальный размер пятна – около 1 мкм.

Однако это трудно реализовать в эксперименте. Поэтому были выбраны параметры, которые не являются оптимальными, но при этом обеспечивают такое же количество фотонов, как и в случае взаимодействия в свободном пространстве, при значительно меньшей энергии лазерного импульса. Используя результаты из Главы 2, 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. 4.1(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.

Как уже упоминалось, требуемая энергия лазерного импульса уменьшается в зависимости от возможности направлять лазерные импульсы с меньшими размерами пятна. Например, в случае, когда размер направляемого пятна составляет $\sigma_{p,0,\mu m} = 5$ (по сравнению со значением 6, используемым в численном моделировании), расчёты показывают, что необходимая энергия лазерного импульса снижается до 3 Дж, а при $\sigma_{p,0,\mu m} = 3$ необходимая энергия лазерного импульса составляет уже 1 Дж.

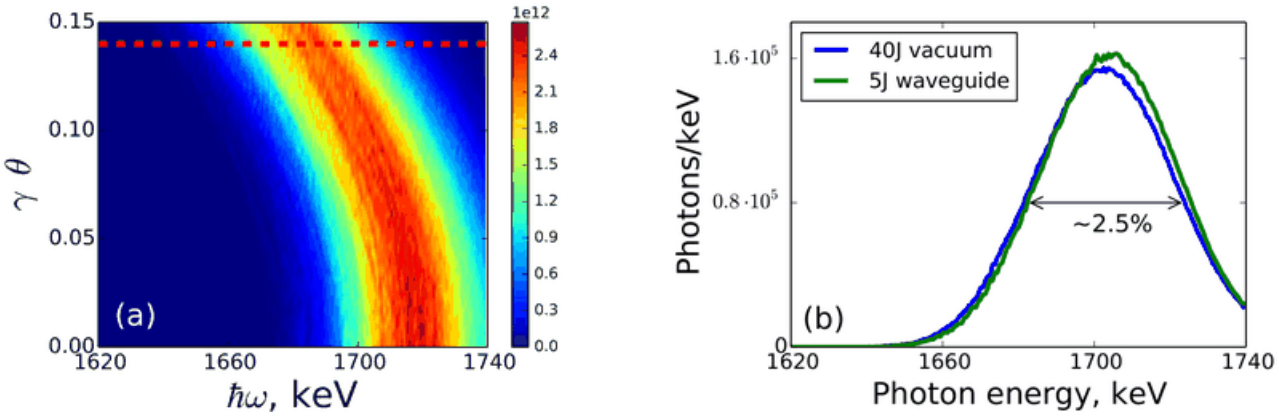


Рис. 4.1. (a): Энергетико-угловой спектр фотонов в фотонах/кэВ/ср как функция энергии фотонов в кэВ (продольная ось) и угла $\gamma\theta$ (вертикальная ось). Красная пунктирная линия представляет угол коллимации, рассчитанный с использованием уравнения (1.25). (b): График числа фотонов на кэВ в зависимости 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).

4.4. Проектирование и моделирование комптоновского фотонного источника с использованием электронных пучков ЛПУ для фото-деления ядер и радиографии

Для применения комптоновских источников в экспериментах по фото-делению ядер и радиографии необходима относительная ширина линии фотонов на уровне 10–20%.

Примерные требования для такого источника приведены в правом столбце таблицы 1.1. 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 10^8 фотонов в полосе пропускания 10% по FWHM, общее количество фотонов должно составлять приблизительно $N_\gamma = 10^9$ согласно оценкам, приведённым в разд. 1.6. 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 (2.19), (2.18) и (2.11), 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 (1.23), прогнозируется, что относительная ширина спектра источника фотонов по FWHM составит примерно 10%. Параметры электронного и лазерного пучков для данного примера приведены в таблице 4.2.

Рис. 4.2 демонстрирует результаты численного моделирования с использованием кода VDSR и указанных выше параметров. На рис. 4.2(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 (1.25), который равен 0.3. Спектр энергии фотонов (в тех же единицах, что и на рис. 4.1(b)), рассчитанный путём интегрирования энергетического и углового спектров в полярном угле от 0 до θ_c, представлен на рис. 4.2(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.

Следует отметить, что в данном случае требуемая энергия лазерного импульса (40 Дж) довольно высока. Можно рассчитать, что при взаимодействии в волноводе и лазерном импульсе с размером пятна $\sigma_{p,\mu m} = 5$ энергия лазерного импульса уменьшится до 5 Дж.

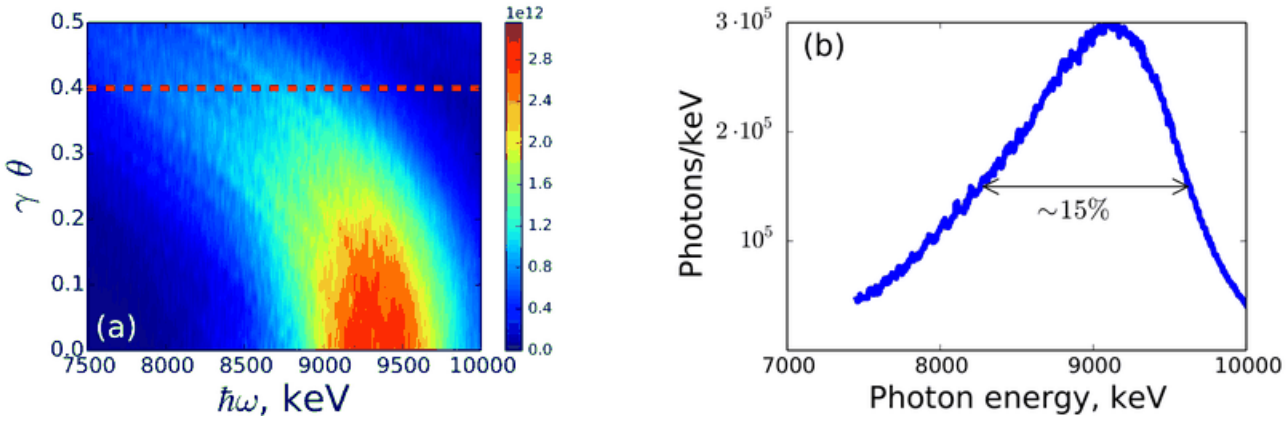


Рис. 4.2. (a): Энергетико-угловой спектр фотонов в произвольных единицах как функция энергии фотонов в кэВ (продольная ось) и угла $\gamma\theta$ (вертикальная ось). (b): Число фотонов на кэВ в зависимости от энергии фотонов в кэВ, полученное после коллимации с максимальным допустимым углом $\gamma\theta = 0.4$ (красная пунктирная линия на (a)) для взаимодействия импульса энергии 40 Дж в вакууме (синяя линия) и импульса энергии 4 Дж в волноводе (зелёная линия).

4.5. Выводы

В данной главе было представлено детальное исследование источников фотонов на основе комптоновского рассеяния, которые обеспечивают почти моноэнергетические, коллимированные пучки фотонов с энергиями в МэВ-ном диапазоне, актуальными для ядерных приложений. Технологии на основе ЛПУ (лазерно-плазменных ускорителей) предлагают путь к уменьшению размеров таких источников до транспортабельных масштабов за счёт оптимизации и минимизации компонентов. К ним относится сам ускоритель электронов высокой энергии. Недавно продемонстрированные результаты работы ЛПУ на масштабе сантиметров находятся в диапазоне, необходимом для источников фотонов с энергетическим разбросом 10%, или $\leq$ 3% с перефокусировкой электронного пучка. В случае электронных пучков ЛПУ для генерации гамма-источников с разбросом на уровне нескольких процентов необходимо уменьшить расходимость электронного пучка примерно на порядок.

Были представлены и обсуждены возможные методы уменьшения угловой расходимости электронных пучков из ЛПУ, включающие использование посто-

янных магнитных квадрупольных линз, плазменных линз, контроль инжекции электронов в ускоряющую структуру и снижение плотности плазмы на выходе (density downramp). При уменьшении размеров ускорителей необходимо также учитывать размеры других компонентов системы, а именно рассеивающего лазера и ловушки частиц (beam dump). В главе были также представлены расчёты выходной мощности для различных геометрий взаимодействия, и определен оптимальный размер пятна для заданной энергии и интенсивности лазера. Было продемонстрировано, что направляющие плазменные каналы (волноводы) могут решить проблемы с рассеянием, которые в настоящее время требуют либо высокого тока электронов, либо мощных рассеивающих лазеров для достижения высокого потока фотонов. Результаты аналитических расчётов хорошо согласуются с численным моделированием с использованием кода VDSR.

Были также представлены примеры проектных расчетов компактных комптоновских источников фотонов на основе ЛПУ, которые могут сделать более доступными исследования ЯРФ ^{235}U, а также исследования 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 $\geq$кГц.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [2, 19, 59, 60, 109].

Таблица 4.1. Сводка параметров электронного и лазерного пучков для моделирования источника для ЯРФ.

Параметры электронного и лазерного пучков для полосы пропускания $\sim 2\%$		
Центральная энергия электронного пучка [МэВ]	270	
γ	~ 530	
$\sigma_{\gamma,FWHM}/\gamma$	0.9%	
$\gamma\sigma_{\theta,FWHM}$	0.05	
Нормированная амплитуда лазерного импульса, a_0	0.15	
Параметры электронного и лазерного пучков для достижения общего выхода $5 \cdot 10^8$ **фотонов/импульс**		
	Вакуум	Волновод
Энергия лазерного импульса, E_L [Дж]	40	5
Длина волны лазера, λ_L [мкм]	0.8	0.8
Размер пятна лазерного импульса, $\sigma_{p,0}$ [мкм]	15	6
Продольный размер лазерного импульса, σ_l [мкм]	7040	5500
Длительность лазерного импульса [пс]	23.4	18.3
N_e	10^8	10^8
Заряд пучка, Q [пКл]	16	16
Угол коллимации, $\gamma\theta_c$	0.14	0.14

Таблица 4.2. Сводка параметров электронного и лазерного пучков для моделирования источника для фото-деления ядер.

Параметры электронного и лазерного пучков для относительной ширины спектра $\sim 10\%$	
Центральная энергия электронного пучка [МэВ]	650
γ	~ 1270
$\sigma_{\gamma,FWHM}/\gamma$	3%
$\gamma\sigma_{\theta,FWHM}$	0.4
Нормированная амплитуда лазерного импульса, a_0	0.3
Параметры электронного и лазерного пучков для достижения общего выхода 10^9 **фотонов/импульс**	
Энергия лазерного импульса, E_L [Дж]	40
Длина волны лазера, λ_L [мкм]	0.8
Размер пятна лазерного импульса, $\sigma_{p,0}$ [мкм]	7.6
Продольный размер лазерного импульса, σ_l [мкм]	4333
Длительность лазерного импульса [пс]	14.4
N_e	10^8
Заряд пучка, Q [пКл]	16
Угол коллимации, $\gamma\theta_c$	0.4

Глава 5

Расчет комптоновского источника гамма-квантов ИКИ НЦФМ

Проект источника комптоновского излучения Национального Центра Физики и Математики (ИКИ НЦФМ) [18] ставит своей целью создание источника нового поколения с широким диапазоном энергий фотонов и рекордными характеристиками. Ожидается активное применение этого источника в ряде фундаментальных и прикладных областей, включая медицинскую диагностику [110], материаловедение и фундаментальные исследования в ядерной физике (см., например, [2, 18]).

Целью данной главы является исследование нелинейных аспектов эффекта Комптона при разработке узкополосных источников гамма-излучения, генерируемого при взаимодействии электронных пучков с лазерными импульсами, при параметрах, релевантных для ИКИ НЦФМ. В главе приводятся оценки выхода фотонов, относительной ширины спектра, а также влияния параметров лазерных и электронных пучков на эти характеристики. Особое внимание уделяется слабонелинейному режиму эффекта Комптона, в котором световое давление на электроны значимо, но не доминирует, а квантовые эффекты пренебрежимо малы.

Исследование включает как аналитические расчеты, так и численное моделирование, позволяющее точнее описать процессы генерации гамма-излучения и оптимизировать параметры системы для достижения оптимальной эффективности. В главе рассматриваются различные сценарии взаимодействия, включая использование моделей идеальных и реалистичных электронных пучков, а также различных энергетических режимов лазерных импульсов. Результаты данного исследования могут способствовать разработке узкополосных гамма-источников с улучшенными характеристиками, что открывает перспективы

для их широкого применения в науке и технике.

Для получения узкополосного источника необходима коллимация – при рассеянии строго назад в телесном угле с раствором $1/\gamma$ лежит половина всех фотонов, но и ширина спектра составляет около 50%. Угол коллимации оценивается как:

$$\gamma\theta_c = \sqrt{\kappa}, \tag{5.1}$$

где κ – желаемая относительная ширина источника. В случае идеальных пучков с нулевым эмиттансом после коллимации останется $(3/2)\kappa$ от всех рассеянных фотонов, что является разумной оценкой при разработке источника.

Основной вклад в ширину спектра вносят энергетический разброс и угловая расходимость электронного пучка, энергетический разброс (ширина спектра) лазерного пучка и вклад от нелинейного пондеромоторного уширения, который зависит от a_0. Ниже подробнее обсудим влияние лишь этих факторов, хотя при использовании достаточно плотных электронных пучков свой вклад может вносить и многократное рассеяние фотонов на нескольких электронах. Оценить минимальную ширину спектра можно следующей формулой:

$$\kappa_{\min} \approx \sqrt{\left(\frac{2\sigma_\gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n}{\sigma_{\perp,e}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_L}{4\pi\sigma_{l,p}}\right)^2 + \left(\frac{a_0^2}{2}\right)^2}, \tag{5.2}$$

где ϵ_n – нормализованный эмиттанс электронного пучка.

Нелинейное пондеромоторное уширение возникает за счет того, что даже при небольших значениях a_0 на электрон действует световое давление, которое его “подтормаживает” в процессе взаимодействия [42, 69, 111]. Эффект пондеромоторного уширения продемонстрирован на Рис. 5.1, где представлен нормализованный спектр рассеяния гауссового (по времени) плоских лазерных импульсов с амплитудами $a_0 = 0.01$ (штриховая линия) и $a_0 = 0.06$ (сплошная линия) строго назад на электроне. Несмотря на то, что при $a_0 = 0.06$ уширение невелико и равно примерно 0.2%, при создании источников с шириной менее одного

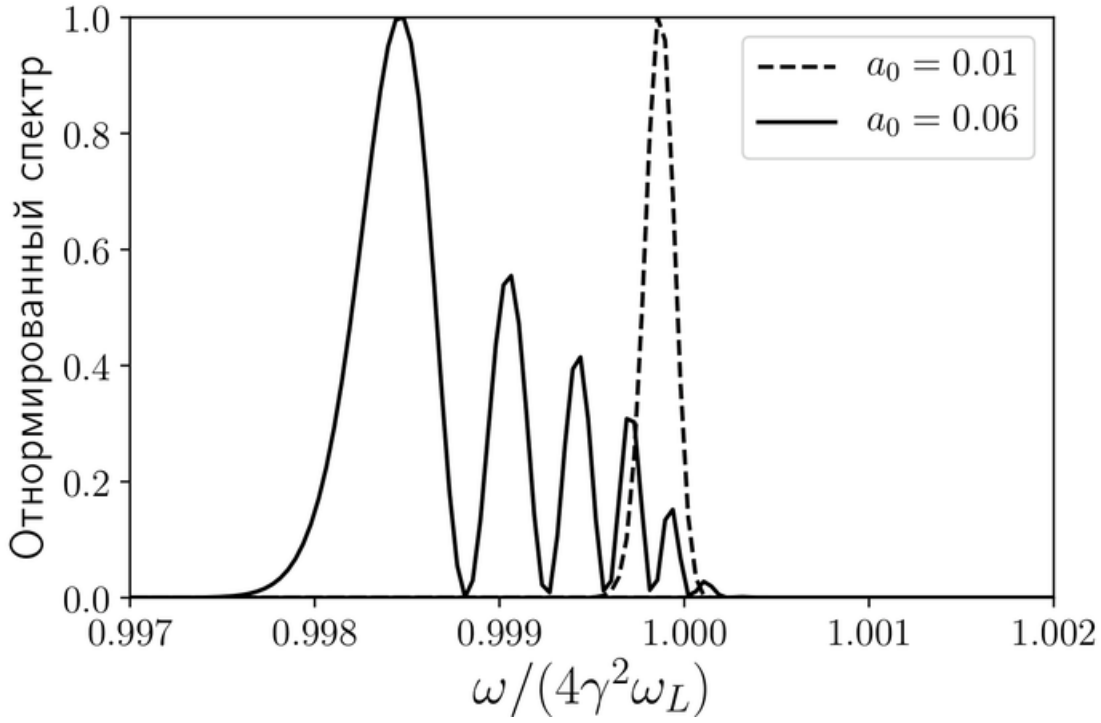


Рис. 5.1. Отнормированный спектр фотонов, рассеянных строго назад из лазерного импульса с длиной волны 1 мкм, гауссовой огибающей и длительностью $\sigma_{l,p}/c = 3.3$ пс,на одиночном электроне. Пунктирная линия соответствует безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 = 0.01$, сплошная линия – $a_0 = 0.06$.

процента этот эффект придется учитывать даже при использовании лазерных импульсов таких не очень больших амплитуд [111]. В последнее время появились работы, предлагающие методы подавления пондеромоторного уширения даже при амплитудах $a_0 > 1$. Большинство предложенных методов основано на использовании чирпированных импульсов [44, 72, 112–115]. Часть из них основана на линейной оптике и может быть реализована в ближайшее время, в том числе в рамках проекта ИКИ НЦФМ. Это позволило бы использовать лазерные импульсы с большим значением a_0 для значительного увеличения выхода фотонов. Вопросы нелинейного эффекта Комптона будут рассмотрены в дальнейших главах.

5.1. Численное моделирование источника гамма-излучения НЦФМ

Используем теперь формулы (2.13) и (2.14) для оценки полного выхода фотонов, а также формулу (5.2) для оценки минимальной ширины спектра источника, и проведем сравнение с численным моделированием с использованием кода VDSR [68].

5.1.1. Электронный пучок с нулевым эмиттансом

В качестве примера сперва рассмотрим идеализированный случай электронного пучка с нулевыми продольным и поперечным эмиттансом. Это по сути означает, что весь заряд пучка сосредоточен в одной частице без разброса по энергии и углам. В оптимальном случае, задаваемом формулами (2.18) и (2.20) при расчете по формулам (2.13) и (2.14) мы должны получить максимальный выход фотонов, приблизительно равный результату из формулы (2.19). Энергию лазерного импульса примем равной 1 Дж, $E_L[\text{Дж}] = 1$. Результаты расчетов по формулам из Главы 2 представлены на Рис. 5.2. Левый график показывает полное число рассеянных фотонов как функцию поперечного размера лазерного пучка $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ для разных значений a_0: $a_0 = 0.01$ (линия синего цвета), $a_0 = 0.05$ (линия оранжевого цвета) и $a_0 = 0.07$ (линия зеленого цвета). Видно, что для каждого значения a_0 существует оптимальное значение $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$, при котором выход фотонов максимален. Это значение соответствует формуле (2.18), а число рассеянных фотонов в оптимальном случае соответствует формуле (2.19). Также хорошо заметно, что в оптимальном случае количество рассеянных фотонов растет с ростом a_0. Черными крестиками обозначены результаты расчета количества рассеянных фотонов с помощью кода VDSR для $a_0 = 0.07$ и соответствующих остальных параметров. Результаты расчетов совпадают с аналитическими оценками.

На Рис. 5.2 справа представлена зависимость минимальной относительной

спектральной ширины источника от $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ при разных значениях a_0. При малых значениях $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ наибольший вклад в относительную ширину дает нелинейность, но при зафиксированном a_0 по мере увеличения $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ падает длительность лазерного импульса, а значит, все большую роль начинает играть ширина спектра самого лазерного импульса, что хорошо видно на графике.

На Рис. 5.3 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 графиках представлен угловой диапазон $\gamma\theta$ от 0 до 0.1, что, тем не менее, позволяет рассчитать полный выход фотонов в угол 4π, используя тот факт, что в относительной ширине κ находится примерно $3/2\kappa$ всех фотонов. Эти расчеты также представлены на Рис. 5.2 черными крестиками. На Рис. 5.3 также видно влияние нелинейности и длительности лазерного импульса на минимальную относительную ширину спектра (спектр строго назад нарисован сплошной белой линией). Штрихованный отрезок отмечает среднеквадратичную ширину спектра, равную 0.3%.

Пусть проводится коллимация фотонов, рассеянных в углы $\gamma\theta < 0.1$, где $\theta = 0$ означает рассеяние строго назад. Тогда, после суммирования результатов, представленных на Рис. 5.3 по углам, получаем энергетический спектр коллимированных фотонов. Результаты показаны на Рис. 5.4. Видно, что в данном случае получается относительная ширина спектра около одного процента, дальнейшая коллимация позволяет получить меньшую относительную ширину, однако при этом количество фотонов будет уменьшаться, что показано штрихованными линиями на том же рисунке. В хорошем согласии с аналитическими предсказаниями, оптимальным при $a_0 = 0.07$ и энергии лазерного импульса 1 Дж значением поперечного размера лазерного пучка является $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 10$. Учитывая ограничения по нелинейности, в рассматриваемом случае идеального точечного электронного пучка при энергии лазерного импульса 1 Дж, полное количество рассеянных фотонов может достигать $2 \cdot 10^9$, а в относительной ши-

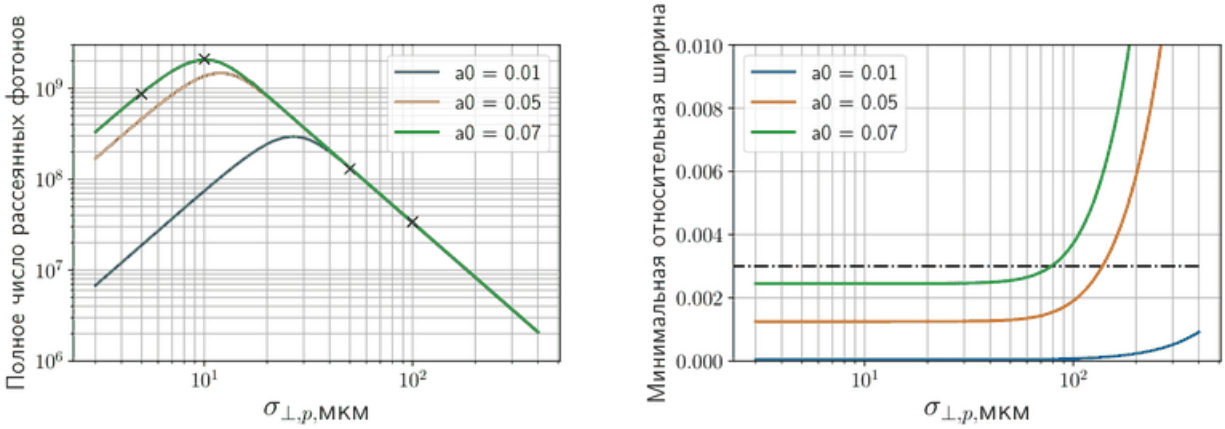


Рис. 5.2. Слева: полное число рассеянных фотонов как функция поперечного размера лазерного пучка для разных значений a_0 (сплошные линии). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.07$. Энергия лазерного импульса равна 1 Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена нелинейностью, а дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности.

рине 0.3% – порядка $9 \cdot 10^6$. Таким образом, простые аналитические формулы из Главы 2 могут использоваться для оценки выхода фотонов на источнике ИКИ НЦФМ, а код VDSR может использоваться для уточнения оценки, расчета более реалистичных конфигураций, включая негауссовы пучки, а также для учета нелинейности.

5.1.2. Реалистичный электронный пучок

Рассмотрим теперь более реалистичный электронный пучок с ненулевым энергетическим разбросом и ненулевым поперечным эмиттансом. Как видно из формулы (5.2), в случае неидеального электронного пучка значительный вклад в ширину линии вносят энергетический и угловой разброс электронов. Основные параметры пучка, используемые в расчетах, приведены в таблице 5.1. Бета-функция электронного пучка $\beta_e^\star$ принята равной 2 метрам. Далее приведем результаты расчетов для двух сценариев, отличающихся энергией рассеиваемого лазерного импульса.

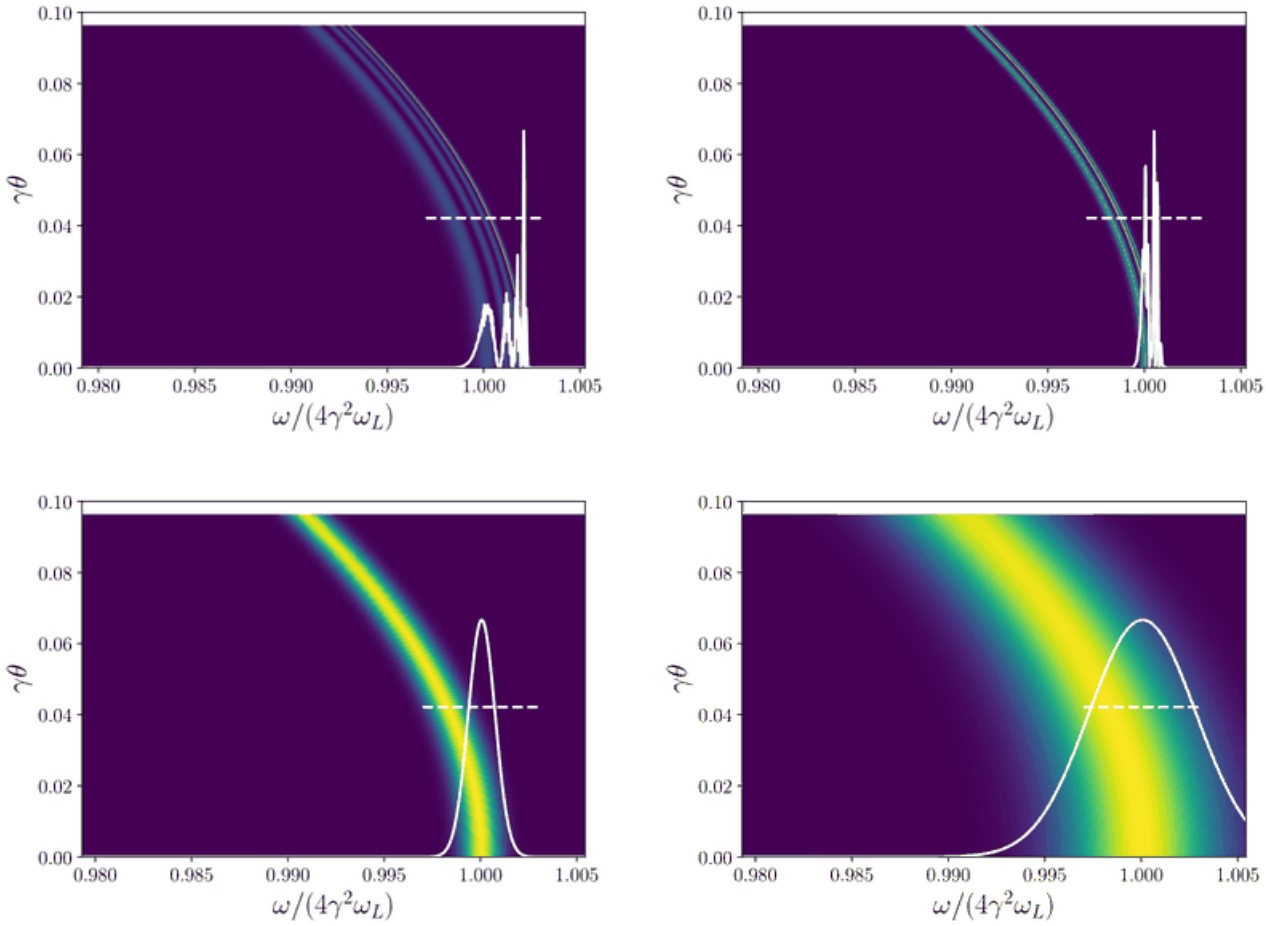


Рис. 5.3. Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.07$ на идеальном пучке электронов с энергией 2 ГэВ. a) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 5$, b) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 10$ (оптимальное значение), c) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 50$, d) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 100$. Белая сплошная линия на каждом графике показывает спектр рассеяния строго назад в произвольных единицах, штрихованный отрезок служит для иллюстрации среднеквадратичного отклонения равного 0.3%.

Энергия лазерного импульса 1 Дж

Результаты расчетов полного числа и минимальной ширины спектра рассеянных фотонов для лазерного импульса с энергией 1 Дж и параметров электронного пучка из Табл. 5.1 представлены на Рис. 5.5. Сплошные линии соответствуют аналитическим расчетам для неидеального электронного пучка, штрих-пунктирные линии представляют расчеты для идеального пучка. Аналитические расчеты проводились по формулам из Главы 2. В случае неидеального пучка максимальное полное количество рассеянных фотонов ниже из-за геометрических эффектов, которые, однако, перестают играть роль при $\sigma_{\perp,p} > 30$ мкм.

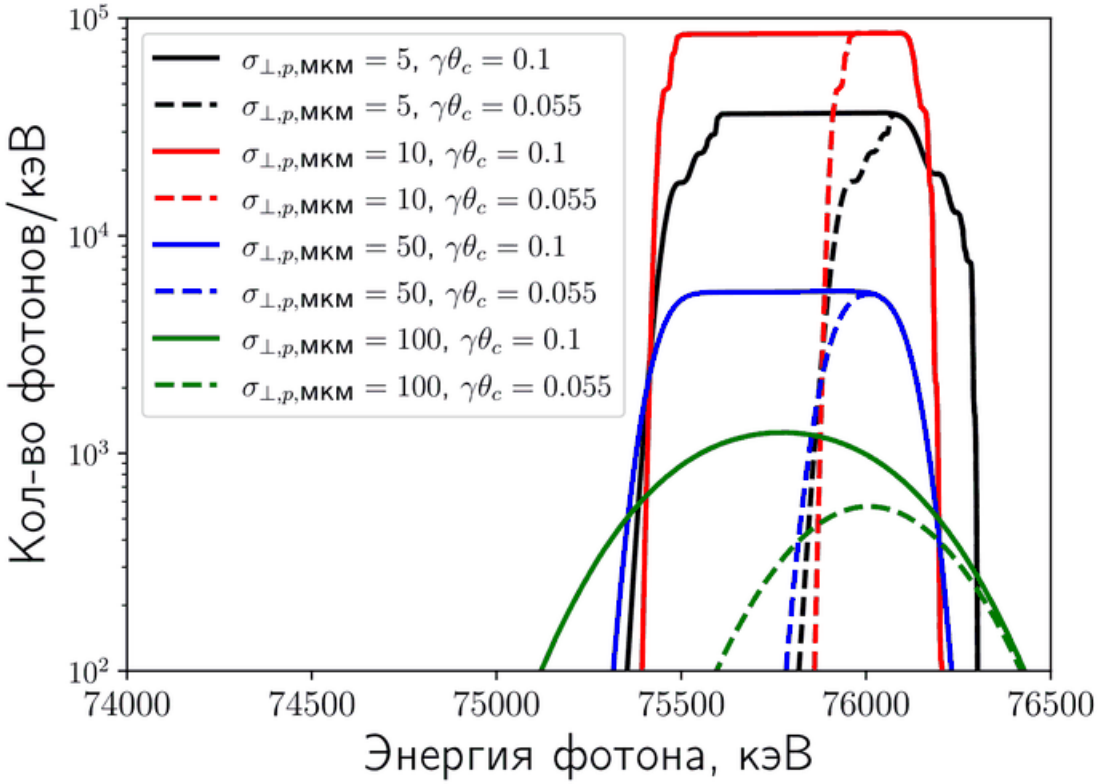


Рис. 5.4. Энергетический спектр рассеянных фотонов при энергии лазерного импульса 1 Дж, $a_0 = 0.07$ для разных значений $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ и двух разных углов коллимации: $\gamma\theta_c = 1$ (сплошные линии) и $\gamma\theta_c = 0.055$ (штриховые линии). В согласии с уравнением (2.18) оптимальное значение $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ равно 10. В этом случае число фотонов при относительной ширине спектра $\kappa = 0.3\%$ равно $9 \cdot 10^6$.

Таблица 5.1. Типовые параметры электронного пучка линейного ускорителя ИКИ НЦФМ [18], 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

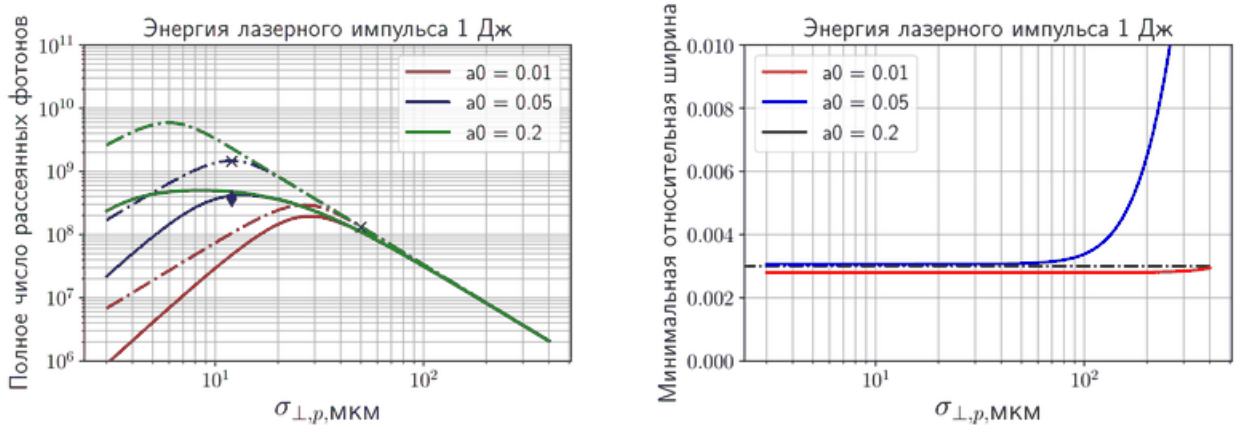


Рис. 5.5. Слева: полное число рассеянных фотонов как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0 (сплошные линии для неидеального электронного пучка с параметрами из Табл. 5.1, штрих-пунктирные линии для идеального пучка). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.05$ (крестики для идеального пучка, ромбы для неидеального пучка). Энергия лазерного импульса $E_L = 1$ Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена в основном эмиттансом электронного пучка, а ее дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности. Минимальная относительная ширина спектра при $a_0 = 0.2$ значительно больше 0.3% (штрихпунктирная линия) и не представлена в диапазоне графика.

Отметим, что для выбранных параметров электронного пучка, которые ограничены из-за желаемой малой ширины спектра рассеянных фотонов, наращивание амплитуды лазерного импульса a_0 не приводит к росту максимального числа фотонов. Например, при $a_0 = 0.2$ (зеленая линия) максимально возможное число рассеянных фотонов приблизительно равно числу фотонов для $a_0 = 0.05$. Поэтому, чтобы использовать идею об увеличении выхода фотонов за счет увеличения a_0, необходимо либо ослабить условия на ширину линии, либо использовать лазерные импульсы с большей энергией, что будет показано ниже. На Рис. 5.5 также представлены результаты расчетов кодом VDSR (крестики для идеального электронного пучка, ромбы для случая неидеального электронного пучка). Аналитические расчеты согласуются с численными расчетами излучения вдоль траекторий частиц. Анализ минимальной относительной ширины

спектра рассеянных фотонов на Рис. 5.5 показывает, что при заданных параметрах электронного пучка максимально возможная безразмерная амплитуда лазерного импульса $a_0 = 0.05$. Более высокое значение амплитуды (без использования специальных методов) приводит к дополнительному уширению спектра за пределы желаемого значения 0.3%.

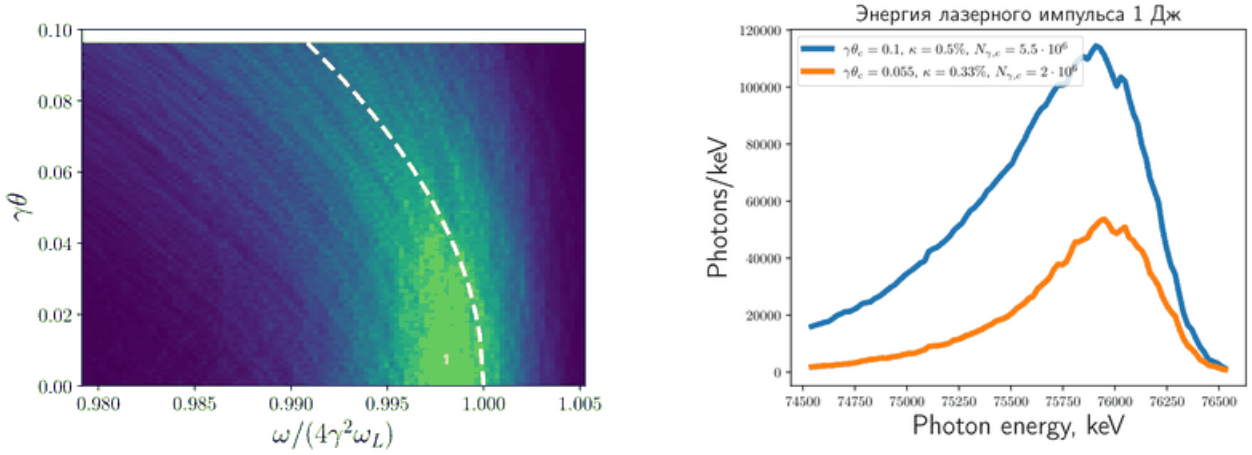


Рис. 5.6. Слева: энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.05$ на пучке электронов с параметрами, приведенными в Табл. 5.1. Белая штриховая линия обозначает спектр в случае идеального электронного пучка и бесконечно длинного лазерного импульса. Справа: энергетические спектры фотонов при разной коллимации. В легенде приведены значения относительной среднеквадратичной ширины спектра и количества фотонов в этой ширине.

На Рис. 5.6 представлены расчеты кодом VDSR, а именно энергетический и угловой спектр рассеянных фотонов, а также энергетический спектр фотонов при двух разных углах коллимации $\gamma\theta_c = 0.1$ и $\gamma\theta_c = 0.055$. Последнее значение соответствует уравнению (5.1) для относительной ширины $\kappa = 0.3\%$. Для подсчета ширины получаемого спектра фотонов часто используют полную ширину на половине высоты (FWHM, full-width half maximum). Если разделить FWHM ширину на 2.34, то получим оценку для среднеквадратичной ширины. В относительную среднеквадратичную ширину 0.33% попадает $2 \cdot 10^6$ фотонов, а в 0.5% – $5.5 \cdot 10^6$ фотонов. Полное число фотонов рассеянных в угол 4π равно примерно $4 \cdot 10^8$.

Энергия лазерного импульса 20 Дж

Аналогичные расчеты можно провести для лазерных импульсов с любой энергией. Для энергии $E_L = 20$ Дж результаты представлены на Рис. 5.7 и 5.8. Отметим, что по сравнению со случаем лазерного импульса с энергией 1 Дж, в данном случае геометрические эффекты оказывают меньшее влияние, и наращивание безразмерной амплитуды a_0 приводит к увеличению выхода фотонов. Например, увеличение амплитуды a_0 до 0.2 приводит к удвоению 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. 5.1 энергетический спектр фотонов после коллимации представлен справа на Рис. 5.8. В данном случае в относительную среднеквадратичную ширину 0.44% попадает уже $5.6 \cdot 10^7$ рассеянных фотонов, а в 0.31% – $2 \cdot 10^7$ фотонов. Полное количество фотонов рассеянных в угол 4π равно примерно $4.4 \cdot 10^9$.

5.2. Выводы

В данной главе проведено исследование нелинейных аспектов эффекта Комптона при проектировании и использовании узкополосных источников гамма-излучения, генерируемого при столкновениях электронных пучков с лазерными импульсами. Основное внимание уделялось оценке выхода фотонов и ширины спектра в слабонелинейном режиме, а также влиянию параметров лазерных и электронных пучков на эти характеристики.

Полученные результаты показывают, что для оптимизации выхода фотонов и минимизации ширины спектра важно правильно выбирать параметры лазерного импульса и электронного пучка. В частности, максимальный выход фотонов достигается при определенных значениях поперечного размера лазерного пучка, которые зависят от безразмерной амплитуды лазерного импульса

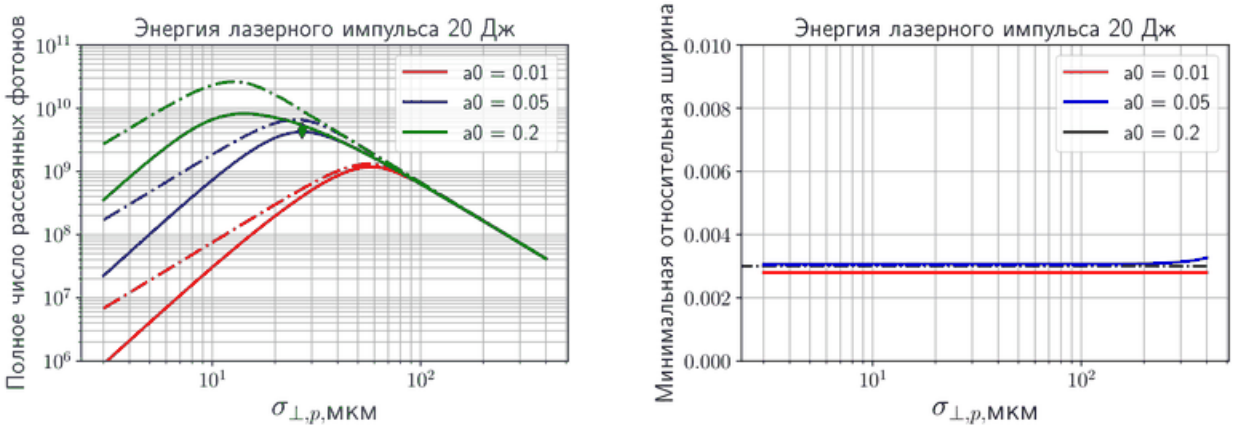


Рис. 5.7. Слева: полное число рассеянных фотонов как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0 (сплошные линии для неидеального электронного пучка с параметрами из Табл. 5.1, штрих-пунктирные линии для идеального пучка). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.05$. Энергия лазерного импульса равна 20 Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена в основном эмиттансом электронного пучка, а дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности. Минимальная относительная ширина спектра при $a_0 = 0.2$ значительно больше 0.3% и не представлена в диапазоне графика.

a_0. При этом, с увеличением интенсивности лазерного импульса и, соответственно, значения a_0, возрастает выход фотонов, но из-за нелинейных эффектов также растет и ширина спектра.

Численное моделирование с использованием кода VDSR подтвердило аналитические предсказания и показало хорошее согласие результатов с аналитическими оценками в широком диапазоне параметров. В частности, для идеального электронного пучка количество рассеянных фотонов соответствует расчетам по аналитическим формулам, а для реалистичных электронных пучков удалось учесть геометрические эффекты и энергетический разброс.

Перспективы реализации эффекта Комптона в сильнонелинейном режиме открывают новые возможности для создания мощных узкополосных источников гамма-излучения. Это может быть реализовано при использовании современных мощных лазерных систем совместно с ускорителями электронов, таки-

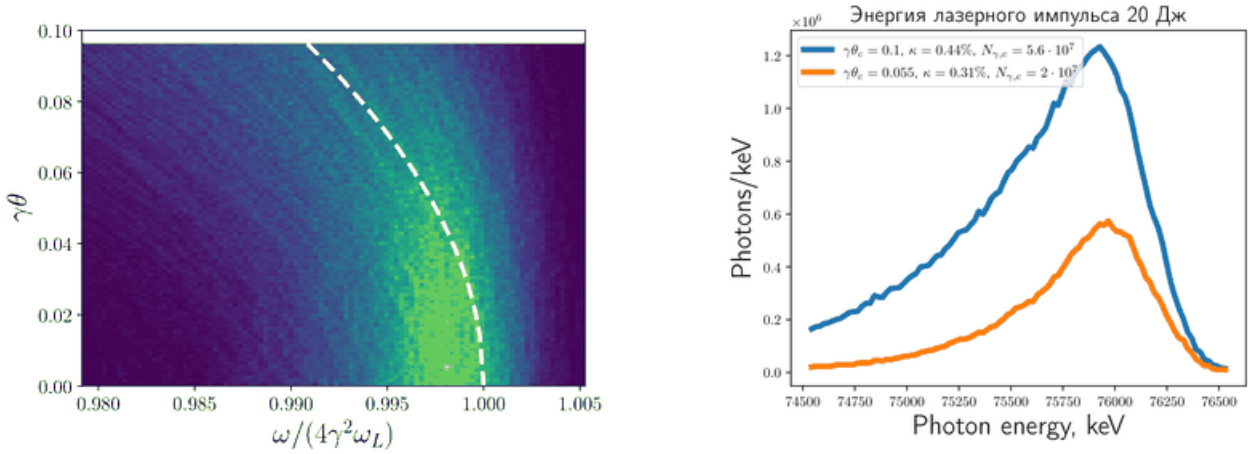


Рис. 5.8. Слева: Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.05$ на пучке электронов с параметрами, приведенными в Табл. 5.1. Белая штриховая линия обозначает спектр в случае идеального электронного пучка и бесконечно длинного лазерного импульса. Справа: Энергетические спектры фотонов при разной коллимации. В легенде приведены значения относительной среднеквадратичной ширины спектра и количества фотонов в этой ширине.

ми как НЦФМ.

В заключение, данное исследование демонстрирует важность учета нелинейных эффектов и оптимизации параметров лазерных и электронных пучков для разработки эффективных источников гамма-излучения. Полученные результаты могут стать основой для дальнейших разработок и улучшения характеристик гамма-источников.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [18, 116].

Глава 6

Нелинейный эффект Комптона

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 [111]. 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 пренебрегали магнитной составляющей силы Лоренца или, что то же самое, 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 [63]. С классической точки зрения, нелинейное Комптоновское (Томсоновское) рассеяние сродни излучению вигглера, методы расчета и в большой степени количественные результаты аналогичны [30]. С точки зрения квантовой электродинамики нелинейное однофотонное рассеяние Комптона [43] – процесс первого порядка теории возмущений, но волновая функция электрона "одета" сильным электромагнитным полем, то есть является решением уравнения Дирака $\left(i\partial\!\!\!/ - eA\!\!\!/ - m\right)\Psi = 0$ в плоской классической электромагнитной волне с векторным потенциалом A (здесь A – 4-вектор, а перечеркивание означает слэш-обозначение Фейнмана). Диаграмма процесса нелинейного однофотонного рассеяния Комптона представлена на Рис. 6.1, двойная сплошная линия обозначает волновую функцию электрона "одетого" электромагнитной волной, часто также называемую "волковской" волновой функцией [117]. Такой подход широко используется в задачах квантовой электродинамики в сильных полях [117, 118].

Нелинейное однофотонное рассеяние Комптона – это довольно хорошо

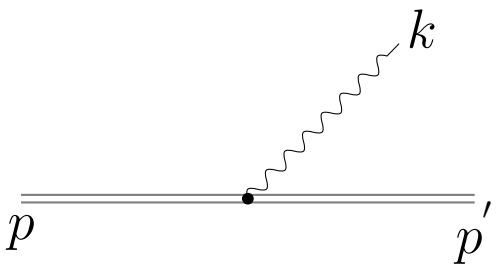


Рис. 6.1. Фейнмановская диаграмма нелинейного однофотонного рассеяния Комптона.

изученный процесс с классической и квантовой точек зрения, как в электромагнитных волнах с прямоугольной огибающей (в том числе и с бесконечной длительностью), так и в ограниченных лазерных пучках с плавными огибающими [32, 38–41, 63, 65, 66, 69, 73, 118–125]. В рамках этой работы мы ограничимся рассмотрением случаев, когда безразмерная амплитуда рассеиваемого лазерного импульса не слишком большая – порядка единицы. Записывая закон сохранения энергии-импульса в нелинейном случае [119], для "лобового" столкновения электрона с плоской волной можно получить следующее выражение для энергии фотона рассеянного на n-той гармонике:

$$\hbar\omega_{\gamma,n} \approx \frac{4\gamma^2 n\hbar\omega_0}{1+\frac{a_0^2}{2}+\gamma^2\theta^2+n\chi}, \tag{6.1}$$

где $\chi = \frac{4\gamma\hbar\omega_0}{mc^2}$, γ - релятивистский Лоренц-фактор электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, ω_0 - частота падающего фотона, 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. При получении выражения (6.1) полагалось, что рассеиваемый импульс длинный (или бесконечный) и его амплитуда a_0 постоянна. В этом случае также можно записать следующее выражение для количества фотонов, которое излучает один электрон в относительную ширину линии, равную ширине спектра рассеиваемого циркулярно поляризованного лазерного импульса ("натуральную", то есть равную $1/N_0$, где N_0 - число периодов

лазерного поля)

$$N_{\gamma,\text{natural}} \approx \pi\alpha \frac{a_0^2}{1+a_0^2}, \tag{6.2}$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Можно сделать следующие выводы. Во-первых, электрон не может излучить более $\pi\alpha \approx 0.023$ фотонов в “натуральную” линию, дальнейший рост a_0 приводит к перераспределению рассеянных фотонов в гармоники основной линии. При $a_0 \gg 1$ спектр нелинейного однофотонного комптоновского рассеяния становится синхротронным, то есть широким и непригодным для узкополосных источников гамма излучения. Во-вторых, при увеличении a_0 растет количество фотонов рассеянных в “натуральную” линию (квадратично при $a_0 \ll 1$) и насыщается при величинах безразмерной амплитуды электромагнитной волны $a_0 \sim 2$. Это значит, что для создания более ярких источников узкополосного гамма излучения имеет смысл увеличивать безразмерную величину a_0 вплоть до величин порядка единицы - двойки. К сожалению, представленные формулы справедливы для лазерных импульсов с прямоугольной огибающей, создание таких импульсов с большой амплитудой a_0 чрезвычайно затруднено и пока не продемонстрировано. Для лазерных импульсов с плавной огибающей, например гауссовой, ситуация меняется драматически, что будет показано ниже.

Упомянем экспериментальные работы по нелинейному рассеянию Комптона, которые были проведены на стандартных ускорителях. В работе 1983 года [126] 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 [127] ($a_0 = 0.35$), [128] ($a_0 = 0.7$) и [129] ($a_0 = 1$) при рассеянии импульса CO_2 лазера на электронном пучке с энергией порядка 60 МэВ. В работе [130] продемонстрированы нелинейные эффекты в рассеянии Комптона на электро-

нах в плазме. В работе [131], 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. Безразмерная амплитуда лазерного импульса (длина волны 1054 на основной частоте и 527 нм на второй гармонике) достигала величины $a_0 = 0.6$, измерялся только спектр электронов. Стоит упомянуть, что в настоящее время из-за простоты синхронизации и удобства большинство экспериментальных работ по нелинейному рассеянию Комптона проводится с использованием электронов из лазерно-плазменного ускорителя. В работах [132, 133] упомянуты первые экспериментальные измерения проявления нелинейности в рассеянии Комптона на электронах, ускоренных в плазме, безразмерная амплитуда равнялась $a_0 = 2$ в работе [132] и $a_0 = 0.9$ в работе [133]. Отметим, что в первой из указанных работ спектр рассеянных фотонов был широким и доходил до 18 МэВ, а вторая работа представляла измерения в рентгеновском диапазоне, причем спектр фотонов был квази-моноэнергетическим. В работе [133] также были продемонстрированы зависимость энергии рассеянных фотонов от a_0 и генерация второй гармоники. В работах [134, 135] использовались рассеивающие лазерные импульсы с $a_0 \sim 10$, а широкий спектр фотонов простирался вплоть до нескольких десятков МэВ. Отметим, что в работе [134] также была продемонстрирована угловая зависимость фотонного спектра от a_0 ($\sigma_{\theta,\gamma} \propto \sqrt{1 + a_0^2/2}/\gamma$), что может использоваться для диагностики величины a_0 в экспериментах. Во всех работах по нелинейному рассеянию Комптона активно обсуждается и демонстрируется возможность увеличения яркости комптоновских источников при увеличении a_0.

На данный момент источников рентгеновского и гамма излучения на основе нелинейного рассеяния Комптона, которые бы регулярно и активно использовались как центры коллективного пользования, не создано, хотя нелинейные эффекты, конечно, приходится учитывать при создании узкополосных источников, особенно с относительной шириной линии менее одного процента [111].

6.1. Общие формулы для расчета излучения электрона

6.1.1. Формулы для расчета излучения

В данной главе мы ограничимся классической электродинамикой. Излучение электрона движущегося по произвольной траектории находится по хорошо известным потенциалам Лиенара-Вихерта. В случае, когда краевые эффекты не важны (см. Главу 3), энергетический и угловой спектр излучение задан формулой [31]:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c}\left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{n}\times(\mathbf{n}\times\boldsymbol{\beta})\, e^{i\omega\left(t-\frac{\mathbf{nr}}{c}\right)}dt\right|^2, \tag{6.3}$$

где d^2I – энергия, излучаемая в диапазон частот $d\omega$ и элемент телесного угла $d\Omega$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор, направленный от положения электрона к детектору, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор электрона. Легко показать, что изучение интеграла сводится к нескольким шагам:

- раскрытие выражений для различных углов;
- расчет интеграла

$$\mathbf{U} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\beta} e^{i\omega\left(t-\frac{\mathbf{nr}}{c}\right)}dt. \tag{6.4}$$

Распишем необходимые выражения для учета угла наблюдения. В сферических координатах детектор в дальней зоне задается двумя углами θ, ϕ. Распишем в явном виде единичные вектора в сферических координатах:

$$\mathbf{n} = \sin\theta\cos\phi\mathbf{e_x} + \sin\theta\sin\phi\mathbf{e_y} + \cos\theta\mathbf{e_z} \tag{6.5}$$

$$\mathbf{e}_\theta = \cos\theta\cos\phi\mathbf{e_x} + \cos\theta\sin\phi\mathbf{e_y} - \sin\theta\mathbf{e_z} \tag{6.6}$$

$$\mathbf{e}_\phi = \sin\phi\mathbf{e_x} - \cos\phi\mathbf{e_y}. \tag{6.7}$$

Тогда,

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{r} = x\sin\theta\cos\phi + y\sin\theta\sin\phi + z\cos\theta. \tag{6.8}$$

Для упрощения выражения для двойного векторного произведения в интеграле излучения, воспользуемся стандартной формулой из векторного анализа:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}) = \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) - \boldsymbol{\beta}. \tag{6.9}$$

Любой вектор можно также разложить по единичным векторам сферической системы координат, для $\boldsymbol{\beta}$ можно записать:

$$\boldsymbol{\beta} = \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) + \mathbf{e}_\theta(\mathbf{e}_\theta \cdot \boldsymbol{\beta}) + \mathbf{e}_\phi(\mathbf{e}_\phi \cdot \boldsymbol{\beta}). \tag{6.10}$$

Теперь легко заметить, что

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}) = -\mathbf{e}_\theta(\mathbf{e}_\theta \cdot \boldsymbol{\beta}) - \mathbf{e}_\phi(\mathbf{e}_\phi \cdot \boldsymbol{\beta}), \tag{6.11}$$

то есть излучение под любым углом наблюдения математически можно представить как излучение в двух взаимно ортогональных направлениях, что является удобным для изучения поляризации.

Таким образом, уравнение (6.3) можно переписать следующим образом:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2 c} \left|\mathbf{I}_\theta + \mathbf{I}_\phi\right|^2, \tag{6.12}$$

где

$$\mathbf{I}_\theta = -\mathbf{e}_\theta(\mathbf{e}_\theta \cdot \mathbf{U}) = -\mathbf{e}_\theta(U_x \cos\theta\cos\phi + U_y \cos\theta \sin\phi - U_z \sin\theta), \tag{6.13}$$

$$\mathbf{I}_\phi = -\mathbf{e}_\phi(\mathbf{e}_\phi \cdot \mathbf{U}) = -\mathbf{e}_\phi(U_x \sin\phi - U_y \cos\phi). \tag{6.14}$$

6.1.2. Выражения для излучения электрона в плоской волне для безразмерных величин

При выводе и исследовании движения электрона и его излучения в поле плоской волны оказывается удобным работать в безразмерной системе величин. Излучение дается следующими формулами:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{\tilde{\kappa}}{4\pi^2}\omega^2 \left|\mathbf{I}_\theta + \mathbf{I}_\phi\right|^2 = \frac{\tilde{\kappa}}{4\pi^2}\omega^2 \left|\mathbf{I}\right|^2, \tag{6.15}$$

$$\mathbf{U} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\beta} e^{i\omega(t-\mathbf{nr})} dt, \tag{6.16}$$

где все величины безразмерны, кроме I и $\tilde{\kappa}$, которые заданы в эргах, $\tilde{\kappa} = \frac{e^2\omega_L}{c}$.

Приведем также удобную формулу для подсчета энергетического и углового спектра фотонов (хотя, строго говоря, в классической электродинамике фотонов нет):

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\omega \left|\mathbf{I}_\theta + \mathbf{I}_\phi\right|^2. \tag{6.17}$$

6.1.3. Траектория электрона в поле плоской электромагнитной волны

В классической электродинамике движение электрона в поле плоской электромагнитной волны хорошо изучено. Рассмотрим общие формулы для излучения электрона в поле плоской волны для случая, когда электрон изначально покоится. Это позволяет обсудить основные закономерности и характеристики излучения, а переход в систему, в которой электрон движется является технической и легко решаемой задачей (преобразование Лоренца). В данном разделе будем пренебрегать силой радиационного трения, так что движение электрона описывается уравнением Лоренца. Для изначально покоящегося электрона и для электромагнитной волны, падающей на электрон со стороны $z \to -\infty$, можно сразу записать два интеграла движения:

$$u_\perp = a_\perp \tag{6.18}$$

$$\gamma - u_z = 1. \tag{6.19}$$

Последнее уравнение можно также записать в следующем виде:

$$u_z = \frac{a_\perp^2}{2}. \tag{6.20}$$

Здесь безразмерные величины: $u_\perp$ – любая компонента безразмерного импульса электрона, перпендикулярная оси z (оси распространения лазерного импульса), $a_\perp$ – любая перпендикулярная компонента нормированного векторного потенциала лазерного импульса, а u_z – продольная компонента безразмерного импульса электрона. Здесь мы используем безразмерное собственное время τ и безразмерную координату z.

Координаты электрона даются следующими выражениями:

$$t(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} \gamma(\tau')d\tau' \tag{6.21}$$

$$x(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} a_x(\tau')d\tau' \tag{6.22}$$

$$y(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} a_y(\tau')d\tau' \tag{6.23}$$

$$z(\tau) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\tau} a_\perp(\tau')^2 d\tau' \tag{6.24}$$

$$\tag{6.25}$$

причем собственное время $\tau = t - z(\tau)$ в случае плоской волны бегущей вдоль оси z и без учета силы радиационного трения.

6.1.4. Рассеяние строго назад

Особенно часто мы будем использовать формулы для случая рассеяния строго назад, так как этот случай наиболее просто позволяет описать основные характеристики нелинейного эффекта Комптона, такие как, пондеромоторное уширение и генерацию гармоник высокого порядка. В этом случае $\theta = \pi$, $\sin\theta = 0$, $\cos\theta = -1$, а угол ϕ может быть выбран любым образом. Получаем:

$$\mathbf{n} = -\mathbf{e_z} \tag{6.26}$$

$$\mathbf{e}_\theta = -\mathbf{e_x} \tag{6.27}$$

$$\mathbf{e}_\phi = -\mathbf{e_y} \tag{6.28}$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} = t + z = \tau + 2z. \tag{6.29}$$

Излучение электрона при рассеянии строго назад задается следующей формулой:

$$\left.\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{\tilde{\kappa}\omega^2}{4\pi^2}\left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_\perp(\tau) e^{i\omega[\tau+2z(\tau)]} d\tau\right|^2. \tag{6.30}$$

Подставляя сюда уравнения (6.18) и (6.24) получаем:

$$\left.\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{\tilde{\kappa}\omega^2}{4\pi^2}\left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{a}_\perp(\tau) e^{i\omega\left[\tau+\int\limits_{-\infty}^{\tau} a_\perp^2(\tau')d\tau'\right]} d\tau\right|^2. \tag{6.31}$$

6.2. Пондеромоторное уширение линии излучения

Как было упомянуто ранее, наличие плавной, например гауссовой огибающей у мощных лазерных импульсов приводит к драматическому отличию от случая прямоугольной огибающей. Уравнение (6.1) для энергии рассеянного фотона записано для случая лазерного импульса с прямоугольной (или бесконечной) огибающей с безразмерной амплитудой a_0. В случае плавной огибающей, в уравнении (6.1) рассеиваемая частота $\omega_{\gamma,n}$ зависит от того, в какой момент (при каком мгновенном значении амплитуды лазерного импульса) происходит акт рассеяния. Говоря языком классической электродинамики, сила светового давления действующая на электрон неоднородна и зависит от текущего значения электрического поля – электрон чувствует световое давление и "замедляется" (в лабораторной системе отсчета) сильнее в центре лазерного импульса, где амплитуда выше, чем на краях лазерного импульса, где амплитуда маленькая.

Это приводит к, так называемому, пондеромоторному уширению линии рассеяния и ее гармоник – при рассеянии лазерного импульса с плавной огибающей на релятивистском электроне спектр n-й гармоники, рассеянной в строго обратном направлении, простирается от $4\gamma^2 n\hbar\omega_0/\left(1+a_0^2/2+n\chi\right)$ до $4\gamma^2 n\hbar\omega_0/\left(1+n\chi\right)$. Таким образом, спектр излучения (основной линии и каждой из гармоник) при нелинейном комптоновском рассеянии лазерного импульса с плавной огибающей не узкополосный, а обладает относительной шириной $\sim a_0^2/2$ в случае линейной и $\sim a_0^2$ в случае циркулярной поляризации рассеиваемого импульса.

В качестве иллюстрации эффекта пондеромоторного уширения линии рассеяния на Рис. 6.2 представлены спектры излучения рассеянного строго назад для лазерных импульсов линейной поляризации с разными огибающими (прямоугольная и гауссова) и разными амплитудами ($a_0 = 0.01$ и $a_0 = 1$). Параметры подобраны так, что суммарная энергия импульса с прямоугольной огибающей равна суммарной энергии гауссовского импульса с той же амплитудой. На Рис. 6.2 для случая гауссовского импульса с амплитудой a_0 (черная линия) помимо пондеромоторного уширения линии видна также интерференция в спектре основной линии рассеяния. Это следствие того факта, что для лазерного импульса с плавной огибающей вероятность получить после акта рассеяния фотон с определенной энергией может иметь резкий максимум дважды за импульс – один раз при растущей интенсивности и один раз при спадающей. При подсчете матрицы рассеяния эти два возможных акта рассеяния входят в расчет с фазами, зависящими от положения частицы, поэтому для разных энергий рассеянных фотонов возможна как конструктивная, так и деструктивная интерференция в спектре рассеяния [38, 39, 69, 73]. Иллюстрация этого эффекта приведена на Рис. 6.3.

Пондеромоторное уширение линии рассеяния – известная проблема в нелинейном комптоновском рассеянии импульсов с плавной огибающей и является одной из главных причин, по которым не существует экспериментов по демонстрации узкополосных (с относительной шириной $<10\%$) источников для рас-

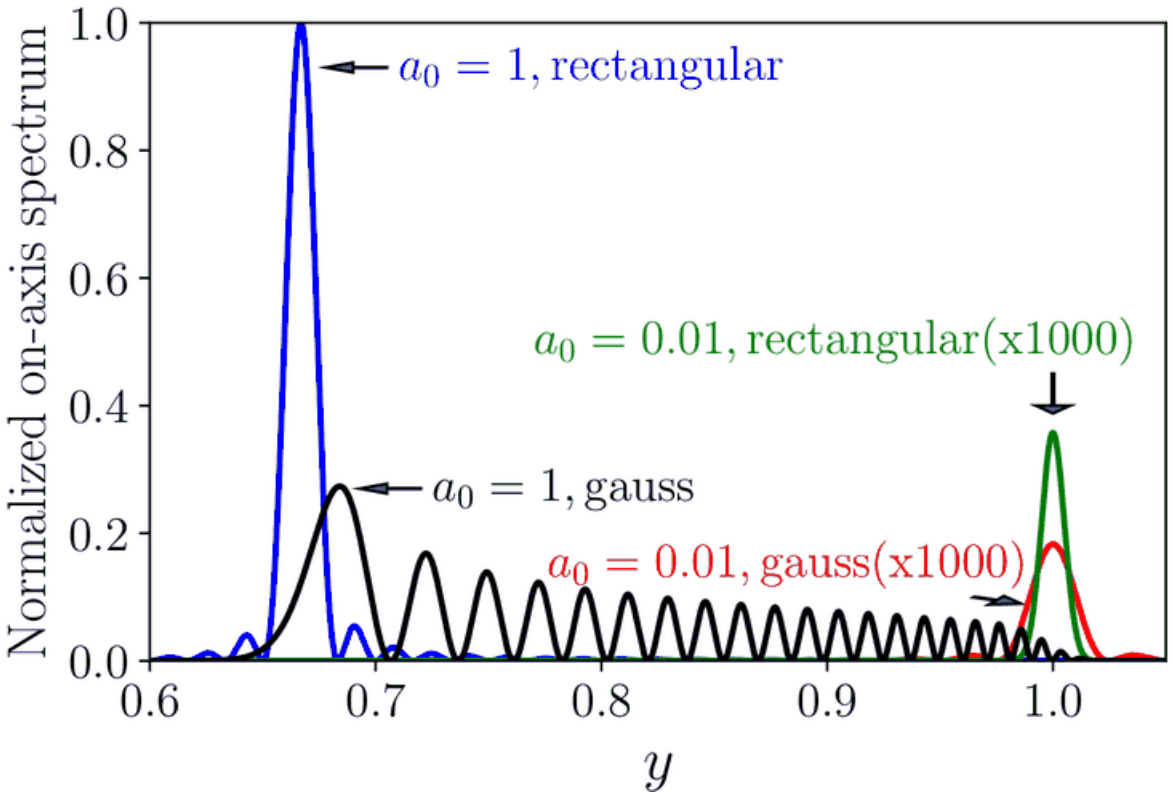


Рис. 6.2. Спектры обратного рассеяния Комптона (на оси) как функции безразмерной энергии $y = \frac{\omega_\gamma}{4\gamma^2\omega_0}$ для лазерных импульсов с разными огибающими (прямоугольная: $a_0 = 1$ – синий цвет, $a_0 = 0.01$ – зеленый цвет; Гауссова: $a_0 = 1$ – черный цвет, $a_0 = 0.01$ – красный цвет). Все спектры нормированы на пиковое значение осевого спектра для прямоугольной огибающей с $a_0 = 1$.

сеиваемых лазерных импульсов с $a_0 \sim 1$. Все существующие источники для ядерной фотоники на текущий момент работают в линейном режиме, хотя слабонелинейные эффекты учитываются [111].

Точная форма спектра зависит от длительности лазерного импульса, формы его огибающей и интенсивности и может быть рассчитана из хорошо известного закона движения свободного электрона в плоской электромагнитной волне [31, 46, 63]. Энергетический и угловой спектр рассеянной строго назад энергии для изначально покоящегося электрона в поле плоской электромагнитной волны задан уравнением (6.31).

Для циркулярно-поляризованного лазерного импульса векторный потен-

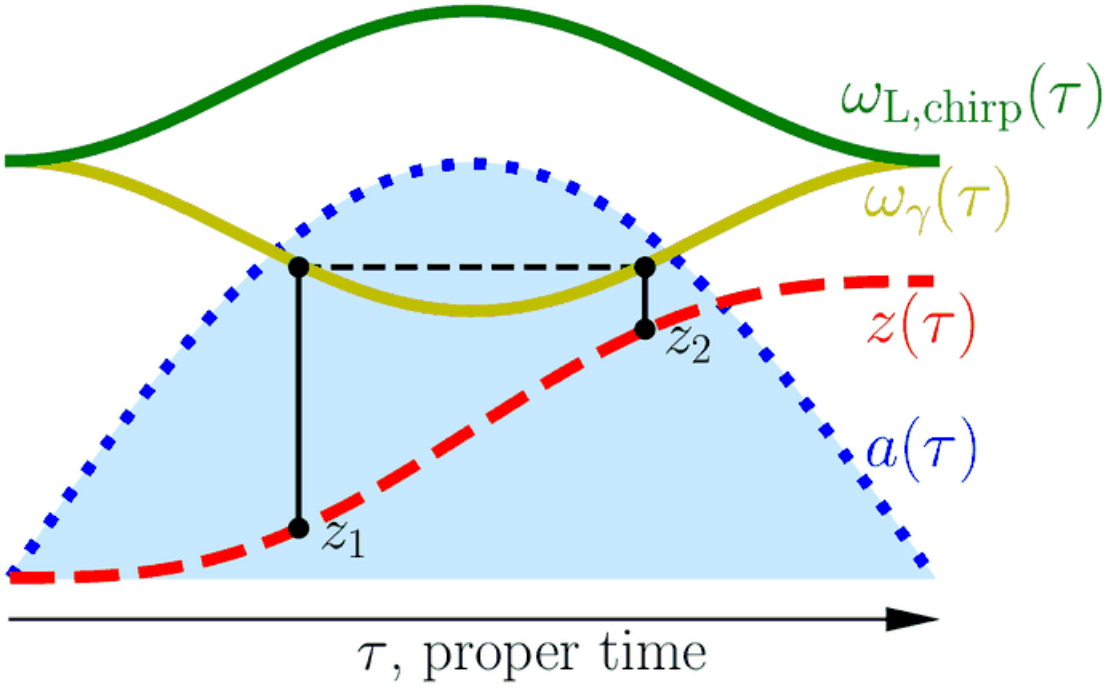


Рис. 6.3. Качественная иллюстрация механизма уширения и формирования полос в нелинейном отклике электрона на сильную электромагнитную волну. Лазер падает на электрон с левой стороны (из $z \to -\infty$). Как функции времени, синяя линия и заштрихованная область представляют огибающую лазерного импульса, зеленая линия показывает частоту отраженной волны в соответствии с ур. (6.35), а красная пунктирная линия показывает продольную координату электрона.

циал лазерного импульса можно выразить как:

$$\mathbf{a}_\perp(\tau) = \frac{1}{2} a(\tau)\, \boldsymbol{\varepsilon}\, e^{i\varphi(\tau)} + \text{c.c.}, \tag{6.32}$$

где $a(\tau) = a_0 g(\tau)$ – огибающая функция импульса, $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{e_x} + i\mathbf{e_y}$ введено для учета круговой поляризации, а $\varphi(\tau)$ - зависящая от времени фаза лазерного импульса. Мы будем называть $\omega_i(\tau) = \frac{d\varphi}{d\tau}$ - мгновенной частотой импульса. В случае лазерного импульса с постоянной частотой ω_0 фаза лазерного импульса просто задается как $\varphi(\tau) = \omega_0 \tau$. Из-за нашего выбора единиц измерения, $\omega_0 = 1$, но мы сохраняем ее в этих уравнениях, чтобы облегчить рассмотрение случаев с чирпированными лазерными импульсами или случаев, когда исполь-

зуются лазерные импульсы с разными цветами. Для циркулярно-поляризованной волны с какой-то огибающей $g(\tau)$ можно для спектра рассеяния строго назад записать выражение:

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{a_0^2\tilde{\kappa}\omega^2}{4\pi^2}\left|\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau)e^{i\omega\left[\tau+a_0^2\int_{-\infty}^{\tau} g^2(\tau')d\tau'\right]-i\varphi(\tau)}d\tau\right|^2. \tag{6.33}$$

Интегралы такого типа можно асимптотитечки исследовать с помощью метода стационарной фазы. Необходимо найти точки “стационарной фазы”, где подинтегральное выражение не осциллирует, и интеграл “набирает” значение. Точки стационарной фазы имеют место быть в случае, когда производная выражения в экспоненте в этих точках равна 0. В случае интеграла в уравнении (6.33) условие нахождения точек стационарной фазы можно написать в виде $\omega(1+a_0^2g(\tau^*)^2)-\frac{d\varphi}{d\tau}(\tau^*)=0$ или в более привычной форме

$$\omega(\tau^*) = \frac{\frac{d\varphi}{d\tau}(\tau^*)}{1+a_0^2g(\tau^*)^2}. \tag{6.34}$$

В случае квази-монохроматического импульса $\varphi(\tau)=\omega_0\tau$ и выражение упрощается:

$$\omega(\tau^*) = \frac{\omega_0}{1+a_0^2g(\tau^*)^2}. \tag{6.35}$$

Обсудим смысл и последствия формул (6.34) и (6.35). Только те частоты ω для которых найдутся точки стационарной фазы τ^* (их может быть несколько) будут представлены в спектре рассеяния, в противном случае вклад мал. Например, если огибающая константа, то источник будет монохроматичным с частотой $\omega_0/(1+a_0^2)$. Это хорошо известный результат, и он ничем не отличается от классических выражений для излучения ондулятора и вигглера [30] (в этом случае обычно вместо a_0 используется сила ондулятора K). Если огибающая не константная, то может существовать несколько стационарных точек, вклад от которых необходимо считать с учетом фазы. Этот случай схематически представлен на Рис. 6.3.

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:

$$a(\tau) = a_0 \sin\left[\frac{\pi\tau}{\tau_L}\right], \qquad 0 < \tau < \tau_L, \tag{6.36}$$

где τ_L – безразмерная длительность лазерного импульса (такая, что $\tau_L/2\pi$ дает длительность лазерного импульса в единицах лазерных периодов). Аналитически и численно было также проверено, что использование других огибающих лазерных импульсов приводит к аналогичным результатам [66, 69]. Для импульса с огибающей, заданной уравнением (6.36), координата z электрона может быть аналитически найдена из уравнения (6.24)

$$z(\tau) = \frac{a_0^2}{4}\left(\tau - \frac{\tau_L}{2\pi}\sin\frac{2\pi\tau}{\tau_L}\right). \tag{6.37}$$

Спектр излучения рассеянного строго назад света можно тогда переписать в следующем виде

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{\tilde{\kappa}\omega^2}{\omega_0^2}\frac{a_0^2}{2\pi^2}N_0^2\left|\int_0^{2\pi}\sin\left(\frac{\xi}{2}\right)\sin\left(N_0\xi\right)e^{i\rho\,N_0\xi - i\chi\sin\xi}d\xi\right|^2, \tag{6.38}$$

где

$$N_0 = \frac{\omega_0\tau_L}{2\pi}, \quad \chi = \frac{\omega a_0^2\tau_L}{4\pi}, \quad \rho = \frac{\omega}{\omega_0}\left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right). \tag{6.39}$$

Численное интегрирование этих уравнений может быть использовано для демонстрации зависимости спектра от a_0, как показано на цветном изображении спектра рассеяния строго назад на Рис. 6.4 (слева). Спектры получены путем численного интегрирования ур. (6.38) для различных a_0 (вертикальная ось) и для лазерного импульса 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. Основной пик спектра смещен в красную область, а его положение задается ур. (6.1) (показано пунктирной линией на рис. 6.4 (слева)).

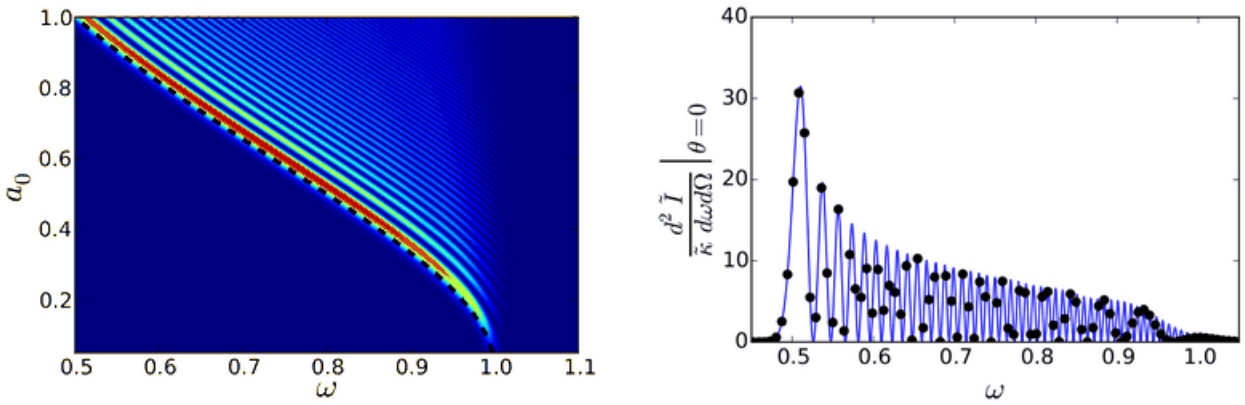


Рис. 6.4. Слева: Спектры излучения на оси, показанные в зависимости от амплитуды лазерного импульса a_0 (вертикальная ось). Спектры представлены в произвольных единицах, рассчитаны численным интегрированием уравнения (6.38). Длительность лазерного импульса составляет $\tau_L = 600$. Чёрная пунктирная линия показывает красное смещение пика спектра согласно уравнению (6.1). Справа: Спектр излучения на оси для $a_0 = 1$, полученный из аналитического выражения уравнения (6.40) (чёрные кружки) для частот, при которых порядок функции Бесселя, заданный уравнением (6.41), является целым числом, наложен на полный спектр, рассчитанный численным интегрированием (синяя линия).

Хотя численное интегрирование спектра рассеянных фотонов в случае нелинейного эффекта Комптона уже проводилось ранее, аналитические решения важны для понимания механизмов уширения и разработки методов компенсации уширения. Раскрывая синусоидальные функции с помощью формулы Эйлера, можно аналитически вычислить интеграл и получить выражение для спектра рассеяния:

$$\left.\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \tilde{\kappa}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{a_0^2}{8} N_0^2 \left|J_n(\chi) - J_{n-1}(\chi)\right|^2, \tag{6.40}$$

где J_n – функция Бесселя, а

$$n = N_0(\rho - 1) + \frac{1}{2}. \tag{6.41}$$

Здесь мы пренебрегли двумя малыми членами, которые заданы функциями Бесселя с порядками $N_0(\rho+1) \pm \frac{1}{2}$, потому что обычно для $\tau_L \gg 2\pi/\omega_0$ значение $N_0 \gg 1$, и функции Бесселя с такими порядками очень малы в интересующем диапазоне частот.

Важно отметить, что решение действительно только для подмножества всех ω, где порядок n является целым числом. В принципе, интеграл в уравнении (6.38) является одним из (табличных) интегралов Шлефли, но для простоты мы оставляем (табличные) функции Бесселя. Это не изменяет качества представленных результатов. Для других значений ω требуется численное интегрирование уравнения (6.38). Рис.6.4 (справа) отображает спектр для $a_0 = 1$ и лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$. Черные точки показывают аналитическое решение из уравнения(6.40) для частот ω, которые делают порядок n целым числом. Можно видеть, что аналитическое решение очень хорошо совпадает с численным интегрированием (синяя линия). Хотя аналитическое решение предоставляет только дискретный набор точек, оно хорошо очерчивает форму спектра и дает его пиковое значение и ширину, которые являются наиболее важными параметрами для многих приложений. Это особенно актуально, потому что во многих приложениях источников фотонов на основе комптоновского рассеяния мелкомасштабная интерференционная картина, наблюдаемая для одного электрона, будет сглажена из-за ненулевого энергетического разброса электронного пучка. Аналитические выражения позволяют нам оценить уширение и дают инструмент для изучения методов управления пондеромоторным уширением.

Уширение спектра для “подготовленного” ондулятора

Пондеромоторное уширение и структура линии нелинейного Комптона не были измерены экспериментально. Можно получить аналогичный эффект используя подготовленный ондулятор (tapered undulator) [136]. Схематически идея представлена на Рис. 6.5.

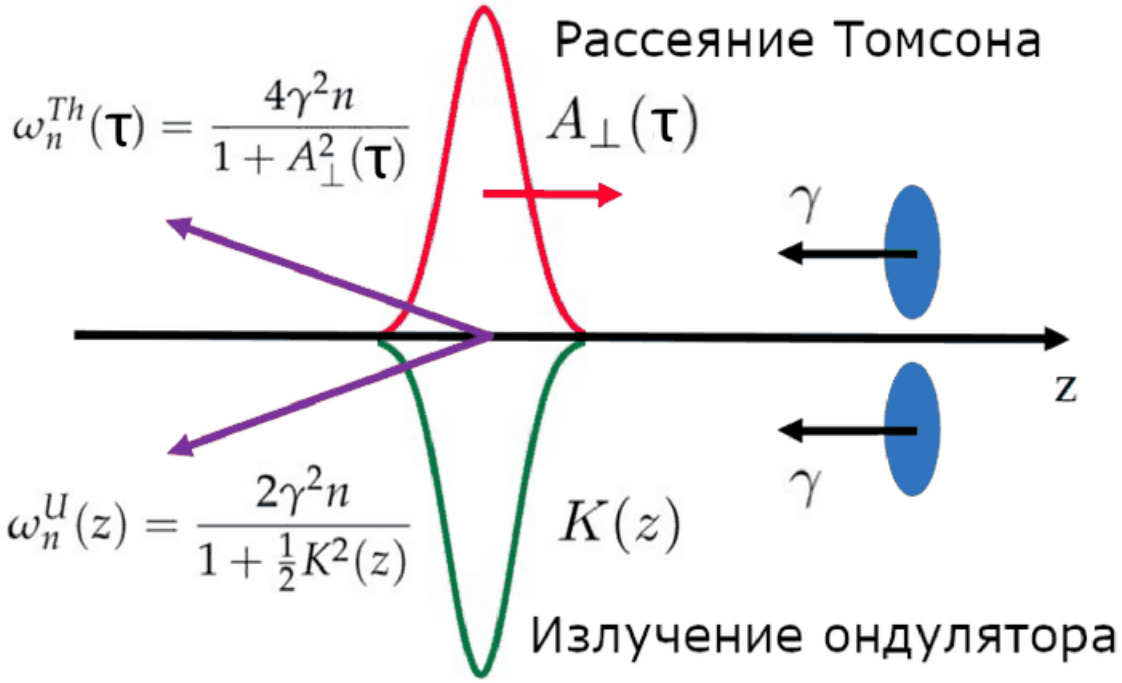


Рис. 6.5. Набросок (вверху) задачи о рассеянии Комптона и (внизу) задачи об излучении в ондуляторе [136]. Синие эллипсы соответствуют пучкам электронов, распространяющимся в направлении $-z$. В случае рассеяния Комптона лазерный импульс с временной огибающей (красный) движется навстречу пучку электронов, в то время как "подготовленный" ондулятор (зеленый) находится в состоянии покоя. Рассеянное излучение изображено фиолетовыми стрелками вместе с выражениями для частот испускаемых гармоник. $K(z) = Kg(z)$, для линейной поляризации $A_\perp(\tau) = \frac{1}{2}a_0 g(\tau)$, $\tau = t - z$, n – нечетное целое число, обозначающее номер гармоники. Испускаемые частоты отличаются только коэффициентом масштабирования, равным 2.

Электроны движутся в направлении $-z$, навстречу лазерному импульсу с временной огибающей, что аналогично случаю, когда пучок электронов движется через конический ондулятор, находящийся в состоянии покоя (см. Рисунок 6.5). Будем в этом подразделе использовать лазерные импульсы с временной огибающей:

$$g(z) = 1 - \frac{2|z|}{\tau_L}\Delta, \quad z \in \left[-\frac{\tau_L}{2}, \frac{\tau_L}{2}\right], \tag{6.42}$$

где $\tau_L = 2\pi N_0$ – длина лазерного импульса, N_0 обозначает количество периодов,

$\Delta \in [0, 1]$ – коэффициент конусности. Эта временная огибающая соответствует полю ондулятора $\mathbf{B} = (0, B_0 g(z) \cos z, 0)$, которое может быть получено путем соединения положительного (с увеличивающимся K) и отрицательного конических ондуляторов. $\Delta = 1$ (треугольная оболочка) является предельным случаем рассматриваемой функции, соответствующим бесконечно большому начальному поперечному зазору между магнитами, в то время как $\Delta = 0$ (прямоугольный импульс) соответствует обычному (неконическому) ондулятору.

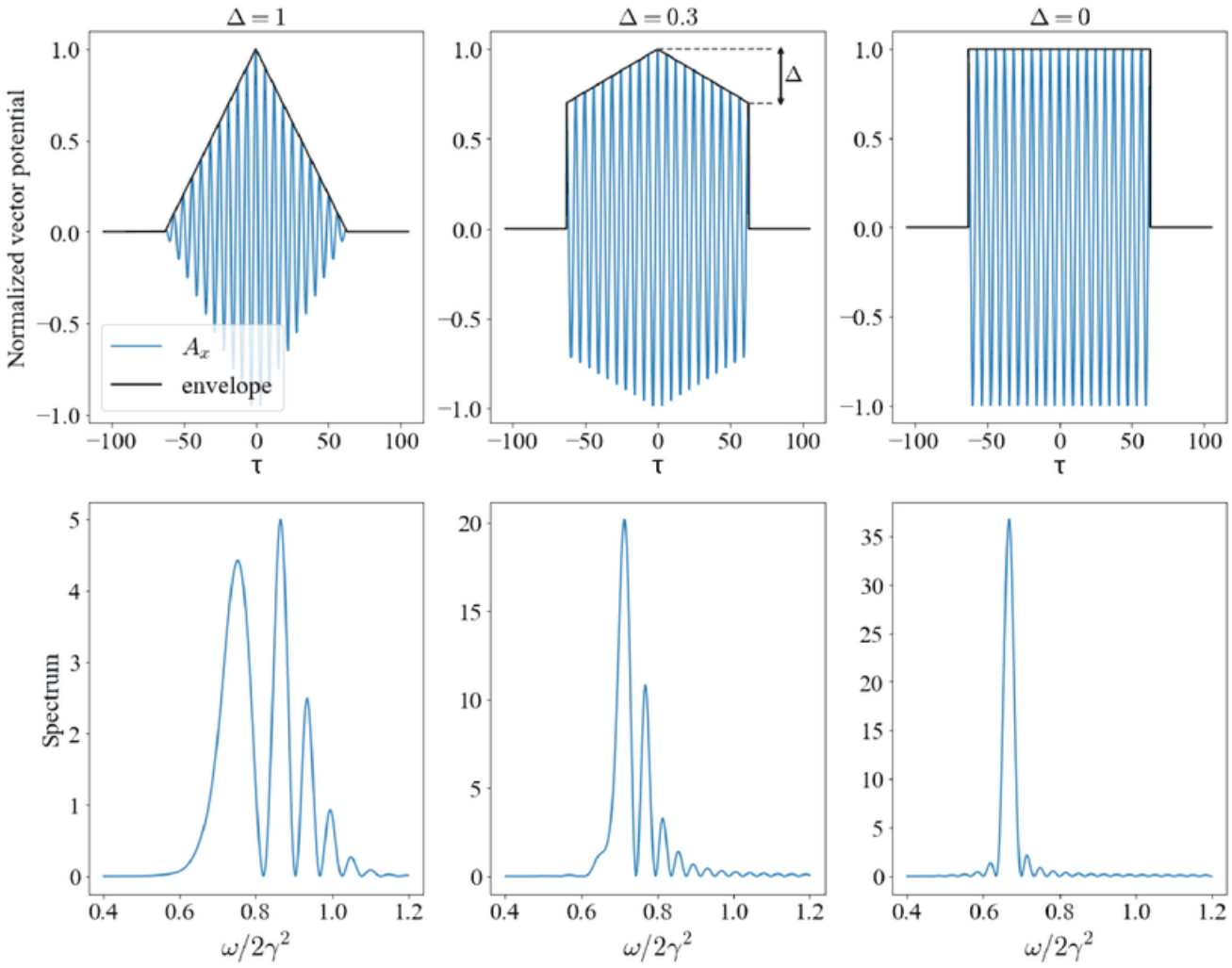


Рис. 6.6. (Вверху) Нормированный векторный потенциал лазерного импульса имитирующего ондулятор с огибающей. (Внизу) Соответствующий спектр обратно рассеянного излучения от одного электрона. Параметры лазерного импульса: $K = 1.0, N_0 = 20$. Представленные коэффициенты конусности: $\Delta = 1, 0.3, 0$. При больших коэффициентах конусности спектр более расширен, и можно наблюдать более выраженную интерференционную картину из-за большей вариации амплитуды поля лазера.

На Рисунке 6.6 показаны нормированные векторные потенциалы и соответствующие спектры обратного рассеяния от одного электрона на лазерном импульсе для различных коэффициентов конусности ($\Delta = 1, 0.3, 0$). Интенсивность поля ($K = 1.0, N_0 = 20$) достаточно велика, чтобы интерференционная картина из-за пондеромоторного уширения была четко видна, но при этом мала, чтобы гармоники не перекрывались друг с другом. Основная линия излучения для типичных ондуляторов лежит в кэВ-ном диапазоне, следовательно, данный спектр может быть детально разрешен современными детекторами, и интерференционную структуру можно измерить в эксперименте.

Мы заинтересованы в интерференционной картине, которая становится более широкой при увеличении Δ (Рисунок 6.6). Типичные конические ондуляторы для приложений в лазерах на свободных электронах имеют относительно низкие коэффициенты конусности порядка $1 - 5\%$ или меньше [137, 138]. В этом случае интерференционная картина достаточно слаба, то есть для наших целей требуются сильно конические ондуляторы. Таким образом, детальную интерференционную структуру спектра обратного рассеяния Комптона можно проверить с использованием конических ондуляторов.

6.3. Генерация гармоник высокого порядка

Помимо пондеромоторного уширения линии излучения в случае лазерных импульсов с временной огибающей описанного в предыдущем разделе, характерной особенностью нелинейного эффекта Комптона является генерация гармоник высокого порядка [63]. Рассмотрим сначала взаимодействие покоящегося электрона с плоской произвольно поляризованной электромагнитной волной с прямоугольной огибающей длительностью N_0 периодов, причем будем рассматривать рассеяние строго назад. Для траектории электрона можем написать следующие выражения:

$$u_x = a_0 \cos\tau, \tag{6.43}$$

$$u_y = a_0\delta \sin\tau, \tag{6.44}$$

$$u_z = \frac{a_0^2}{4}\left((1+\delta^2) + (1-\delta^2)\cos 2\tau\right). \tag{6.45}$$

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

$$x = a_0 \sin\tau, \tag{6.46}$$

$$y = a_0\delta(1-\cos\tau), \tag{6.47}$$

$$z = \frac{a_0^2}{4}\left((1+\delta^2)\tau + (1-\delta^2)\frac{\sin 2\tau}{2}\right). \tag{6.48}$$

Используя уравнение (6.30) для расчета спектра рассеяния строго назад, а также формулу Эйлера и разложение Якоби-Ангера, после некоторых несложных алгебраических выкладок получаем:

$$\left.\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=\pi} = \frac{a_0^2 N_0^2 \tilde{\kappa}\omega^2}{8}\left(|I_x|^2 + |I_y|^2\right), \tag{6.49}$$

$$I_x = \sum_{n=1}^{+\infty}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\left(J_{\frac{n-1}{2}}(\alpha_z) - J_{\frac{n+1}{2}}(\alpha_z)\right)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}), \tag{6.50}$$

$$I_y = -i\delta\sum_{n=1}^{+\infty}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\left(J_{\frac{n-1}{2}}(\alpha_z) + J_{\frac{n+1}{2}}(\alpha_z)\right)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}), \tag{6.51}$$

$$\tilde{\omega} = \omega\left(1 + \frac{1}{2}a_0^2(1+\delta^2)\right) - n, \tag{6.52}$$

$$\alpha_z = \frac{1}{4}\omega a_0^2(1-\delta^2), \tag{6.53}$$

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 $\delta = 0$ и, исходя из уравнения (6.52), в рассеянном свете

появляется набор гармоник с центрами в

$$\omega_n = \frac{n}{1 + \frac{1}{2}a_0^2}, \tag{6.54}$$

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

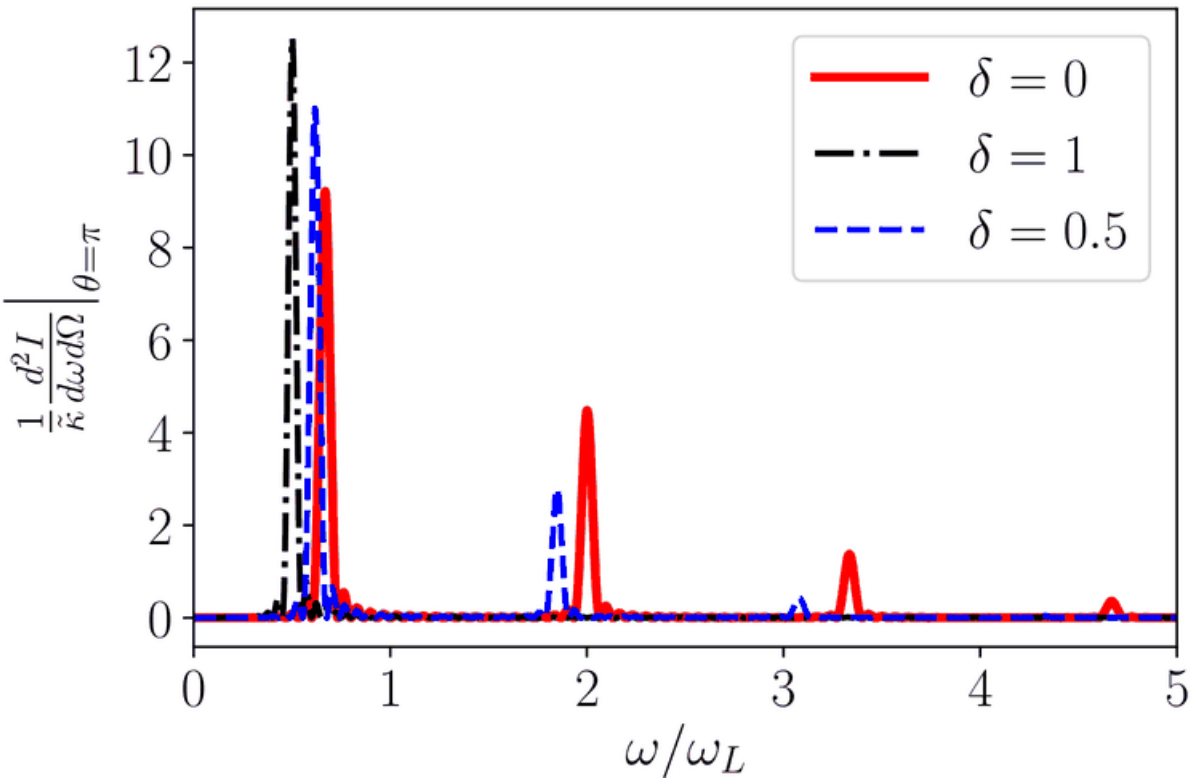


Рис. 6.7. Спектр рассеяния строго назад при взаимодействии плоской волны с прямоугольной огибающей с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$ для разных поляризаций: $\delta = 0$ (линейная поляризация, красная линия), $\delta = 0.5$ (эллиптическая поляризация, синяя линия) и $\delta = 0$ (циркулярная поляризация, черная линия). В случае циркулярной поляризации гармоник не возникает.

Спектр рассеяния строго назад, расчитанный по формуле (6.49) для электромагнитной волны с $a_0 = 1$, $N_0 = 10$ и разных поляризаций (параметр δ) представлен на Рис. 6.7. Видно, что при строго циркулярной поляризации гармоники не возникают. Также показаны гармоники для линейной ($\delta = 0$) и эллиптической ($\delta = 0.5$) поляризации. Далее мы используем этот факт для генерации гамма-гребенки с помощью метода поляризационного окна (polarization

gating). Отметим также, что в случае прямоугольной огибающей электромагнитной волны пондеромоторное уширение не проявляется и основная линия, и гармоники остаются узкими.

Генерация гармоник с орбитальным угловым моментом

Рассмотрим взаимодействие циркулярно поляризованной волны с прямоугольной огибающей с изначально покоящимся электроном. Как было показано выше, гармоник в рассеянии строго назад не наблюдается. В то же время гармоники будут появляться под углом. В этом случае необходимо воспользоваться формулами для расчета излучения для всех углов, например уравнением (6.15). Минуя выкладки, которые основаны на формуле Эйлера и разложении Якоби-Ангера, получаем следующие выражения (похожие выражения даны в работах [139, 140]):

$$\tilde{\omega} = \omega\left(1 + a_0^2 \sin^2\frac{\theta}{2}\right) - n, \quad (6.55)$$

$$I_\theta = -\frac{2\omega N_0}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^{+\infty} e^{in\phi}\left(\frac{n\cos\theta}{\omega\sin\theta} - \frac{1}{2}a_0^2\sin\theta\right) J_n(\omega a_0 \sin\theta)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}) = \\ = \sum_{n=1}^{+\infty} C_\theta e^{in\phi}, \quad (6.56)$$

$$I_\phi = \frac{2\omega N_0}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^{+\infty} e^{in\phi}(-ia_0) J_n'(\omega a_0 \sin\theta)\mathrm{sinc}(\pi N_0\tilde{\omega}) = \sum_{n=1}^{+\infty} C_\phi e^{in\phi}. \quad (6.57)$$

Перейдем в декартовы координаты:

$$I_x = I_\theta \cos\theta\cos\phi - I_\phi \sin\phi, \quad (6.58)$$

$$I_y = I_\theta \cos\theta\sin\phi + I_\phi \cos\phi, \quad (6.59)$$

$$I_z = -I_\theta \sin\theta. \quad (6.60)$$

Тогда для вектора $\mathbf{I}$, стоящего внутри выражения для модуля в форму-

ле (6.15) можно записать:

$$\mathbf{I} = I_x\mathbf{e_x} + I_y\mathbf{e_y} + I_z\mathbf{e_z} = \frac{I_x - iI_y}{\sqrt{2}}\mathbf{e}_+ + \frac{I_x + iI_y}{\sqrt{2}}\mathbf{e}_- + I_z\mathbf{e_z} = \\ = I_+\mathbf{e}_+ + I_-\mathbf{e}_- + I_z\mathbf{e_z} = \\ = \sum_{n=1}^{+\infty}\left[\frac{C_\theta\cos\theta + C_\phi}{\sqrt{2}}e^{i(n-1)\phi}\mathbf{e}_+ + \frac{C_\theta\cos\theta - C_\phi}{\sqrt{2}}e^{i(n+1)\phi}\mathbf{e}_- - C_\theta\sin\theta e^{in\phi}\mathbf{e_z}\right]. \tag{6.61}$$

В параксиальном приближении ($\pi - \theta \ll 1$) получаем:

$$\mathbf{I} = \sum_{n=1}^{+\infty}\left[\frac{C_\theta + C_\phi}{\sqrt{2}}e^{i(n-1)\phi}\mathbf{e}_+ + \frac{C_\theta - C_\phi}{\sqrt{2}}e^{i(n+1)\phi}\mathbf{e}_-\right]. \tag{6.62}$$

Из этой формулы явно следует, что в случае циркулярно поляризованной электромагнитной волны гармоники, летящие назад близко к оси обладают смесью орбитальных угловых моментов $n-1$ и $n+1$. Аналогичные результаты получаются и для ондуляторного излучения [140] (в частности, автором был рассмотрен плазменный ондулятор [141–143]).

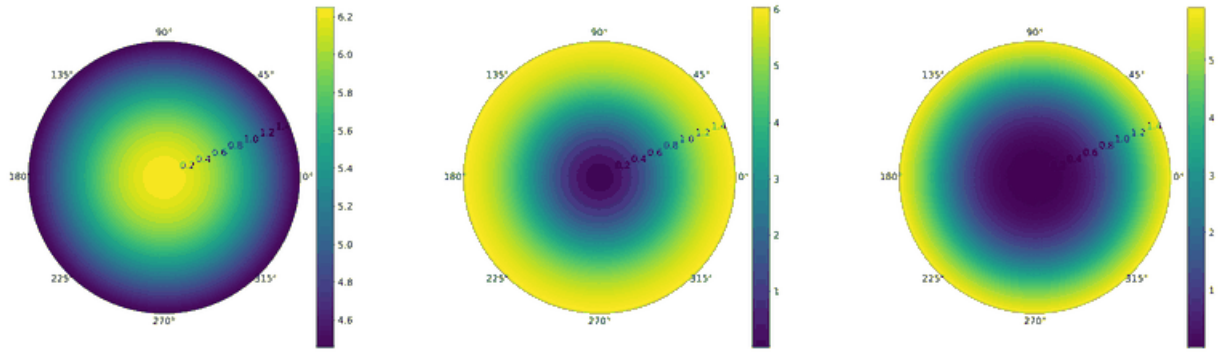
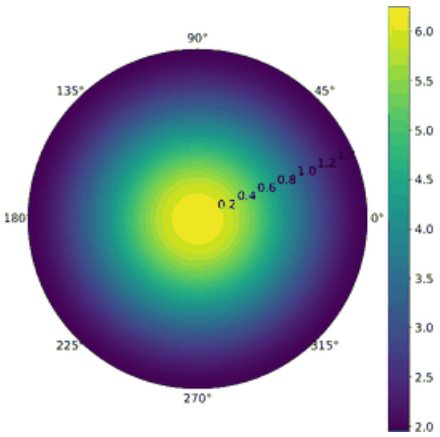
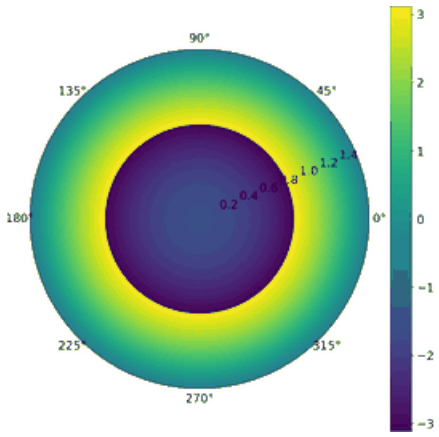


Рис. 6.8. Интенсивность 1-й, 2-й и 3-й гармоник (слева направо) как функция углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). На данном рисунке угол $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад для простоты визуализации. Лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$, электрон изначально покоится.

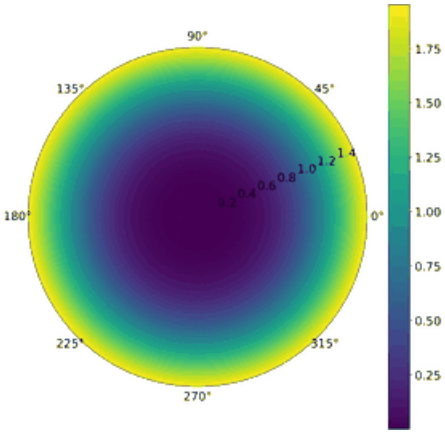
Интенсивность 1-й, 2-й и 3-й гармоник как функция углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата) полученная из формул (6.61) показана на Рис. 6.8. На данном рисунке угол $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго



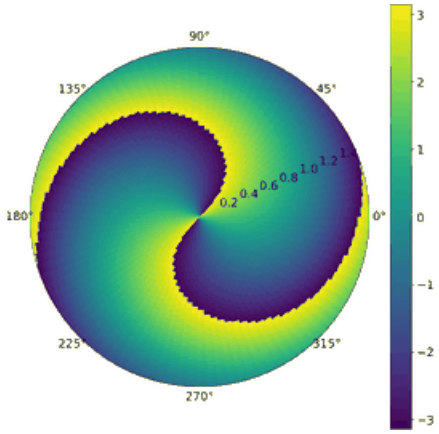
($а$) $n = 1$, intensity of I_+



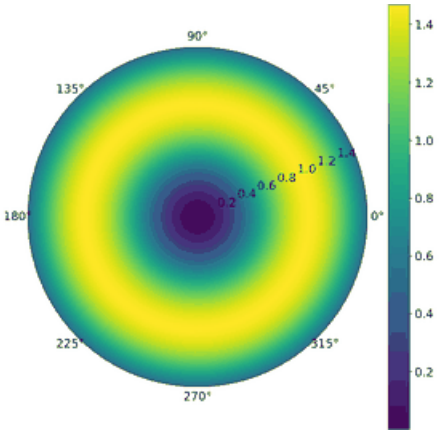
($б$) $n = 1$, phase of I_+



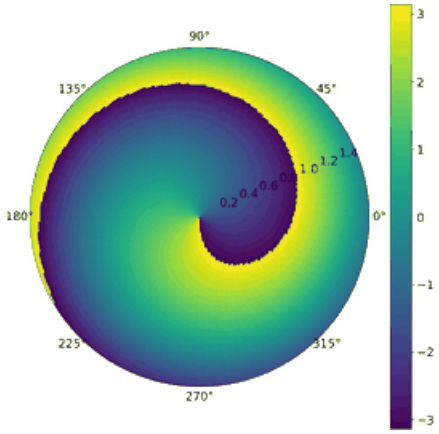
($в$) $n = 1$, intensity of I_-



($г$) $n = 1$, phase of I_-

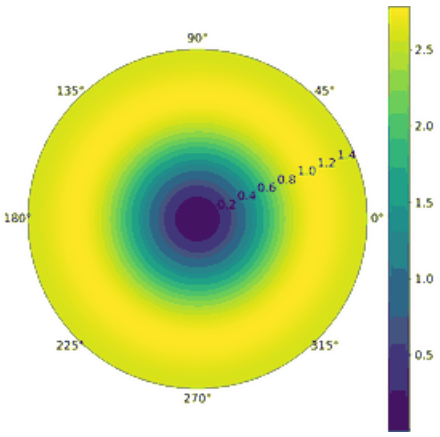


($д$) $n = 1$, intensity of I_z

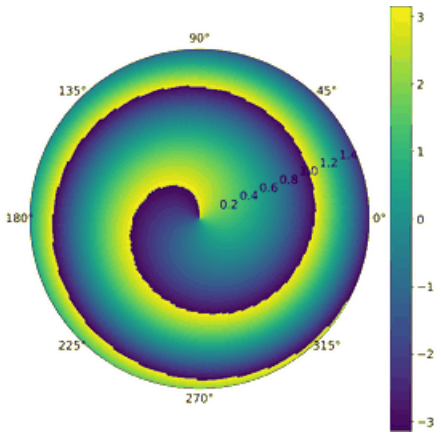


($е$) $n = 1$, phase of I_z

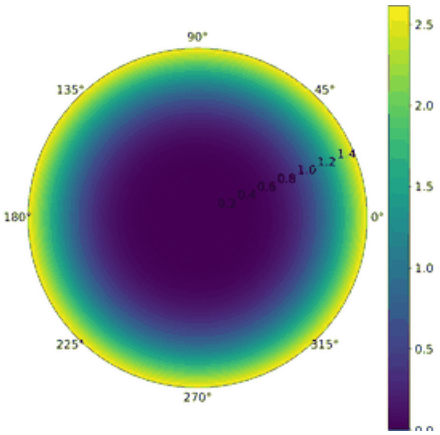
Рис. 6.9. Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 1-й гармоники (основная линия) как функция углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). На данном рисунке угол $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад для простоты визуализации. Лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$, электрон изначально покоится.



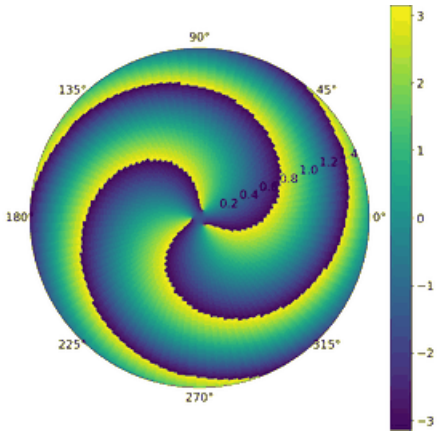
(*а*) $n = 2$, intensity of I_+



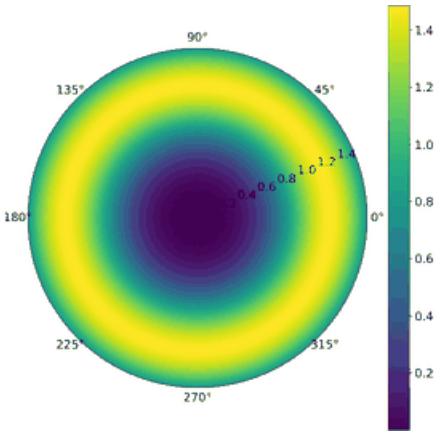
(*б*) $n = 2$, phase of I_+



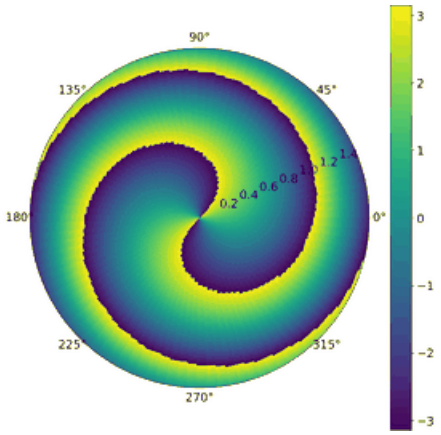
(*в*) $n = 2$, intensity of I_-



(*г*) $n = 2$, phase of I_-

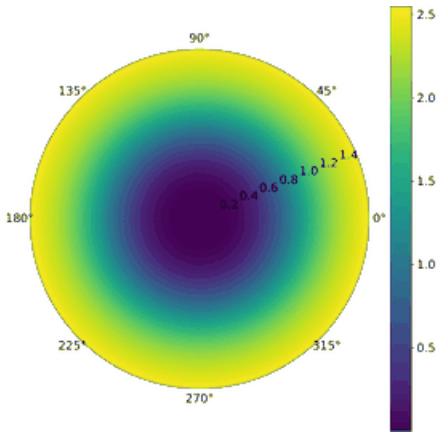


(*д*) $n = 2$, intensity of I_z

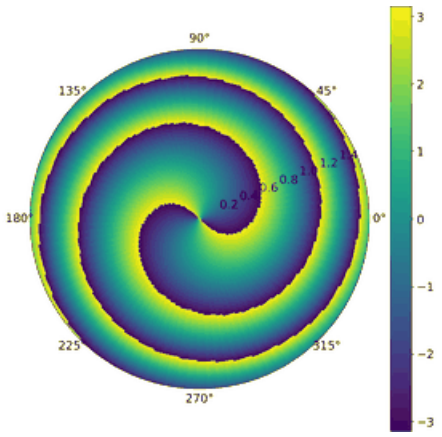


(*е*) $n = 2$, phase of I_z

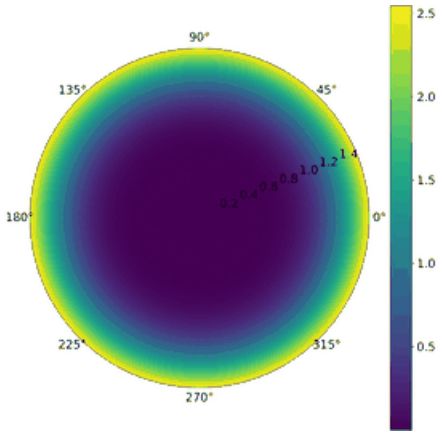
Рис. 6.10. Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 2-й гармоники (основная линия) как функция углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). На данном рисунке угол $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад для простоты визуализации. Лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$, электрон изначально покоится.



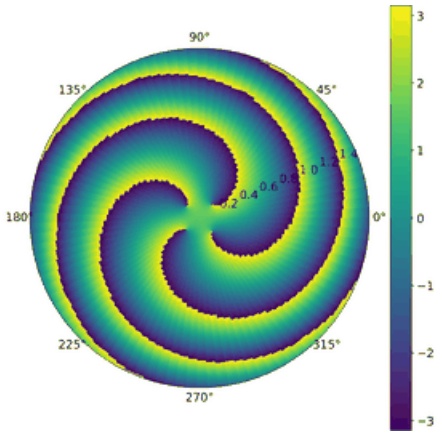
(*а*) $n = 3$, intensity of I_+



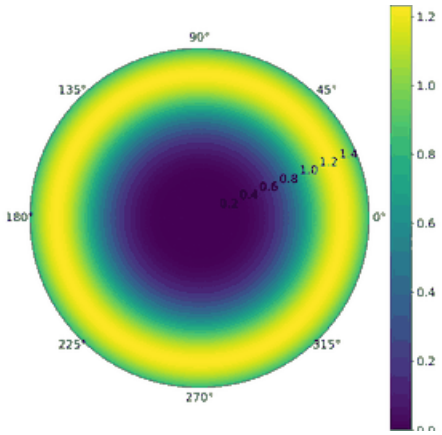
(*б*) $n = 3$, phase of I_+



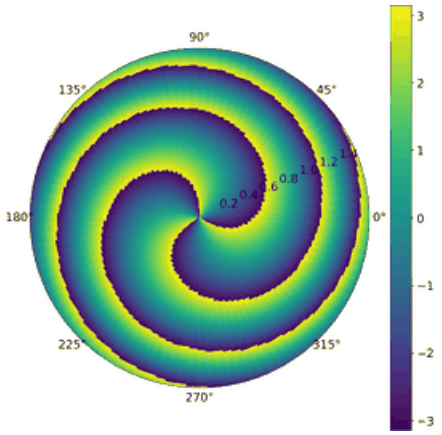
(*в*) $n = 3$, intensity of I_-



(*г*) $n = 3$, phase of I_-



(*д*) $n = 3$, intensity of I_z



(*е*) $n = 3$, phase of I_z

Рис. 6.11. Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 3-й гармоники (основная линия) 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.

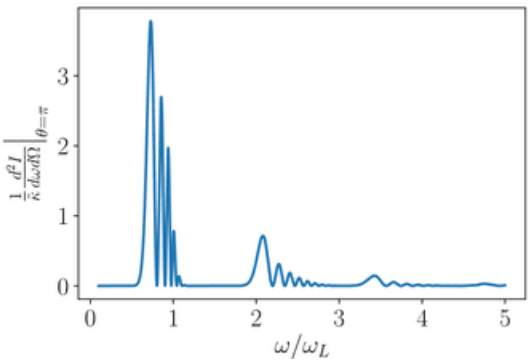
назад для простоты визуализации. Лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую с длительностью 10 периодов, $a_0 = 1$, электрон изначально покоится. Видно, что на оси присутствует только первая гармоника, остальные гармоники имеют форму “бублика”. Диапазон угла θ на рисунке от 0 (рассеяние строго назад) до $\pi/2$. В случае если электрон движется навстречу лазерному импульсу с $\gamma \gg 1$, необходимо провести преобразование Лоренца, и за счет релятивистской аберрации все гармоники будут более сколлимированными относительно оси z. Например, угол $\pi/2$ перейдет в угол $1/\gamma$.

На Рис. 6.9 представлены интенсивности (левая колонка) и фазы (правая колонка) для компонент I_+ (первая строка), I_- (вторая строка) и I_z (третья строка) для первой гармоники как функции углов θ (радиальная координата) и ϕ (азимутальная координата). Аналогичные рисунки для второй и третьей гармоник представлены на Рис. 6.10 и 6.11, соответственно. Отметим, что для $\theta << \pi/2$ основной компонентой для всех гармоник является I_+, которая несет орбитальный угловой момент $n-1$. Таким образом, для первой гармоники орбитальный угловой момент в основной компоненте равен 0. Это видно по зависимости фазы от углов θ и ϕ, показанной на Рис. 6.9б. При прохождении по окружности при некотором ненулевом $\theta = \text{const}$ (ϕ меняется от 0 до 2π) фаза не меняет знак. Например, для компоненты I_-, орбитальный угловой момент которой равен $n+1 = 2$ на Рис. 6.9г можно заметить, что фаза меняет знак 2 раза, а для компоненты I_z, орбитальный угловой момент которой равен $n = 1$ на Рис. 6.9е фаза меняет знак 1 раз. Аналогичные закономерности прослеживаются и для других гармоник на Рис. 6.10б,г,е и Рис. 6.11б,г,е.

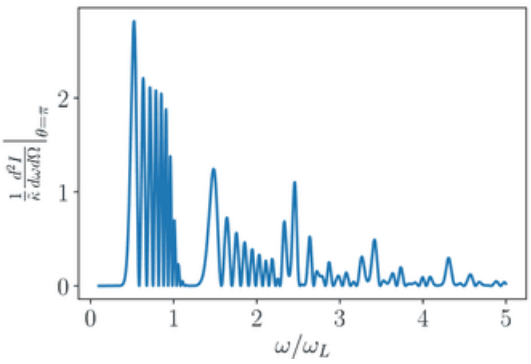
Для компоненты I_+, являющейся основной при $\theta \ll \pi/2$, можно записать закон сохранения углового момента. Генерация гармоник означает то, что электрон в одно и то же время провзаимодействовал с n лазерными фотонами, каждый из которых несет спиновый угловой момент 1 (для циркулярной поляризации), а излучил один фотон, который может унести спиновый момент 1. Предполагая, что электрон не уносит угловой момент (в классической элек-

тродинамике это выполняется, а в квантовой нарушение проявляется только для очень высоких гармоник), по закону сохранения углового момента, гамма фотон должен иметь орбитальный угловой момент $n-1$. Таким образом, происходит передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник. В разделе 8.6 будет рассмотрен аналогичный эффект, происходящий при взаимодействии мощных лазерных импульсов с плазменной мишенью. В этом случае процесс может быть рассмотрен как когерентное рассеяние Томсона.

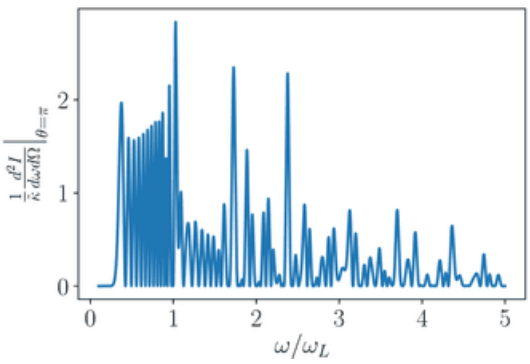
Генерация гармоник в случае неравномерной огибающей лазерного импульса



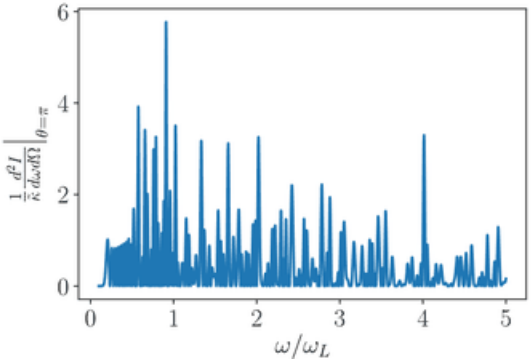
(*а*) $a_0 = 1$



(*б*) $a_0 = 1.5$



(*в*) $a_0 = 2$



(*г*) $a_0 = 3$

Рис. 6.12. Спектр рассеяния строго назад при взаимодействии изначально покоящегося электрона с лазерными импульсами с гауссовой огибающей и длительностью 5 периодов и разными амплитудами: $a_0 = 1$ (а), $a_0 = 1.5$ (б), $a_0 = 2$ (в), $a_0 = 3$ (г).

Выше мы обсуждали генерацию гармоник в случае прямоугольной огибающей лазерного импульса. Напомним, что генерация мощных фемтосекундных лазерных импульсов с прямоугольной огибающей достаточно сложна, и приходится рассматривать импульсы с более реалистичной огибающей, например, гауссовой. Как было показано в разделе 6.2, это приводит к пондеромоторному уширению линии рассеяния (см. Рис. 6.4). Очевидно, что гармоники тоже будут размыты. На Рис. 6.12 показаны спектры рассеяния строго назад для лазерных импульсов с гауссовой огибающей и длительностью 5 периодов для разных амплитуд a_0. Электрон изначально покоится. Отметим еще раз, что гармоники простираются от частоты (примерно) $\frac{n}{1+a_0^2/2}$ до частоты n. Диапазон 1-й, 3-й и 5-й гармоник для разных амплитуд a_0 представлен в Табл. 6.1.

Таблица 6.1. Диапазоны гармоник для разных амплитуд a_0 при гауссовой огибающей

	Диапазон 1-й гармоники	**Диапазон 3-й гармоники**	**Диапазон 5-й гармоники**
$a_0 = 1$	0.66 .. 1	2 .. 3	3.3 .. 5
$a_0 = 1.5$	0.5 .. 1	1.5 .. 3	2.5 .. 5
$a_0 = 2$	0.33 .. 1	1 .. 3	1.65 .. 5
$a_0 = 3$	0.18 .. 1	0.54 .. 3	0.9 .. 5

На Рис. 6.12а представлен спектр рассеяния строго назад для амплитуды $a_0 = 1$. Генерируются только нечетные гармоники, они размыты, но хорошо разделены. Это согласуется с Табл. 6.1 – для $a_0 = 1$ диапазоны 1-й, 3-й и 5-й гармоник не пересекаются. На Рис. 6.12б 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 $\omega = 2.5$ (из Табл. 6.1) можно наблюдать начало интерференции гармоник. Для $a_0 = 2$ начинает пересекаться уже диапазон 1-й и 3-й гармоники, что тоже заметно на рисунке. Для $a_0 = 3$ пересекаются уже диапазоны 1-й, 3-й и 5-й гармоники, а спектр становится похож на случайный. Для еще более высоких значений a_0 спектр рассеяния хаотический [76]. Интересно, что спектр рассея-

ния размытых и пересекающихся гармоник зависит от фазы несущей лазерного импульса, что продемонстрировано в следующем разделе.

Влияние фазы несущей лазерного импульса на спектр комптоновского рассеяния

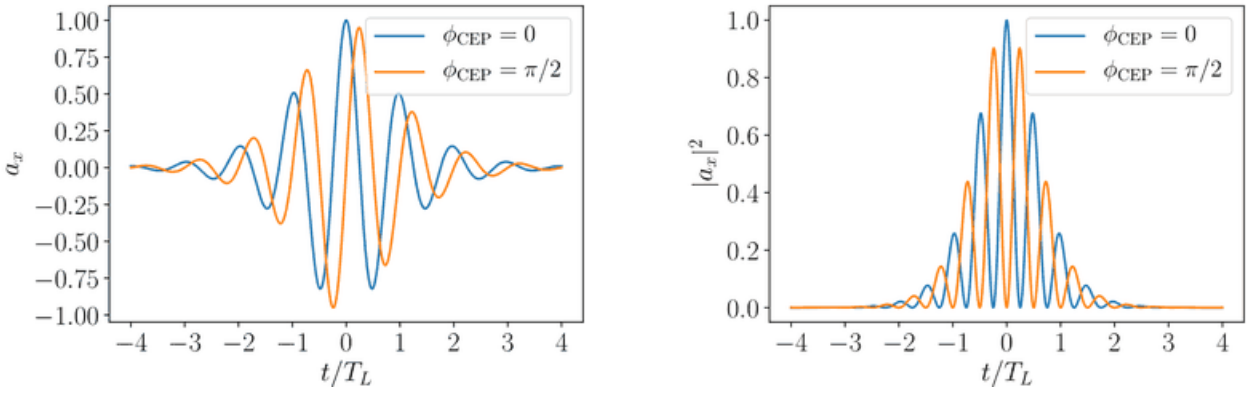


Рис. 6.13. Иллюстрация лазерных импульсов с разной фазой несущей. Слева: векторный потенциал коротких лазерных импульсов с длительностью 2 периода на полувысоте (FWHM). Синим цветом показан векторный потенциал "косинус"-импульса, то есть импульса, у которого векторный потенциал пропорционален $\propto \cos(t)$. Оранжевым цветом показан случай "синус"-импульса, векторный потенциал пропорционален $\propto \cos(t+\pi/2)$. Справа: то же самое, только изображена нормализованная интенсивность $|a_x|^2$.

Фаза несущей лазерного импульса проявляется особенно сильно для ультракоротких (несколько периодов на полуширине) лазерных импульсов. Векторный потенциал (компоненту a_x) лазерного импульса можно записать как:

$$a_x(\tau) = a_0 g(\tau) \cos(\tau + \phi_{\mathrm{CEP}}), \tag{6.63}$$

где $g(\tau)$ – огибающая, а ϕ_{CEP} – фаза несущей. Пример лазерных импульсов с некоторой одинаковой колоколообразной огибающей и разной фазой несущей представлен на Рис. 6.13. Несмотря на то, что огибающая одинаковая, лазерные импульсы существенно отличаются. Например, пиковая амплитуда у "косинус" импульса ($\phi_{\mathrm{CEP}} = 0$) выше и пик одиночный, в то время как у "синус" импульса ($\phi_{\mathrm{CEP}} = \pi/2$) пиковая амплитуда ниже и пика два. Это активно используется в

аттосекундной физике для изоляции одиночного аттосекундного импульса [144, 145]. При увеличении длительности лазерного импульса фаза огибающей играет все меньшую роль.

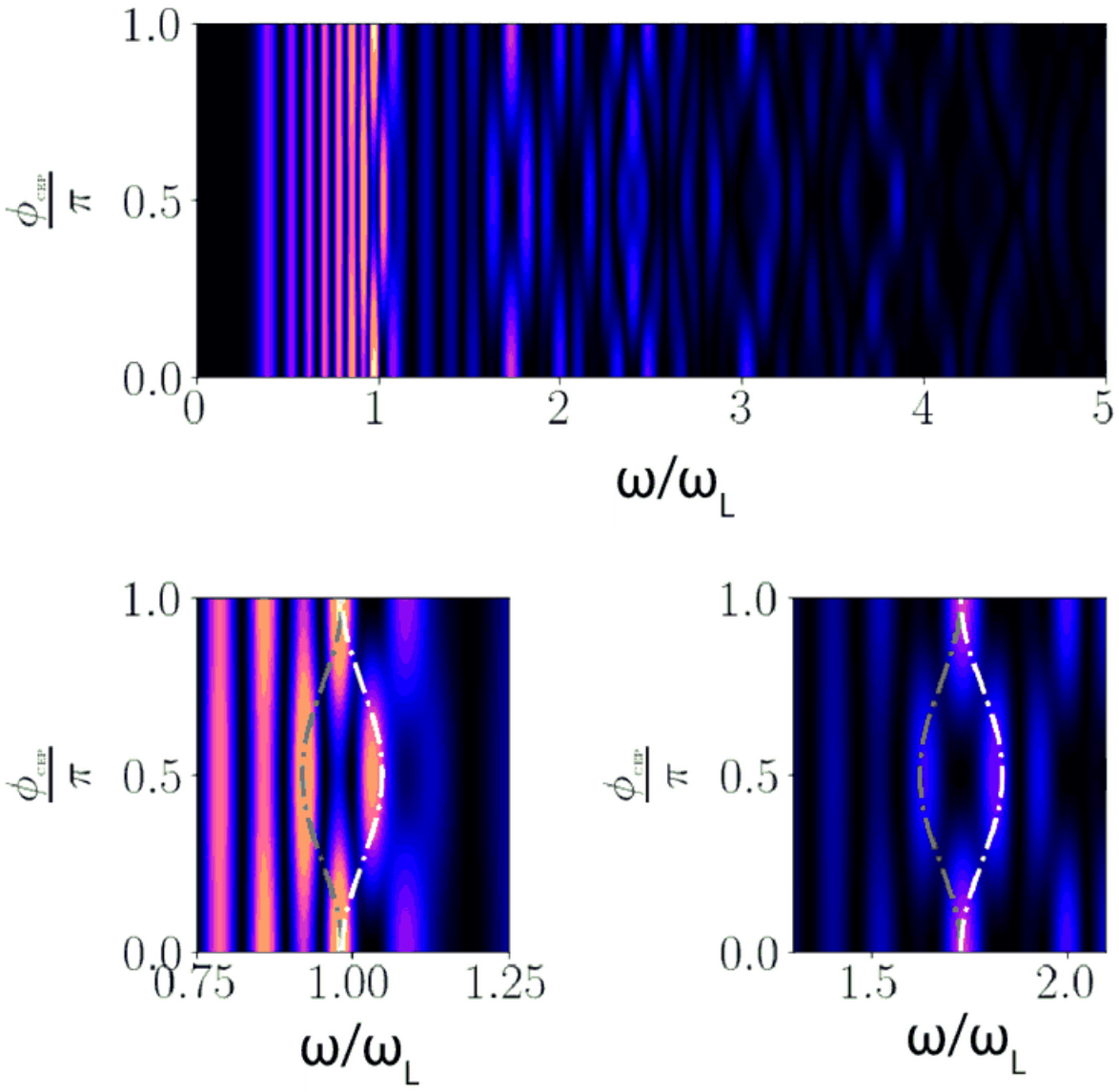


Рис. 6.14. Спектр рассеяния строго назад как функция ϕ_{CEP} для линейно поляризованного импульса с $a_0 = 2$ и $N_0 = 5$. Нижние панели являются фрагментами верхнего графика для третьей и пятой гармоники вместе с линиями, построенными по уравнению 6.64. Спектр зависит от ϕ_{CEP}, поскольку одна и та же частота излучается в разные моменты времени в процессе взаимодействия.

В данном разделе 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. Можно показать [146],

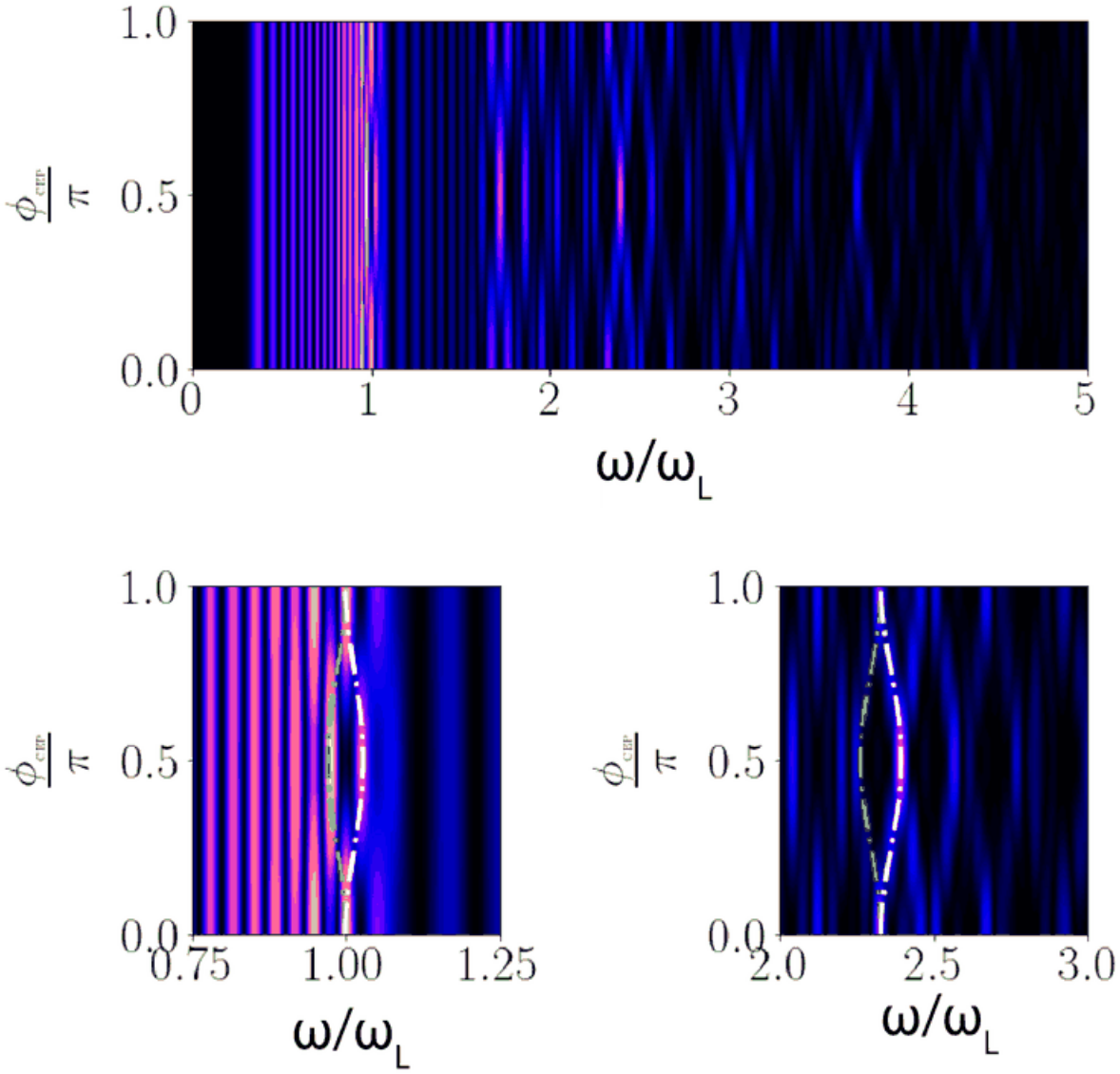


Рис. 6.15. То же самое, что и на Рис. 6.14, но при $N_0 = 10$.

что положение n-й гармоники зависит не только от амплитуды и огибающей, но и от фазы несущей, а именно:

$$\omega_{n,\mathrm{CEP}} \propto \frac{n}{1 + a^2/2}\left(1 \pm \frac{\sin^2 \phi_{\mathrm{CEP}}}{\pi N_0}\right). \tag{6.64}$$

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. 6.14 ($N_0 = 5$) и Рис. 6.15 ($N_0 = 10$). На всех графиках по оси абсцисс отложена частота рассеянных фотонов, по оси ординат отложена фаза несущей ϕ_{CEP}, а спектр зашифрован цветом. Прежде всего отме-

тим, что для $a_0 = 2$ ожидается перекрытие диапазонов гармоник (см. Рис. 6.12 и Табл. 6.1). Кроме того, видно, что спектры рассеяния зависят от фазы несущей, причем эта зависимость проявляется и для достаточно длинных импульсов с $N_0 = 10$ (Рис. 6.15). Уравнение (6.64) хорошо описывает положение пика n-й гармоники и его зависимость от фазы несущей (штриховые линии на рисунках). Отметим, что следуя уравнению (6.64) зависимость от фазы несущей обратно пропорциональна длительности импульса N_0, что хорошо заметно на Рис. 6.15 ($N_0 = 10$) – штриховые линии и регион в спектре, где проявляется зависимость от фазы несущей, имеют меньшую амплитуду по сравнению со случаем короткого импульса ($N_0 = 5$, Рис. 6.14).

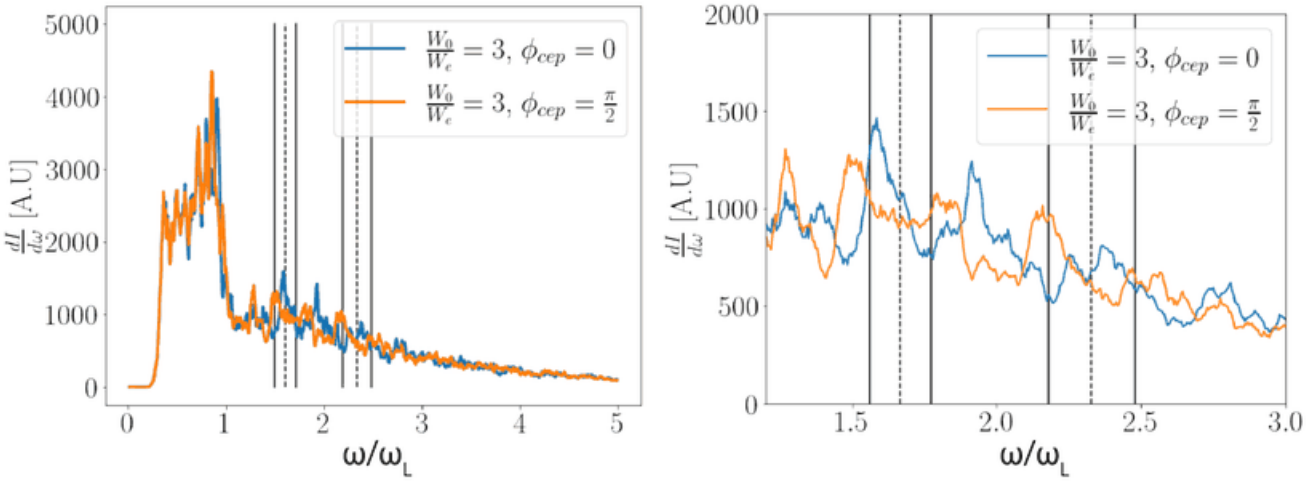


Рис. 6.16. Спектры рассеяния назад проинтегрированные по углу θ в конусе с раствором $\gamma/10$ для лазерных импульсов с разной фазой несущей $\phi_{\text{CEP}} = 0$ (синий) и $\phi_{\text{CEP}} = \pi/2$ (оранжевый). Справа: в диапазоне частот от 0 до 5, слева: в районе 3-й и 5-й гармоник. Параметры электронного пучка: $\gamma = 10$, $\sigma_\gamma/\gamma = 10^{-3}$, $\epsilon_n = 1$ мм мрад, поперечный размер $15\lambda_L$. Параметры лазерного пучка: $a_0 = 5$, $N_0 = 5$, поперечный размер $45\lambda_L$. Пунктирные и сплошные линии соответствуют уравнению (6.64) для 3-й и 5-й гармоник и $\phi_{\text{CEP}} = 0$ (пунктирная линия) и $\phi_{\text{CEP}} = \pi/2$ (сплошная линия).

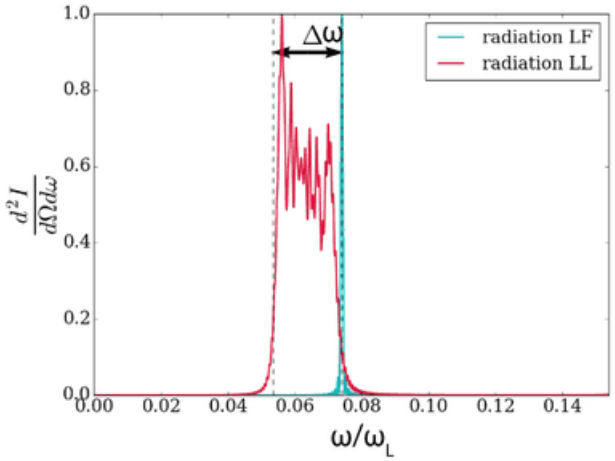
Рассмотрим теперь взаимодействие с пучком электронов с ненулевым энергетическим разбросом $\sigma_\gamma/\gamma = 10^{-3}$ и ненулевым поперечным нормализованным эмиттансом $\epsilon_n = 1$ мм мрад. Также учтем пространственную (гауссову) структуру электронного и лазерного пучка. В этом случае векторный потенциал зависит также и от поперечных пространственных координат, что приводит к

дополнительному уширению линии рассеяния. Вопрос состоит в следующем: будет ли наблюдаться зависимость от фазы несущей в более реалистичном сценарии с параметрами пучков достижимыми в экспериментах? Результаты расчетов представлены на Рис. 6.16. Излучение интегрируется (коллимируется) по углу θ в конусе с раствором $\gamma/10$, средний гамма фактор электронного пучка $\gamma = 10$. Лазерный импульс имеет амплитуду $a_0 = 2$, длительность $N_0 = 5$, среднеквадратичный радиус в перетяжке $45\lambda_L$. Размер электронного пучка в перетяжке в 3 раза меньше. На Рис. 6.16 представлен нормированный спектр рассеяния: слева в диапазоне частот от 0 до 5 (нормировано на $4\gamma^2\omega_L$), справа в районе 3-й и 5-й гармоники. Пунктирные линии соответствуют положению 3-й и 5-й гармоники для $\phi_{\text{CEP}} = 0$, сплошные линии для $\phi_{\text{CEP}} = \pi/2$ в соответствии с уравнением (6.64). Хорошо видно различие в спектре рассеяния для разных фаз несущей. Это потенциально может применяться в экспериментах для диагностики мощных ультракоротких лазерных пучков [146].

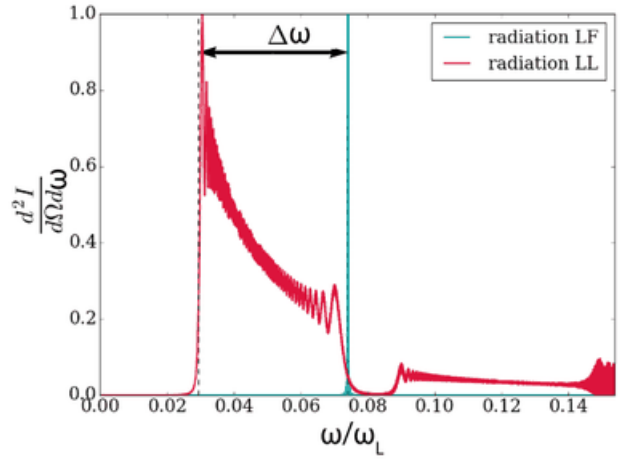
Влияние радиационного трения на генерацию гармоник

В разделе 3.5.2 обсуждалось влияние радиационного трения на динамику электрона и были представлены тестовые расчеты и их сравнение с аналитическими решениями. Рассмотрим вопрос влияния радиационного трения на генерацию излучения.

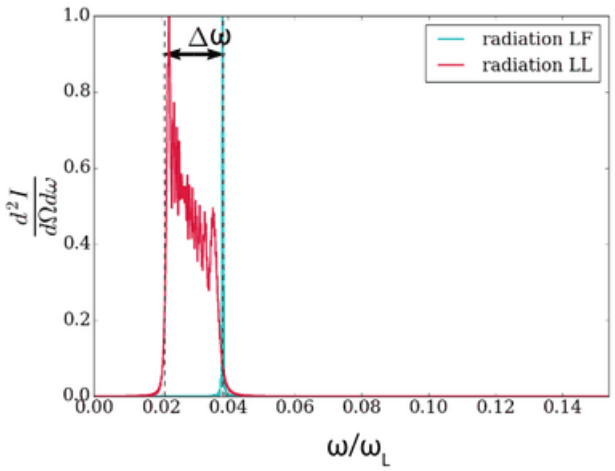
Проведем качественное описание взаимодействия изначально покоящегося электрона с плоской электромагнитной волной с прямоугольной огибающей. Волна распространяется вдоль оси z. Если радиационное трение не учитывается, то в процессе взаимодействия продольный импульс u_z равен a_0^2 для циркулярной поляризации и $a_0^2/2$ для линейной поляризации (Рис. 3.6, синяя сплошная линия). Основная линия и все гармоники являются квази-монохроматическими с относительной шириной линии обратно пропорциональной длительности импульса N_0, к примеру как на Рис. 6.7. После взаимодействия электрон снова покоится. Учет радиационного трения приводит к тому, что продольный



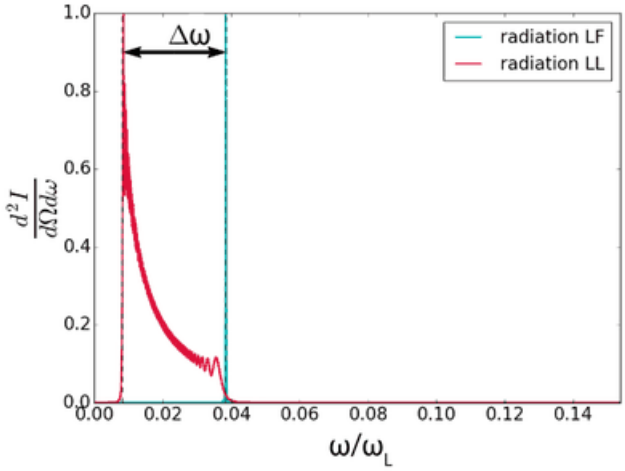
а) лин. пол., $a_0 = 5, N_0 = 90$



б) лин. пол., $a_0 = 5, N_0 = 300$



в) цирк. пол., $a_0 = 5, N_0 = 90$



г) цирк. пол., $a_0 = 5, N_0 = 300$

Рис. 6.17. 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). Верхние изображения соответствуют линейной поляризации, а нижние – циркулярной поляризации. Нормализация выполнена из-за того, что величина интенсивности для случая с радиационным трением значительно меньше, чем без него. Это объясняется тем, что для случая без радиационного трения вся энергия излучается вокруг центральной частоты, тогда как для случая с учетом радиационного трения энергия распределяется по большому числу частот.

импульс частицы u_z постепенно растет (см. Рис. 3.6), то есть электрон разгоняется и “убегает” от волны. Если рассматривать рассеяние строго назад, то наблюдатель, по мере роста u_z электрона и за счет эффекта Допплера, будет

регистрировать все более маленькую энергию фотонов. Таким образом, ожидается, что учет радиационного трения приведет к дополнительному уширению линии излучения в сторону уменьшения энергии [65].

Результаты численного моделирования представлены на Рис. 6.17, где на всех графиках представлены нормированные спектры рассеяния строго назад как функции частоты отраженного излучения. Электрон движется навстречу лазерному импульсу с $\gamma = 1000$. Плоский лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую и амплитуду $a_0 = 5$, длина волны принята равной 1.066 мкм. На графиках Рис. 6.17а,б представлены результаты для линейной поляризации лазерного импульса при $N_0 = 90$ (а) и $N_0 = 300$ (б), а на графиках Рис. 6.17в,г представлены результаты для циркулярной поляризации лазерного импульса при $N_0 = 90$ (в) и $N_0 = 300$ (г). На всех графиках на Рис. 6.17 линии голубого цвета соответствуют описанию взаимодействия без учета силы радиационного трения, а линии красного цвета – с ее учетом. Без учета радиационного трения первая гармоника при $a_0 = 5$ находится на частоте 0.074 и 0.038 для линейной и циркулярной поляризации, соответственно. В случае учета радиационного трения основная линия излучения и ее гармоники уширяются, и уширение зависит от параметра ε_{rad} (см. раздел 3.5.2), a_0 и длительности N_0. Уширение линии излучения можно использовать для экспериментального исследования радиационного трения, что представляет значительный интерес.

6.4. Выводы

В данной главе рассмотрен нелинейный эффект Комптона и основные физические механизмы, определяющие спектральную структуру излучения в сильном лазерном поле. Показано, что нелинейные эффекты становятся особенно выраженными при безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 \gtrsim 1$, однако для задач создания узкополосных гамма-источников их необходимо учитывать и при меньших значениях a_0. В классическом описании учет светового давления

приводит к сдвигу частот рассеянных фотонов и генерации гармоник высокого порядка, а в квантово-электродинамическом описании этот режим соответствует рассеянию электрона, описываемого волковскими волновыми функциями в сильном внешнем поле.

Для линейно поляризованной электромагнитной волны проанализирована генерация гармоник с частотами, зависящими от номера гармоники и безразмерной амплитуды лазерного импульса. В случае циркулярной поляризации гармоники не излучаются строго назад, но возникают под ненулевыми углами и могут обладать орбитальным угловым моментом. Это показывает, что нелинейное рассеяние Комптона определяет не только энергетический спектр, но и фазовую структуру излучения.

Особое внимание уделено пондеромоторному уширению спектра. Плавная временная огибающая лазерного импульса приводит к тому, что мгновенная частота излучения зависит от локального значения интенсивности, вследствие чего уширяются как основная линия, так и гармоники высокого порядка. При больших значениях a_0 это уширение становится одним из основных ограничений для использования нелинейного рассеяния Комптона в узкополосных источниках рентгеновского и гамма-излучения.

Также показано, что в случае ультракоротких лазерных импульсов спектр нелинейного комптоновского рассеяния зависит от фазы несущей ϕ_{CEP}. Эта зависимость может использоваться как диагностический признак при исследовании мощных ультракоротких лазерных импульсов. Учет классического радиационного трения приводит к дополнительному изменению положения и формы спектральных линий, в частности к уширению в сторону меньших энергий, что связано с изменением энергии и продольной динамики электрона в процессе взаимодействия. Такие спектральные изменения представляют интерес для экспериментального исследования радиационных эффектов в сильных полях.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [45, 65, 136, 140–143, 146–149].

Глава 7

Методы компенсации пондеромоторного уширения в нелинейном рассеянии Комптона

В разделе 6.2 был рассмотрен эффект пондеромоторного уширения линии комптоновского рассеяния, возникающий при использовании реалистичных лазерных импульсов с некоторой неравномерной огибающей. Этот эффект, вызванный неравномерным световым давлением, представляет собой значительное препятствие при разработке источников с узкой спектральной шириной. Основное преимущество эффекта Комптона заключается в возможности создания ярких узкополосных источников рентгеновского и гамма-излучения.

В данной главе будут предложены и проанализированы методы компенсации пондеромоторного уширения:

1. Использование правильного чирпирования лазерных импульсов для компенсации изменений светового давления.

2. Применение метода поляризационного окна.

Каждый из предложенных методов будет рассмотрен в контексте их экспериментальной реализации и численного моделирования, а также их эффективности в уменьшении уширения спектра фотонов при обратном комптоновском рассеянии. Также будут приведены численные примеры для лазерных и электронных пучков с параметрами, соответствующими современным экспериментальным установкам.

7.1. Идеальная компенсация пондеромоторного уширения с помощью нелинейного чирпирования

В уравнениях (6.34) и (6.35) показано, как во времени (в собственном времени электрона) изменяется частота излучения при взаимодействии с плоской электромагнитной волной. Уравнение (6.35) описывает уширение линии рассеяния в случае монохроматичной волны, а в разделе 6.2 приведена оценка величины этого уширения. Уравнение (6.34) дает ключ к разработке метода идеальной компенсации уширения.

Частота лазерного импульса, мгновенно изменяющаяся во времени, определяется числителем в уравнении (6.34): $\omega_{\text{i}}(\tau) = \frac{d\varphi}{d\tau}(\tau)$. В знаменателе же содержится выражение, ответственное за уширение: $1+a_0^2 g(\tau)^2$. Если числитель будет идентичен знаменателю, можно ожидать, что уширение спектра рассеяния исчезнет. Таким образом, мгновенная частота, компенсирующая пондеромоторное уширение, должна быть задана как:

$$\omega_i(\tau) = 1 + a_0^2 g(\tau)^2. \tag{7.1}$$

Лазерные импульсы с мгновенной частотой, удовлетворяющей уравнению (7.1), в рамках данного раздела будем называть идеально-чирпированными импульсами.

Идея использования нелинейного чирпирования впервые была предложена в работе [44] на основе единственного численного расчета. Более детализированные численные расчеты представлены в работе [150]. В данном разделе аналитические выражения, полученные в разделе 6.2, будут расширены на случай идеально-чирпированных импульсов. Результаты аналитических расчетов будут сопоставлены с численным интегрированием.

Рассмотрим взаимодействие циркулярно-поляризованного плоского лазерного импульса с огибающей, заданной уравнением (6.36), и с мгновенной частотой, заданной уравнением (7.1), с изначально покоящимся электроном. В

этом случае можно получить аналитические выражения для спектра излучения. Продольная координата электрона $z(\tau)$ вычисляется из уравнения (6.37). Результат вычисления спектра с использованием уравнения (6.30) приводит к той же формуле, что и уравнение (6.40), но с измененными параметрами n и χ, определенными следующим образом:

$$n = (\omega - 1)\, N_0 \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right) + \frac{1}{2}, \tag{7.2}$$

$$\chi = \frac{1-\omega}{2} N_0.. \tag{7.3}$$

Эти результаты показывают, что использование идеально-чирпированных импульсов позволяет устранить уширение спектра, связанное с пондеромоторным эффектом, и добиться узкополосного излучения при обратном комптоновском рассеянии.

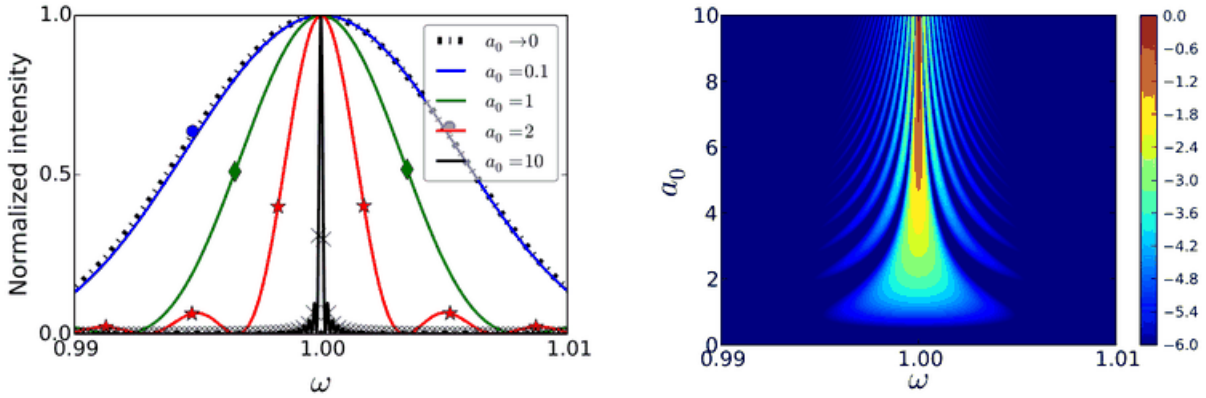


Рис. 7.1. Слева: Нормализованные спектры интенсивности при рассеянии строго назад для различных значений a_0 в случае лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$. Лазерный импульс идеально чирпирован в соответствии с ур. (7.1). Результаты численного интегрирования показаны сплошными линиями. Маркеры соответствующих цветов представляют аналитическое решение, использующее ур. (6.40), (7.2) и (7.3). 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.

Спектр рассеяния строго назад для лазерного импульса с огибающей, заданной уравнением (6.36), и мгновенной частотой, описанной уравнением (7.1),

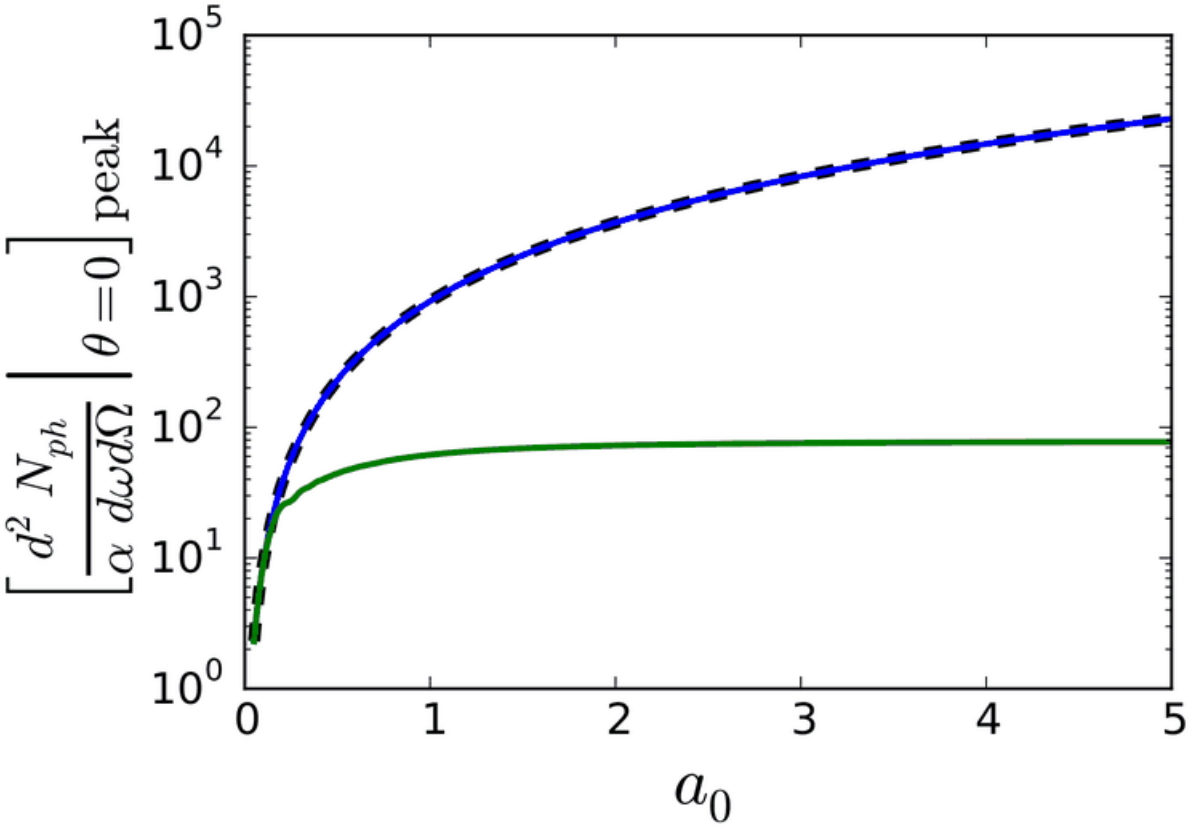


Рис. 7.2. Значение пика спектра фотонов при рассеянии строго назад в зависимости от a_0 для случая нечирпированного (зелёная сплошная линия) и идеально чирпированного (синяя сплошная и чёрная пунктирная линии) лазерного импульса. Чёрная пунктирная линия представляет аппроксимацию численных данных, заданную ур. (7.5).

представлен на левом графике Рис. 7.1. График демонстрирует нормированные спектры рассеяния для различных значений a_0. Сплошные линии соответствуют численным расчётам, а маркеры аналогичных цветов — аналитическим решениям, основанным на уравнениях (6.40), (7.2) и (7.3). Хорошее совпадение между аналитическими и численными результатами подтверждает, что спектр сохраняет узость даже при больших значениях a_0.

Для $a_0 = 0.1$ (синий цвет) относительная ширина спектра примерно равна ширине спектра падающего импульса, которая, в свою очередь, обратно пропорциональна длительности лазерного импульса τ_L. С увеличением a_0 относительная ширина линии рассеяния уменьшается. Для произвольного значения a_0 относительная ширина спектра масштабируется по закону $\frac{\Delta\omega}{\omega} \propto \frac{1}{\tau_L(1+a_0^2)}$. На-

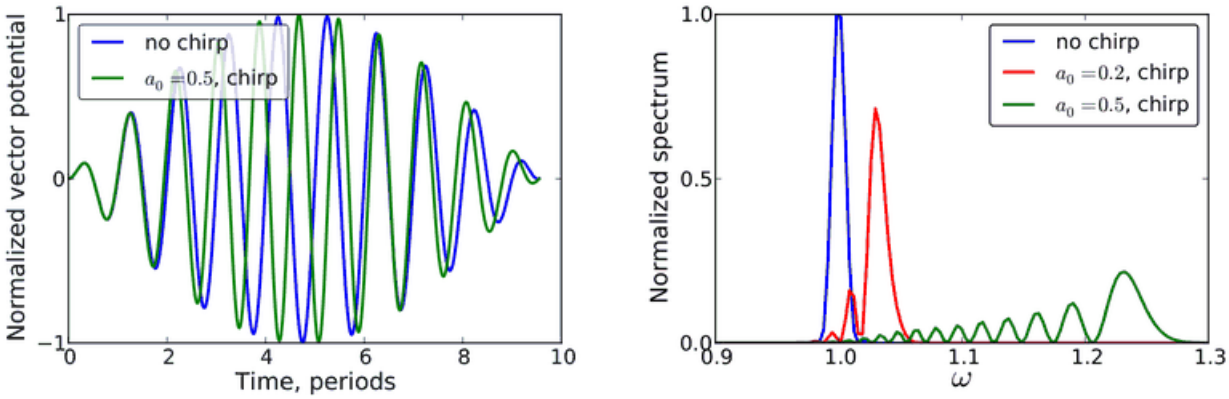


Рис. 7.3. Слева: Нормализованный векторный потенциал как функция времени в периодах для случая нечирпированного лазерного импульса (синий цвет) и идеально чирпированного лазерного импульса с $a_0 = 0.5$ для лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 60$. Справа: Спектры лазерного импульса (нормализованы к максимальному значению спектра нечирпированного импульса) для случая нечирпированного лазерного импульса (синий цвет) и идеально чирпированных лазерных импульсов с $a_0 = 0.2$ (красный цвет) и $a_0 = 0.5$ (зелёный цвет) для лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$.

пример, для $a_0 = 10$ (чёрный цвет) спектр становится в 100 раз уже, чем в случае линейного рассеяния (синий цвет).

Узость спектра обусловлена увеличением числа колебаний электрического поля при чирпировании частоты, что хорошо видно на левом графике рис. 7.3. На нём представлен векторный потенциал лазерного импульса как функция времени для нечирпированного импульса ($a_0 \ll 1$, синий цвет) и идеально чирпированного импульса с $a_0 = 0.5$ (зелёный цвет). При неизменной огибающей увеличение частоты за счёт чирпирования приводит к росту количества колебаний электрического поля. Это заставляет электрон излучать одну и ту же частоту $\omega = 1$ на каждом периоде, но с большей длительностью при больших значениях a_0, что и приводит к сужению спектра излучения.

На правом графике рис. 7.1 представлены численные расчёты спектра рассеяния строго назад, выполненные по уравнению (6.30). Цветовая шкала (в логарифмическом масштабе) показывает нормированный спектр как функцию частоты (ось абсцисс) и безразмерной амплитуды лазерного импульса a_0 (ось

ординат), аналогично левому графику рис. 6.4.

Интересно проанализировать зависимость пикового значения спектра фотонов при рассеянии строго назад, которое задается следующим выражением:

$$\left.\frac{d^2N_{ph}}{d\omega d\Omega}\right|_{\theta=0} = \alpha\frac{\omega}{\omega_0^2}\frac{a_0^2}{8}N_0^2\ \left|J_n(\chi) - J_{n-1}(\chi)\right|^2, \tag{7.4}$$

с соответствующими значениями n и χ. Пиковое значение спектра фотонов рассеянных строго наза как функция a_0 для лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$, полученное численно, представлено на Рис. 7.2 для случаев нечирпированного импульса (зеленая линия) и идеально чирпированного импульса (синяя сплошная и черная пунктирная линии).

Можно увидеть, что в случае нечирпированного импульса пиковое значение спектра фотонов рассеянных строго назад достигает насыщения и становится независимым от a_0 при $a_0 \gg 1$. Напротив, в случае идеально чирпированного импульса пиковое значение спектра фотонов на оси растет пропорционально a_0^2, что показано синей сплошной линией. Черная пунктирная линия представляет аппроксимацию численно полученного пикового значения спектра на оси для случая чирпированного импульса, которое задаётся выражением:

$$\left[\left.\frac{d^2N_{ph}}{\alpha\, d\omega d\Omega}\right|_{\theta=0}\right]_{\text{peak}} = \alpha\frac{a_0^2\tau_L^2}{4\pi^4}. \tag{7.5}$$

Стоит отметить, что спектр падающего идеально чирпированного импульса простирается приблизительно до частоты $\omega_{max} = \left(1 + a_0^2\right)$, квадратично увеличиваясь с a_0. На правом графике на Рис. 7.3 показаны нормированные спектры лазерных импульсов, идеально чирпированных в соответствии с уравнением (7.1) (красный цвет соответствует $a_0 = 0.2$, а зелёный цвет соответствует $a_0 = 0.5$), в сравнении со спектром нечирпированного лазерным импульсом.

Для малых значений $a_0 < 1$ введенный чирп может составлять порядка 10-20 процентов и достижим с использованием современной технологии. Это уже позволяет создавать источники с узкой шириной спектра, используя значительно большую интенсивность лазера, чем это обычно возможно, что, в свою

очередь, снижает требуемую энергию лазера. Как отмечалось ранее, даже работа при $a_0 = 0.3$ по сравнению с $a_0 = 0.15$ позволяет сократить энергию рассеивающего лазера в четыре раза. Хотя в принципе этот метод может использоваться и при еще больших интенсивностях, практическая реализация ограничивается доступной шириной спектра рассеивающего лазера. Например, при $a_0 = 10$ лазерный импульс охватывает диапазон длин волн от рентгеновских до длины волны самого лазера, что выходит за рамки современных технологий лазеров.

Важно отметить, что в случае нелинейного рассеяния Комптона уже нельзя сопоставлять ширину спектра рассеяния с шириной спектра падающего лазерного импульса, как это было сделано в Главе 2. Как было показано в этом разделе, перераспределение частот во времени (чирпирование) может привести к получению узкой линии рассеяния.

7.1.1. Угловые свойства и коллимация спектра в случае идеального чирпирования

Во время взаимодействия электрона с лазерным импульсом электрон замедляется, то есть его гамма фактор становится эффективно меньше, с минимальным значением, заданным выражением $\gamma_\star = \gamma/\sqrt{1+a_0^2}$. Так как угол раскрытия конуса излучения, создаваемого релятивистским электроном, пропорционален $1/\gamma$, можно ожидать, что для электрона, замедленного в процессе взаимодействия, конус излучения станет шире, что соответствует изменению гамма фактора. Более того, самый большой пик в энергетическом спектре создается в центре лазерного импульса, где интенсивность максимальна, а гамма фактор принимает минимальное значение. Учитывая это, нормированная энергия фотона как функция угла рассеяния может быть записана следующим образом:

$$y(\theta) = \frac{1}{1+\gamma_\star^2\theta^2}\,. \tag{7.6}$$

Спектральные линии “выпрямляются” для больших значений a_0 в случае

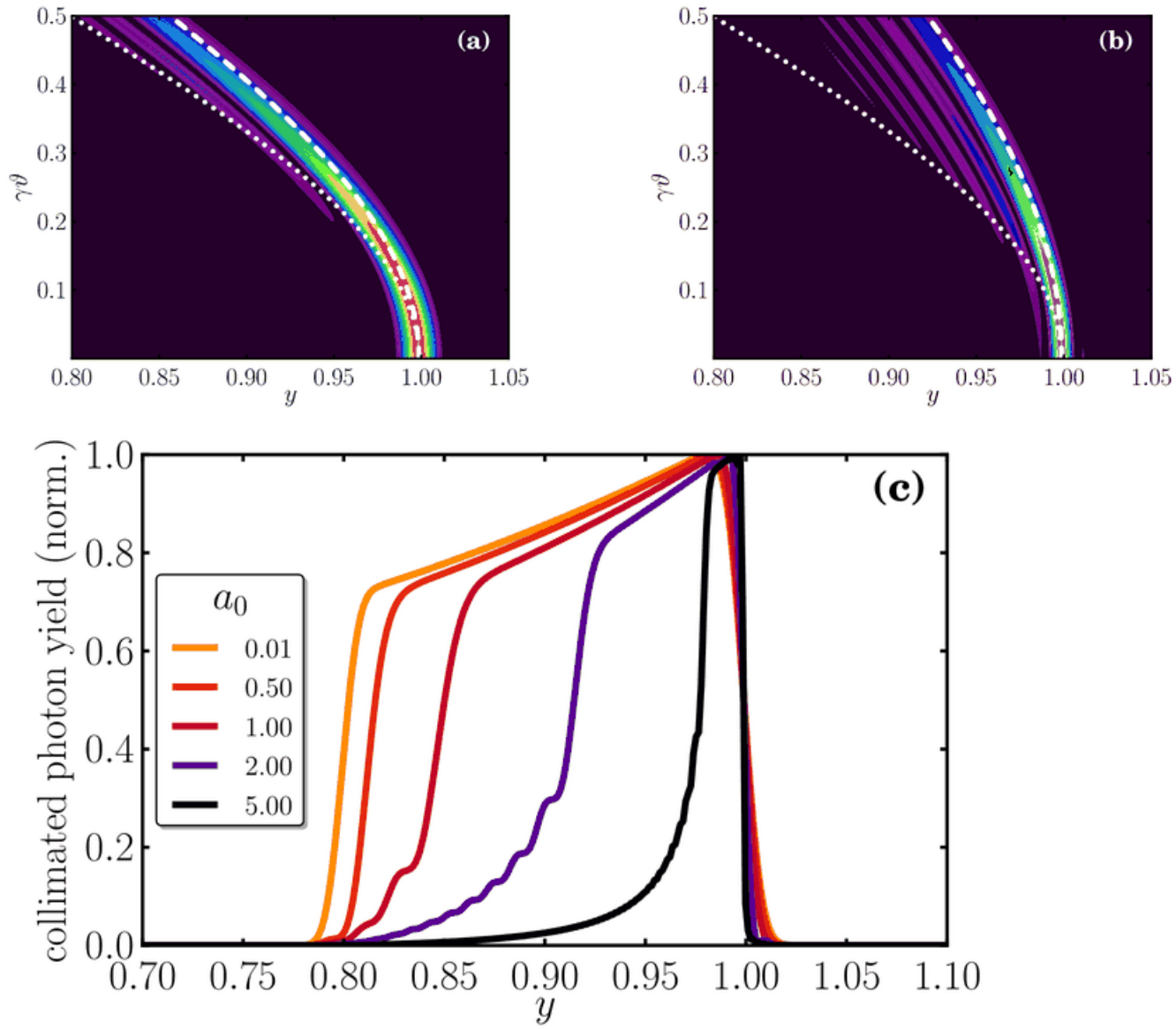


Рис. 7.4. Нормализованная частота y самого большого пика компенсированной фундаментальной линии значительно слабее зависит от нормализованного угла рассеяния $\gamma\theta$ при увеличении значений a_0, например, для $a_0 = 1$ (a) и $a_0 = 2$ (b), и следует модифицированной угловой зависимости нормализованной частоты фотонов (пунктирная кривая), которая задаётся ур. (7.6). Излучение становится более монохроматичным в более широком угловом диапазоне по сравнению с случаем линейного комптоновского рассеяния, частотно-угловая корреляция которого изображена штриховой линией. Таким образом, высокая интенсивность лазера $a_0 \gtrsim 1$ способствует уменьшению спектральной ширины компенсированного нелинейного комптоновского, когда рассеянное излучение собирается в пределах конечного угла коллимации, например, $\gamma\theta_c = 0.5$ (c).

идеального чирпирования, по сравнению со случаем линейного рассеяния Комптона. Этот эффект можно увидеть на рис. 7.4 (a) и (b), где представлены спектры излучения как функции энергии и угла для случаев $a_0 = 1$ и $a_0 = 2$, соответственно. На этих рисунках пунктирные кривые показывают модифицированную угловую зависимость спектральных линий для идеального чирпирования, согласно уравнению (7.6), в сравнении с линейным рассеянием (штрихпунктирные кривые). Можно видеть, что спектр излучения примерно ограничен этими кривыми, с максимумом, близким к выпрямленной компенсированной нелинейной линии.

В результате излучение, собираемое в пределах фиксированного угла коллимации θ_c, имеет меньшую ширину спектра для больших значений a_0. Снижение ширины спектра четко видно на Рис. 7.4 (c), где показан спектр излучения, проинтегрированный по всем углам рассеяния до $\theta_c = 1/(2\gamma)$, как функция нормализованной частоты фотона y. Снижение ширины спектра очевидно и количественно выражено относительной шириной спектра на полувысоте (FWHM) κ, которая уменьшается с $\kappa = 20\%$ в режиме линейного рассеяния ($a_0 = 0.01$) до $\kappa = 2\%$ для идеального чирпирования и $a_0 = 5$.

Эффект выпрямления угла спектра излучения имеет важное практическое значение. При проектировании источников фотонов рентгеновского и гамма-диапазона задаются центральная энергия фотонов и желаемая ширина спектра κ на полувысоте (FWHM) (см. Главу 4). Согласно [19], в случае линейного комптоновского рассеяния приближенный оптимальный угол коллимации может быть найден из следующего уравнения:

$$\frac{1}{1+\gamma^2\theta_c^2} = 1 - \kappa\,. \tag{7.7}$$

Однако, из-за того, что электрон замедляется во время взаимодействия, гамма фактор в этом уравнении должен быть заменен на $\gamma_\star$. Оптимальный угол коллимации для получения ширины спектра κ в случае идеального чирпирования увеличивается до $\theta_{\star,c} = \theta_c\sqrt{1+a_0^2}$. Для линейной поляризации надо

вместо a_0^2 писать $a_0^2/2$.

Как видно, для больших значений a_0 важно выбрать правильный, увеличенный угол коллимации, задаваемый $\theta_{\star,c}$. Это обеспечивает примерно в $1 + a_0^2$ раз больше фотонов в заданной ширине спектра по сравнению со случаем, когда угол коллимации выбирается "неправильно", согласно значению θ_c из уравнения (7.7).

7.1.2. Взаимодействие лазерного и электронного пучков

Выше был рассмотрен случай плоской электромагнитной волны взаимодействующей с одним электроном. Рассмотрим теперь случай взаимодействия ограниченного в пространстве лазерного пучка с пучком электронов с ненулевым разбросом по энергии и ненулевым эмиттансом.

Как и в случае линейного рассеяния, рассмотренного в главе 1, влияние энергетического разброса электронного пучка $\sigma_{\gamma,\mathrm{FWHM}}$ на полосу пропускания фотонов приблизительно определяется выражением

$$\Delta y \approx \frac{2\sigma_{\gamma,\mathrm{FWHM}}}{\gamma} \,. \tag{7.8}$$

Вклад эмиттанса электронного пучка в относительную ширину линии рассеяния при идеальном чирпировании отличается по сравнению с линейным случаем. Как обсуждалось в раздел 7.1.1, из-за замедления электрона конус излучения имеет более широкий угол раскрытия. Это приводит к менее строгому требованию к расходимости электронного пучка для получения желаемой относительной полосы пропускания κ.

Как показано в работе [19] и главе 1, для заданной полосы пропускания κ угловая расходимость электронного пучка по FWHM $\sigma_{\theta,\mathrm{FWHM}}$ должна удовлетворять приближенному условию $\gamma^2\sigma_{\theta,\mathrm{FWHM}}^2/4 < \kappa$. Заменяя γ на модифицированный гамма фактор $\gamma_\star$, обусловленный взаимодействием, получается менее строгое условие для расходимости электронного пучка в случае идеального

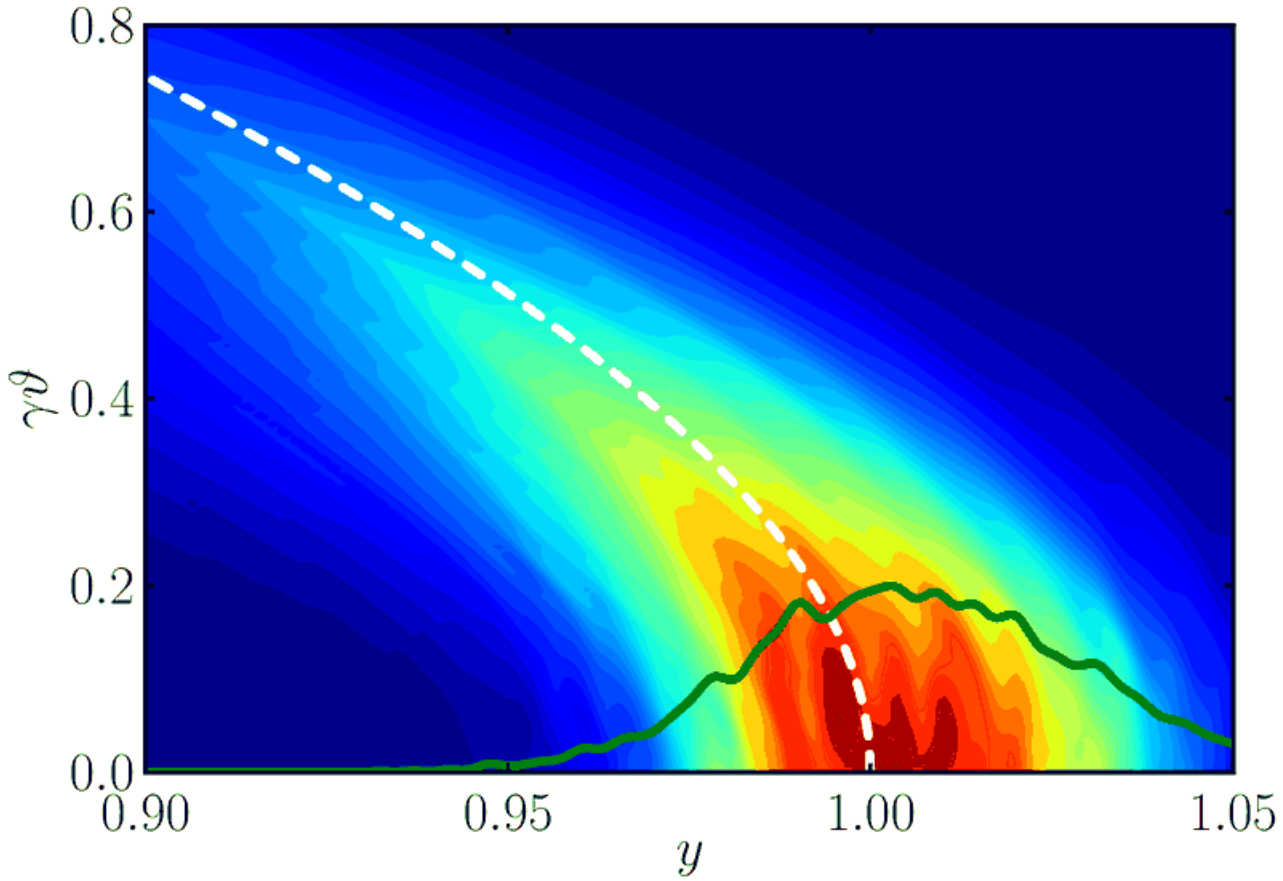


Рис. 7.5. Смоделированный энергетико-угловой спектр излучения в случае реалистического электронного пучка, взаимодействующего с фокусированным лазерным импульсом с пиковой амплитудой $a_0 = 2.83$. Белая пунктирная кривая показывает угловую зависимость энергии излучения в соответствии с ур. (7.6). Сплошная зелёная линия изображает распределение по частоте спектра рассеяния строго назад.

чирпирования:

$$\frac{\gamma^2 \sigma^2_{\theta,\mathrm{FWHM}}}{4\,(1+a_0^2)} < \kappa\,. \tag{7.9}$$

Как было показано в главе 4, в случае электронных пучков, ускоренных в лазерной плазме, угловая расходимость электрона является одним из основных механизмов уширения для источников комптоновских фотонов, и ее контроль, например, с помощью магнитных или плазменных линз, необходим при проектировании источника [19]. Механизм идеального чирпирования может дополнительно снизить требования к расходимости электронного пучка и обеспечивает

дополнительные преимущества для компактных источников фотонов основанных на рассеянии Комптона.

Отметим, что в случае использования идеального чирпирования и ограниченных пучков, возникают дополнительные источники уширения линии излучения. Например, электроны, движущиеся под углом θ_e относительно оси пучка, излучают узкополосное излучение в направлении своего движения, т.е. под углом θ_e. Излучение на оси пучка для таких электронов (1) имеет более низкую энергию фотонов в соответствии с уравнением (7.6) и учитывается в уравнении (7.9); и (2) обладает дополнительным уширением из-за несовершенной компенсации. Для электронного пучка с расходимостью $\sigma_{\theta,\mathrm{FWHM}}$ влияние на относительную ширину линии излучения можно оценить как $a_0^2\sigma_{\theta,\mathrm{FWHM}}^2$. Для $a_0^2 \ll \gamma$ уширение из-за этого эффекта пренебрежимо мало по сравнению с уром (7.9).

Дополнительным источником уширения является конечный поперечный размер как электронного, так и лазерного пучков. Если лазерный пучок не имеет прямоугольной поперечной формы, электроны, движущиеся вне оси, будут испытывать меньшие значения a_0, и сдвинутая (чирпированная) частота будет избыточно компенсировать эффект замедления электрона. Предполагая, что поперечный профиль лазера имеет гауссову форму $a(r) = a_0 \exp\left(-r^2/2w_0^2\right)$ и поперечный размер электронного пучка равен $\sigma_{r,\mathrm{FWHM}}$, дополнительное относительное уширение спектра будет приблизительно равно

$$\Delta y = \frac{1+a_0^2}{1+a_0^2 e^{\left(-\sigma_{r,\mathrm{FWHM}}^2/w_0^2\right)}} - 1 \approx e^{\left(\sigma_{r,\mathrm{FWHM}}^2/w_0^2\right)} - 1, \tag{7.10}$$

где последнее приближение хорошо работает при $a_0^2 \gg 1$. Видно, что несовершенная компенсация частоты из-за фокусировки может привести к значительному дополнительному уширению, и это необходимо учитывать при проектировании источника.

Кроме того, дополнительное уширение возникает из-за дифракции лазерного импульса: если временная форма импульса в фокусе имеет гауссову фор-

му, и частота компенсируется в соответствии с этой формой, электрон будет воспринимать искаженную временную форму при прохождении через область взаимодействия из-за дифракции лазерного импульса. Однако ожидается, что этот эффект будет незначительным при $w_0 \gg \lambda_L$, где w_0 – размер пятна лазера, а λ_L – длина волны лазера.

Оценки влияния параметров электронного и лазерного пучков на уширение спектра показывают, что метод идеального чирпирования может быть использован в экспериментах для повышения эффективности источников. Для проверки возможности использования метода идеального чирпирования в экспериментах, были проведены численные расчеты для реалистичных пучков с помощью методов, описанных в главе 3 и в работе [78]. Параметры электронного пучка следующие: центральная энергия $\gamma = 529$, энергетический разброс 2.2%, нормализованный эмиттанс $\varepsilon_n \approx 0.2$ мм мрад, поперечный радиус составляет $\sigma_{r,\mathrm{FWHM}} = 1.8$ мкм, угловой разброс – $\sigma_{\theta,\mathrm{FWHM}} = 0.2$ мрад, длительность – 10 фемтосекунд. Эти параметры являются реалистичными для электронов, ускоренных в лазерной плазме [48, 55, 151, 152]. Лазерный пучок имеет гауссову форму в каждом направлении, нормированную амплитуду $a_0 = 2.83$ и среднеквадратичный радиус $w_0 = 30$ мкм. Длина волны лазера $\lambda_L = 0.8$ мкм ($\omega_L = 1.55$ эВ). Частота лазерного импульса идеально подстроена в соответствии с уравнением (7.1). Согласно оценкам, приведённым ранее в этом разделе, общее уширение из-за энергетического разброса электронного пучка, расхождения и фокусировки должно быть порядка 5%.

Результаты численного моделирования представлены на Рис. 7.5, где показан спектр излучения в координатах энергия-угол (в произвольных единицах). Белая пунктирная линия показывает кривую, заданную уравнением (7.6) для $a_0 = 2.83$, и хорошо совпадает с результатами моделирования. Зеленая сплошная линия представляет спектр на оси. Можно видеть, что спектр узкий и имеет ширину полосы на оси примерно 5%, что хорошо согласуется с приведенными выше оценками. Основной вклад в ширину полосы в данном случае

вносит энергетический разброс электронов и составляет приблизительно 4.4%. Вклады, обусловленные расхождением и фокусировкой электронного пучка, составляют примерно по 0.5% каждый. Стоит отметить, что без компенсации пондеромоторное уширение из-за нелинейного эффекта при $a_0 = 2.83$ составило бы порядка 80% [19]. Представленные результаты численного моделирования учитывают реалистичные электронные и лазерные пучки и показывают, что идеальное чирпирование лазерных импульсов для использования в комптоновском рассеянии является перспективным подходом для повышения выхода фотонов в рентгеновских и гамма-источниках.

7.1.3. Влияние радиационного трения на спектр рассеяния для идеально чирпированных импульсов

Интересен вопрос о влиянии классического радиационного трения на спектр рассеяния идеально чирпированных лазерных импульсов [65].

На Рис. 7.6 представлены результаты численного моделирования рассеяния идеально чирпированного по уравнению (7.1) лазерного импульса с электроном. Лазерный импульс имеет гауссову огибающую, амплитуду $a_0 = 2$ и длительность $\tau_L = 30$ периодов. На левом графике на Рис. 7.6 показаны спектры рассеяния строго назад для различных лазерных импульсов (нечирпированный и идеально чирпированный), а также для различных методов подсчета траектории электрона. Черная линия соответствует случаю нечирпированного лазерного импульса и стандартного расчета траектории с помощью силы Лоренца. Голубая штриховая линия соответствует нечирпированному импульсу, но с траекториями расчитанными с помощью уравнений Ландау-Лифшица, то есть с учетом силы радиационного трения. Особой разницы в спектра рассеяния строго назад при таких параметрах лазерного импульса и электрона не видно. Спектр широкий и хорошо заметна стандартная интерференционная картина характерная для пондеромоторного уширения. Синяя линяя соответствует случаю идеально чирпированного импульса при расчете траектории электрона без

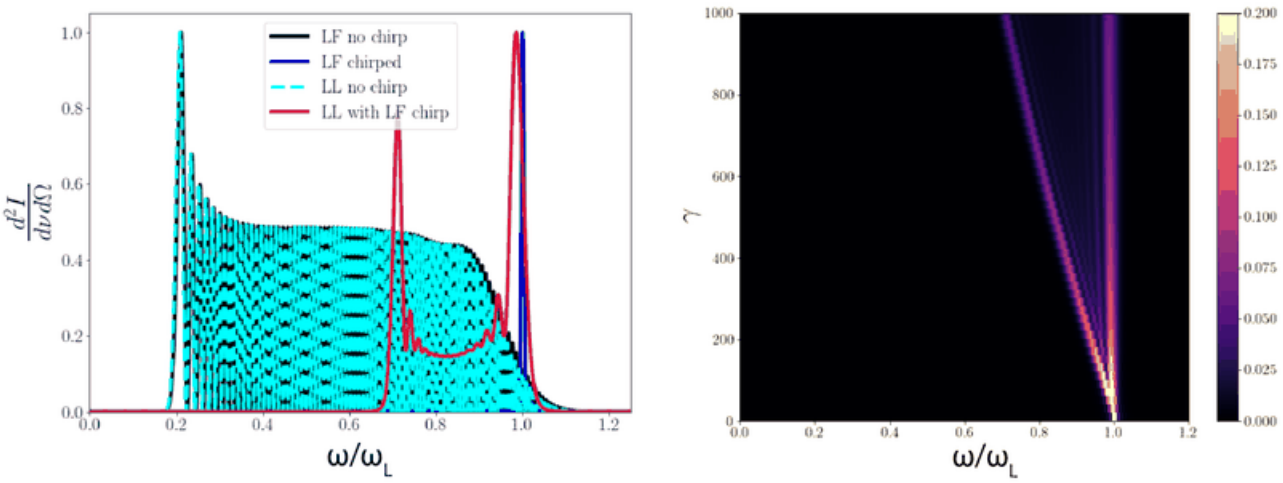


Рис. 7.6. Слева: сравнение нормализованных спектров, посчитанных с без учета силы радиационного трения и с ее учетом, для параметров лазера $a_0 = 2$, $N_c = 30$ и $\gamma = 10^3$. Спектры без идеального чирпирования практически неразличимы, но с идеальным чирпированием наблюдается значительная разница между спектрами. Это означает, что можно измерить эффект радиационной трения в экспериментах, используя идеальное чирпирование. Справа: Зависимость спектра рассеяния строго назад от начальной энергии электрона (γ) при расчетах с учетом силы радиационного трения для случая идеального чирпирования. Параметры лазера остаются такими же, как для левого графика.

учета силы радиационного трения. В этом случае, как и в разделах выше получается идеальный узкополосный спектр излучения рассеянного строго назад. Красная линия соответствует случаю идеально чирпированного импульса при расчете траектории с учетом силы трения. В этом случае спектр сильно уширяется и в спектре рассеяния строго назад видны два пика. На правом графике показаны результаты расчета спектра рассеяния строго назад для разных γ при остальных параметрах как и на левом графике. Теоретически этот эффект можно измерить экспериментально, хотя создание лазерных импульсов с большим a_0 и частотой меняющейся по закону (7.1) сопряжено с техническими сложностями.

7.2. Компенсация пондеромоторного уширения с помощью дуплета линейно-чирпированных импульсов

В разделе 7.1 был рассмотрен метод идеального нелинейного чирпирования, когда мгновенная частота лазерного импульса подчиняется уравнению (7.1). Спектры идеально чирпированных лазерных импульсов для разных значений a_0 показаны на Рис. 7.3. Создание таких импульсов в лаборатории сопряжено со сложностями и, скорее всего, идеальное нелинейное чирпирование лазерных импульсов невозможно.

В этом разделе предложен простой метод генерации оптимизированных лазерных импульсов для компенсации нелинейного уширения источников фотонов обратного комптоновского рассеяния и, таким образом, увеличения выхода фотонов в узкой частотной полосе. Предлагается синтезировать оптимизированный лазерный спектр с использованием стандартных дисперсионных оптических элементов. Работая в частотной области, одновременно корректируются как временная форма импульса, так и локальная частота лазера для выполнения условия компенсации, заданного уравнением (7.1), где частота сначала растёт до пика интенсивности импульса, а затем снова падает. Разработана аналитическая модель для прогнозирования оптимальной дисперсии, необходимой для генерации узкополосного спектра, проведено ее сравнение с численной оптимизацией пиковой спектральной яркости компенсированного нелинейного комптоновского источника. Также проведено численное моделирование для реалистичных электронных пучков, учитывая фокусировку лазера.

Для генерации оптимизированных спектров комптоновского рассеяния мы предлагаем двухимпульсную схему [113]: 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 спектраль-

ная 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, см. Рис. 7.7(а).

Мы моделируем начальный лазерный импульс с помощью гауссовой спектральной амплитуды,

$$\tilde{a}_{\text{in}}(\omega) = \frac{a_0}{\Delta\omega_L}\sqrt{2\pi}\, e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\Delta\omega_L^2}}\,, \tag{7.11}$$

с шириной полосы $\Delta\omega_L$. Обратное преобразование Фурье этого спектра даёт комплексную амплитуду,

$$a_{\text{in}}(\tau) = a_0\, e^{-\frac{\tau^2\Delta\omega_L^2}{2}}\, e^{-i\omega_0\tau} = a(\tau)\, e^{-i\omega_0\tau}\,, \tag{7.12}$$

которая определяет вещественный векторный потенциал циркулярно поляризованного лазерного импульса, распространяющегося в направлении z, через $\mathbf{a}_\perp = \Re[a_\perp\epsilon]$, где $\epsilon = \mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y$, а $\tau = t - z$.

После наложения спектральных фаз $\pm\tilde{\Phi}(\omega)$ на два разделённых импульса и их последующего объединения, спектр объединённого двухимпульсного сигнала модулируется следующим образом:

$$\tilde{a}(\omega) = \tilde{a}_{\text{in}}(\omega)\cos\tilde{\Phi}(\omega)\,. \tag{7.13}$$

Спектральная фаза параметризуется как $\tilde{\Phi}(\omega) = \sum_{k=0}^{2} B_k\,(\omega-\omega_0)^k/(k!\Delta\omega_L^k)$. Добавление членов более высокого порядка не дало значительных улучшений, поэтому здесь мы сохраняем только члены до квадратичного порядка. Безразмерные параметры B_0, B_1 и B_2 определяют, соответственно, относительную фазу, относительную задержку и величину линейного чирпа. Эти параметры объединяются в вектор $\mathbf{B} = \{B_0, B_1, B_2\}$ для краткости записи.

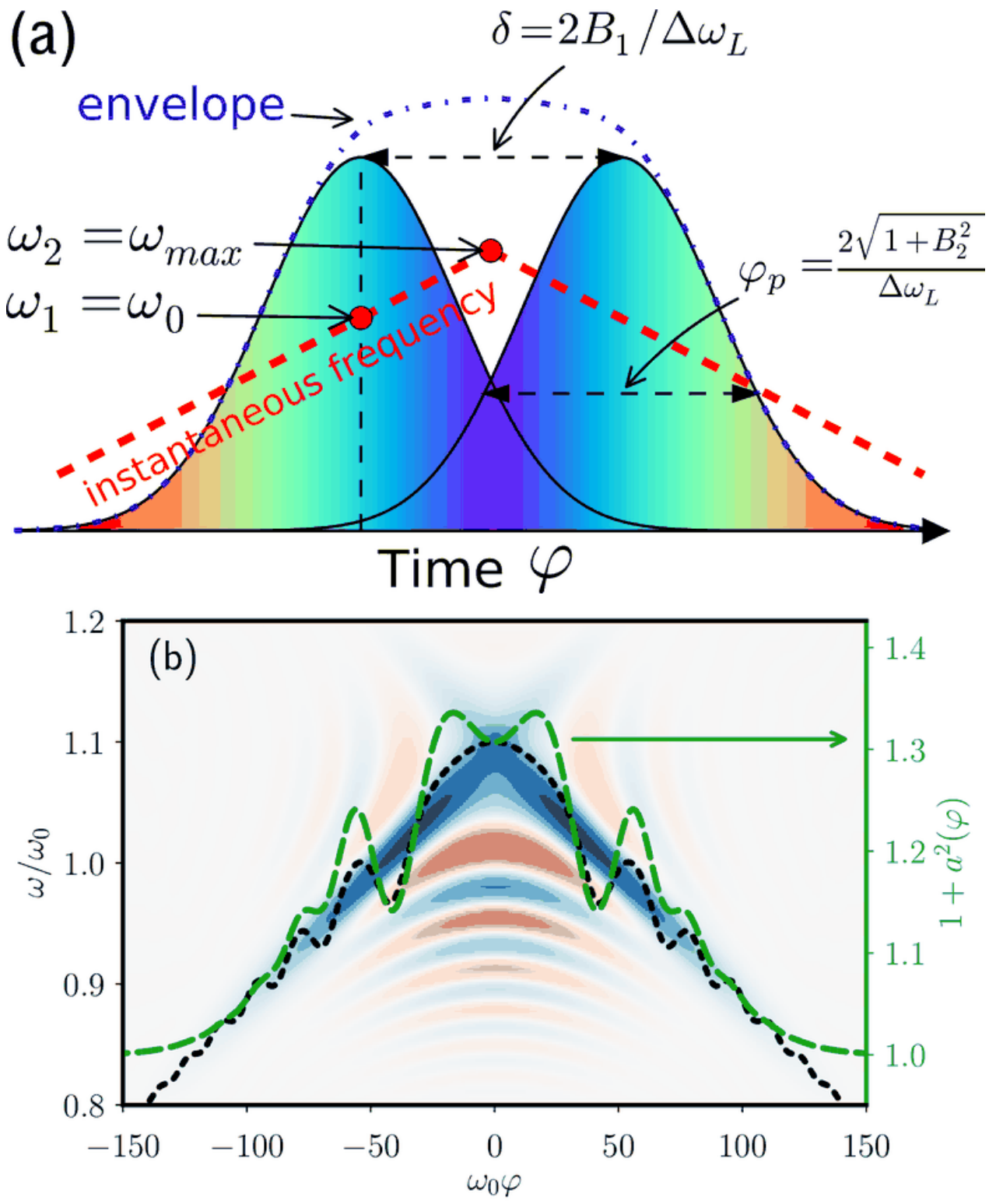


Рис. 7.7. (a) Схематический эскиз двухимпульсной модели для генерации оптимизированных лазерных импульсов для узкополосных комптоновских источников. (b) Функция Вигнера для рекомбинированного двухимпульсного сигнала при $\mathbf{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ (b). Чёрная кривая представляет аналитическое выражение для мгновенной частоты $\omega_L(\tau)$, зелёная пунктирная кривая – аналитическое мгновенное значение $1 + a^2(\tau)$.

Временная структура объединенного импульса может быть найдена аналитически с помощью обратного преобразования Фурье уравнения (7.13), что приводит к комплексной амплитуде $a_\perp(\tau) = a(\tau)e^{-i\Phi(\tau)}$, где $a(\tau)$ – временная огибающая, а $\Phi(\tau)$ – временная фаза двухимпульсного сигнала. Мгновенная частота в объединённом импульсе определяется как $\omega_L(\tau) = \mathrm{d}\Phi(\tau)/\mathrm{d}\tau$, которая является медленно изменяющейся функцией [153]. В пределе $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ мы снова получаем ограниченный преобразованием Фурье гауссов импульс с амплитудой a_0 и среднеквадратичной длительностью $\Delta\tau = 1/\Delta\omega_L$, см. уравнение (7.12). Для ненулевых значений $\mathbf{B}$ результирующий лазерный импульс будет растянут, с огибающей, которая в общем случае не является гауссовой, и с меньшей эффективной пиковой амплитудой по сравнению с импульсом, ограниченным преобразованием Фурье. Такой импульс можно представить как суперпозицию двух интерферирующих линейно модулированных гауссовых импульсов с задержкой $\delta = 2B_1/\Delta\omega_L$, каждый из которых имеет длительность на уровне $1/e$ равную $\tau_p = 2\sqrt{1+B_2^2}/\Delta\omega_L$, см. рис. 7.7(a). Функция Вигнера, характеризующая такой объединённый двухимпульсный сигнал, показана на рис. 7.7(b), вместе с мгновенной частотой $\omega_L(\tau)$ (пунктирная чёрная кривая) и мгновенной $1 + a^2(\tau)$ (пунктирная зелёная кривая).

Цель состоит в том, чтобы оптимизировать $\mathbf{B}$ таким образом, чтобы условие компенсации (7.1) выполнялось как можно лучше, см. зелёную и чёрную кривые на Рис. 7.7(b). Оптимальные значения $\mathbf{B}$ зависят от a_0 и доступной ширины полосы лазера. Здесь стоит отметить, что одно лишь растяжение импульса уже приводит к некоторому улучшению спектральной яркости, так как эффективное значение a_0 уменьшается. Однако, как мы увидим позже при сравнении с немодулированным согласованным гауссовым импульсом, чирпирование импульса значительно улучшает спектральную яркость.

Для изначально покоящегося электрона, спектр фотонов рассеянных строго назад может быть найден с помощью уравнения (6.31). В данном случае интеграл берется численно. Спектр рассеянных строго назад фотонов зависит

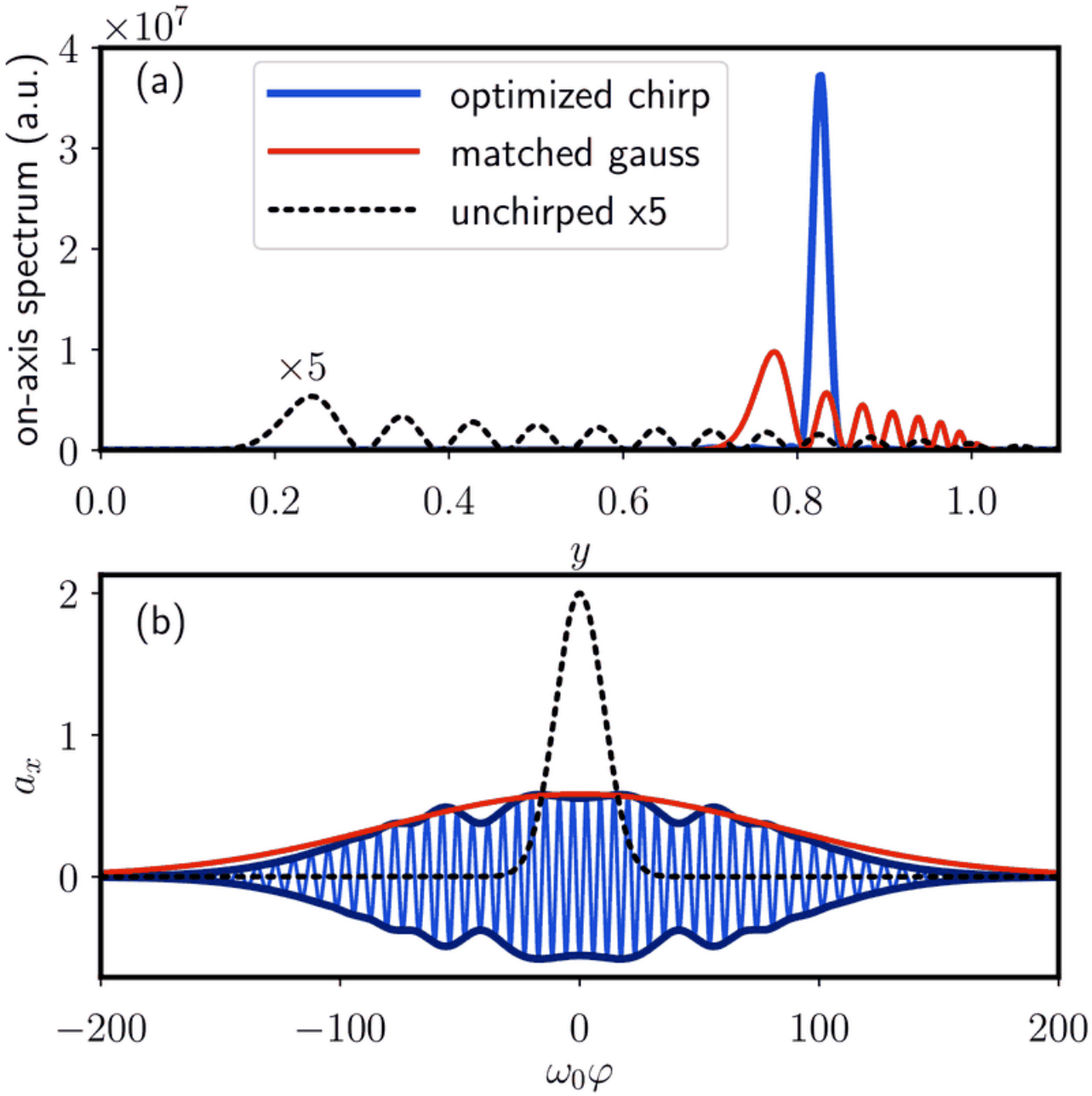


Рис. 7.8. (a) Спектры рассеянных строго назад фотонов для $a_0 = 2$, $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$ при различных значениях параметров $\mathbf{B}$. Спектр для случая без чирпа с $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ изображён чёрной пунктирной линией. Обратите внимание, что для улучшения видимости этот спектр умножен на 5. Случай оптимального набора параметров $\mathbf{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ показан синей кривой. Красная кривая демонстрирует спектр рассеянных фотонов вдоль оси для согласованного гауссовского импульса (описано в тексте). (b) Соответствующие амплитуды $a(\tau)$ нормализованного лазерного векторного потенциала.

от значений $\mathbf{B}$, как показано на Рис. 7.8(a), где представлен случай $a_0 = 2$ и $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$. Пунктирная черная кривая показывает спектр для немодулиро-

ванного лазерного импульса с $\mathbf{B} = \mathbf{0}$, в то время как синяя сплошная линия показывает спектр для оптимизированных значений $\mathbf{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ с среднеквадратичной шириной полосы $\Delta y = 0.0178$. Обратите внимание, что для удобства визуализации спектр для немодулированного лазерного импульса увеличен в 5 раз. Соответствующие нормированные формы векторного потенциала лазерного импульса показаны на Рис. 7.8(b) с использованием той же цветовой схемы.

Для модулированного импульса (синяя сплошная линия) представлены как огибающая, так и форма волны, и можно заметить, что частота на краях лазерного импульса ниже, чем в центре, где интенсивность выше. Для сравнения мы также используем понятие согласованного гауссового импульса – импульса, который имеет ту же амплитуду, что и модулированный импульс ($a_{\text{eff}} = 0.58$), и то же энергетическое содержание, но с постоянной частотой, равной ω_0. Огибающая согласованного гауссового импульса и соответствующий спектр фотонов рассеянных строго назад показаны красными кривыми на Рис. 7.8(b) и (a) соответственно. Можно видеть, что при выборе оптимальных параметров модуляции пик спектра рассеянных фотонов в данном случае в 4 раза выше, а ширина полосы значительно уже, чем у согласованного немодулированного гауссового импульса.

Рассмотрим теперь простейшую модель для оценки оптимальных параметров модуляции $\mathbf{B}$ для генерации узкополосного спектра нелинейного комптоновского рассеяния. Как обсуждалось выше, объединенный оптимизированный лазерный импульс можно рассматривать как когерентную суперпозицию двух задержанных противоположно линейно чирпированных гауссовых импульсов. Если задержка слишком велика, это приведёт к образованию двух отдельных импульсов, и условие оптимизации (7.1) не сможет быть выполнено.

Во-первых, для оптимального перекрытия импульсов задержка между двумя импульсами δ должна примерно равняться длительности каждого из импульсов, следовательно, $B_1 = \chi\sqrt{1 + B_2^2}$, где $\chi = \mathcal{O}(1)$ – коэффициент пропор-

циональности [1]. Во-вторых, интерференция двух импульсов должна быть преимущественно конструктивной, и двухимпульсный сигнал должен содержать максимально возможное количество фотонов, что определяет $B_0(B_1, B_2)$, см. уравнение (7.15) ниже, при условии, что аргумент косинуса в аналитическом выражении для $a^2(\tau)$ равен $2\pi n$, где n – целое число.

Наконец, и что наиболее важно, мы подстраиваем величину линейного чирпа, заданную параметром B_2, к изменению огибающей. Для этого необходимо лишь два значения мгновенной частоты $\omega_L(\tau)$: одно в центре каждого гауссового импульса, $\omega_1 = \omega_0$, и другое в середине двухимпульсного сигнала, $\omega_2 \simeq \omega_0 - \chi B_2 \Delta\omega_L / \sqrt{1+B_2^2}$. Это показано на рис. 7.7 (а), где мгновенная частота схематично изображена пунктирной красной линией, а две точки, используемые для подбора наклона, показаны красными точками. Условие компенсации для узкополосного излучения теперь принимает вид

$$\frac{\omega_1}{1+a^2(-\delta/2)} = \frac{\omega_2}{1+a^2(0)}\,, \tag{7.14}$$

что даёт уравнение для B_2. В пределе $|B_2| \gg 1$, после прямолинейных алгебраических вычислений, мы находим выражения для всех трёх параметров как функций ширины полосы лазера и a_0:

$$\begin{aligned} B_2 &= -\frac{a_0^2}{4\chi}\frac{\omega_0}{\Delta\omega_L}\left(4e^{-\chi^2} - 1 - \chi\frac{\Delta\omega_L}{\omega_0}\right)\,, \\ B_1 &= \chi\sqrt{1+B_2^2}\,, \\ B_0 &= \frac{\chi^2 B_2}{2} - \frac{1}{4}\arctan B_2 + n\pi\,, \end{aligned} \tag{7.15}$$

которые задают лазерные импульсы, компенсирующие нелинейное уширение спектра и значительно уменьшающие ширину спектра излучения рассеянного строго назад.

Для нахождения оптимальных наборов параметров $\mathbf{B}$, обеспечивающих наиболее узкий среднеквадратичный спектр фотонов рассеянных строго назад

[1] По причинам симметрии $-\mathbf{B}$ создаёт тот же лазерный импульс, что и $\mathbf{B}$. Кроме того, B_1 и B_2 должны иметь противоположные знаки, здесь мы выбираем $B_1 > 0$.

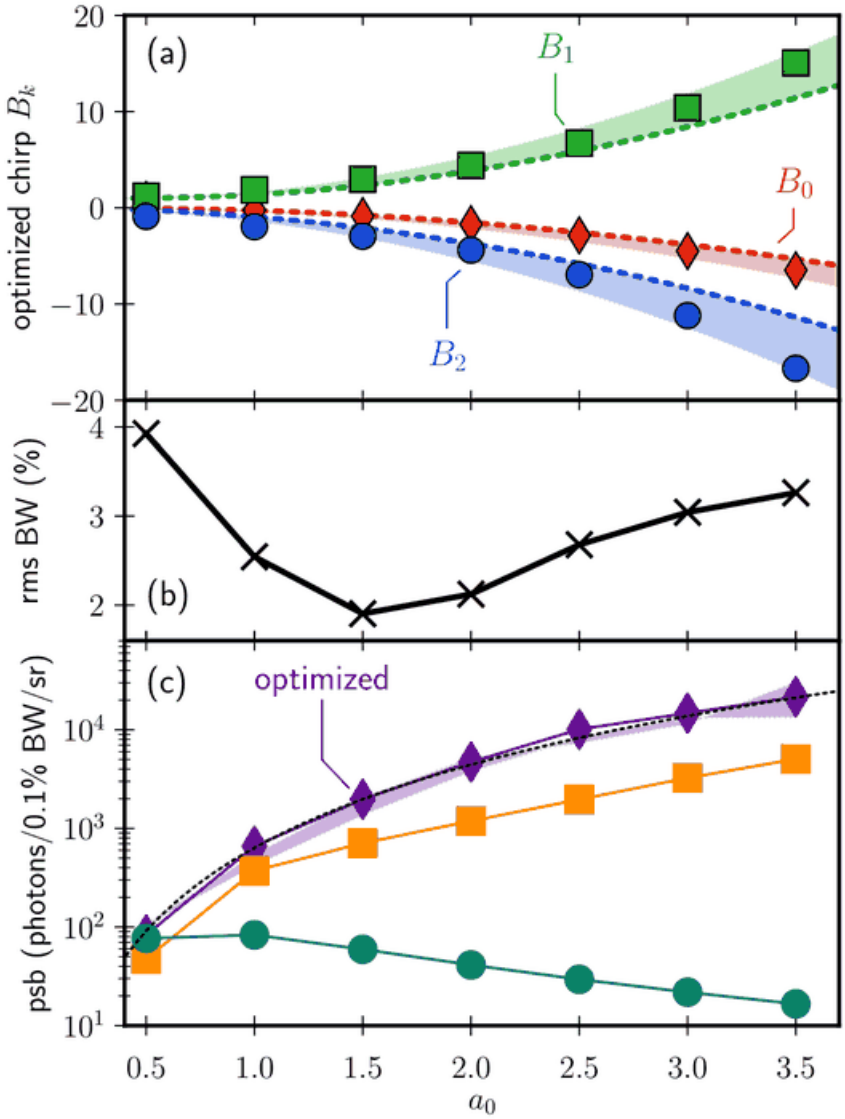


Рис. 7.9. (a) Оптимальные параметры чирпирования B_0 (красные ромбы), B_1 (зелёные квадраты) и B_2 (синие круги), приводящие к наибольшему сужению спектра фотонов рассеянных строго назад, полученные из численного моделирования, в зависимости от a_0 при $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$. Заштрихованные области соответствующих цветов представляют предсказания модели согласно ур. (7.15). (b) Относительная ширина спектра фотонов рассеянных строго назад для оптимально чирпированного дуплета импульсов. (c) Пиковая спектральная яркость рассеянных строго назад фотонов в зависимости от a_0 для оптимально чирпированного дуплета импульсов (фиолетовые ромбы) в сравнении с согласованным гауссовским импульсом (оранжевые квадраты) и неоптимизированным (нечирпированным) случаем (голубые круги). Чёрная пунктирная кривая представляет аппроксимацию $f(a_0) = 637\, a_0^{2.8}$ для оптимизированного случая, заштрихованная область соответствует предсказаниям пиковой спектральной яркости, основанным на параметрах модели, как в пункте (a).

для различных значений a_0 и ширины полосы лазера $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$, была проведена численная оптимизация. Результаты представлены на Рис. 7.9 и сопоставлены с предсказаниями аналитической модели из уравнений (7.15). Символы на Рис. 7.9(a) обозначают численно оптимизированные параметры $\mathbf{B}$, а затененные области соответствуют предсказаниям модели при варьировании $\chi = 0.95 \ldots 1$, причём пунктирные кривые показывают случай $\chi = 1$. Следует отметить, что имеются некоторые расхождения между численной оптимизацией и аналитической моделью при малых значениях a_0, так как для вывода уравнений (7.15) предполагалось $B_2 \gg 1$.

На рис. 7.9(b) показана относительная среднеквадратичная ширина спектра рассеянных назад фотонов, которая остается значительно ниже 4% во всём диапазоне. Очевидно, что существует оптимальный диапазон значений a_0 для заданной ширины полосы лазера, находящийся около $a_0 = 1.5$, где ширина спектра фотонов минимальна. Эта оптимальная область смещается к большим значениям a_0 при увеличении ширины полосы лазера.

Для больших значений $a_0 > 3.5$ качество спектра фотонов несколько ухудшается. По всей видимости, это связано с тем, что при высоких значениях a_0 величина чирпа сильно растягивает импульсы, и задержка между ними приводит к биениям двух гауссовых импульсов, в результате чего огибающая двухимпульсного сигнала перестаёт быть гладкой. Согласно простой модели, для оптимально модулированных импульсов эффективное значение $a_{\text{eff}} \approx 1.76 \times \sqrt{\Delta\omega_L/\omega_0}$ при $|B_2| \gg 1$, независимо от исходного значения a_0. Мы провели исследования для различных значений $\Delta\omega_L/\omega_0$ и обнаружили схожую оптимизацию, но с расширением оптимального диапазона к большим значениям a_0 для более широкой полосы лазера.

На Рис. 7.9(c) показана пиковая спектральная яркость рассеянных назад фотонов вблизи оси в зависимости от a_0 для численно оптимизированных модулированных импульсов (фиолетовые ромбы). Фиолетовая затененная область соответствует оптимизированным параметрам модели, заданным урав-

нениями (7.15), с таким же варьированием, как и на рис. 7.9(а), демонстрируя очень хорошее согласие и устойчивость модели. Случай $a_0 = 2$ тот же, что показан на Рис. 7.8. Численное моделирование с разными параметрами показывает, что пиковая спектральная яркость для оптимально модулированных импульсов растет $\propto a_0^{2.8}$ (пунктирная чёрная кривая). Для сравнения также показаны результаты для немодулированных импульсов (зелёные круги) и согласованных гауссовых импульсов (оранжевые квадраты). Пиковая спектральная яркость для оптимально модулированного импульса (двухимпульсного сигнала) превышает яркость согласованного гауссова импульса в $4 \ldots 5$ раз.

Выше была предложена простая двухимпульсную схема для компенсации нелинейных эффектов пондеромоторного уширения в источниках гамма-излучения на основе обратного комптоновского рассеяния. Схема основана на спектральном синтезе оптимизированных модулированных лазерных импульсов за счет линейного чирпирования. Была разработана простая модель для прогнозирования необходимой спектральной фазы в зависимости от интенсивности и ширины полосы лазера, которая хорошо сходится с результатами расчета. Для проверки устойчивости нашей схемы с учетом 3D-эффектов были проведены дополнительные численные исследования с использованием реалистичных лазерных и электронных пучков. Параметры электронного пучка (предполагается пучок из ЛПУ) следующие: центральная энергия 270 МэВ ($\gamma \approx 528$), энергетический разброс 2.2%, нормализованный эмиттанс 0.2 мм мрад, поперечный размер пучка 1.8 мкм, длительность пучка 10 фемтосекунд [151, 152, 154]. Параметры лазерного пучка: радиус в перетяжке $w_0 = 20$ мкм, $a_0 = 2$, $\omega_L = 1.55$ эВ, временная модуляция (чирп) выполнена с учетом численной оптимизации на Рис. 7.9.

Рис. 7.10. Энергетико-угловой спектр рассеяния полученный с помощью численного моделирования рассеяния сфокусированного лазерного импульса на реалистичном электронном пучке с зарядом 50 пК. Зеленая кривая показывает спектр рассеяния строго назад.

Предсказания простой аналитической модели могут служить начальными условиями для активной оптимизации обратного комптоновского рассеяния, например, с использованием методов машинного обучения. Оптимальное управление временной структурой лазерного импульса уже было успешно продемонстрировано, например, для оптимизации электронных пучков ЛПУ и генерации рентгеновского излучения [155].

7.3. Зависимость спектра комптоновского рассеяния от величины линейного чирпа в одноимпульсной схеме

Рассмотрим теперь задачу о рассеянии одного линейно чирпированного лазерного импульса на электроне [156]. Будем искать оптимальную модуляцию (чирпирование) в спектральной области. Лазерные импульсы моделируются следующим образом:

$$\tilde{A}(\omega) = \sqrt{2\pi} a_0 \tau_L \exp\left(-\frac{\tau_L^2}{2}(\omega-\omega_0)^2(1-i\beta)\right), \tag{7.16}$$

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:

$$A(\tau) = a_{\text{eff}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_{\text{eff}}^2}\right) \exp\left(i\left(\tau + \frac{\beta\tau^2}{2\tau_{\text{eff}}^2} + \phi_0\right)\right), \tag{7.17}$$
$$a_{\text{eff}} = \frac{a_0}{(1+\beta^2)^{1/4}},\ \tau_{\text{eff}} = \tau\sqrt{1+\beta^2},\ \omega_L(\tau) = 1 + \frac{\beta\tau}{\tau_{\text{eff}}^2},$$

где ϕ_0 – постоянный фазовый сдвиг, зависящий от β.

Для изначально покоящегося электрона, спектр излучения рассеянного строго назад может быть найден с помощью уравнения (6.30).

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.

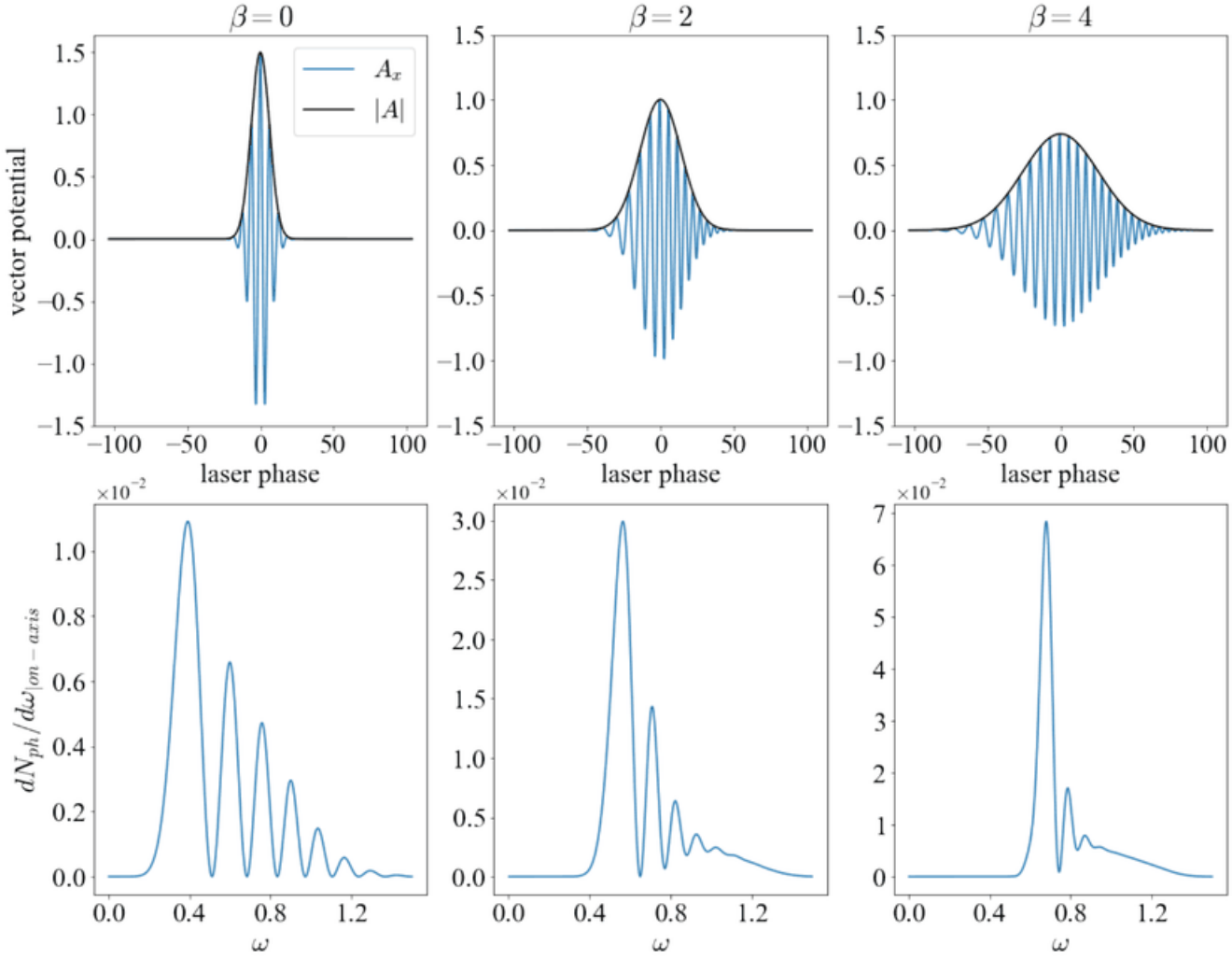


Рис. 7.11. Верхний ряд: векторный потенциал линейно-чирпированного лазерного импульса ($a_0 = 1.5, \tau = 2\pi$) для разных параметров чирпа $\beta = 0, 2, 4$. Нижний ряд: соответствующие спектры рассеяния строго назад.

Рисунок 7.11 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 импуль-

са с параметрами $a_0 = 1.5$, $\tau = 2\pi$ происходит сужение спектра, уменьшение числа субпиков (локальных максимумов) и появление слабого педестала. При больших значениях β точка излома исчезает, а дальнейший рост β приводит к формированию более выраженного спектрального педестала и снижению амплитуды пиков спектра, пока не достигается предел при $\beta \gg 1$.

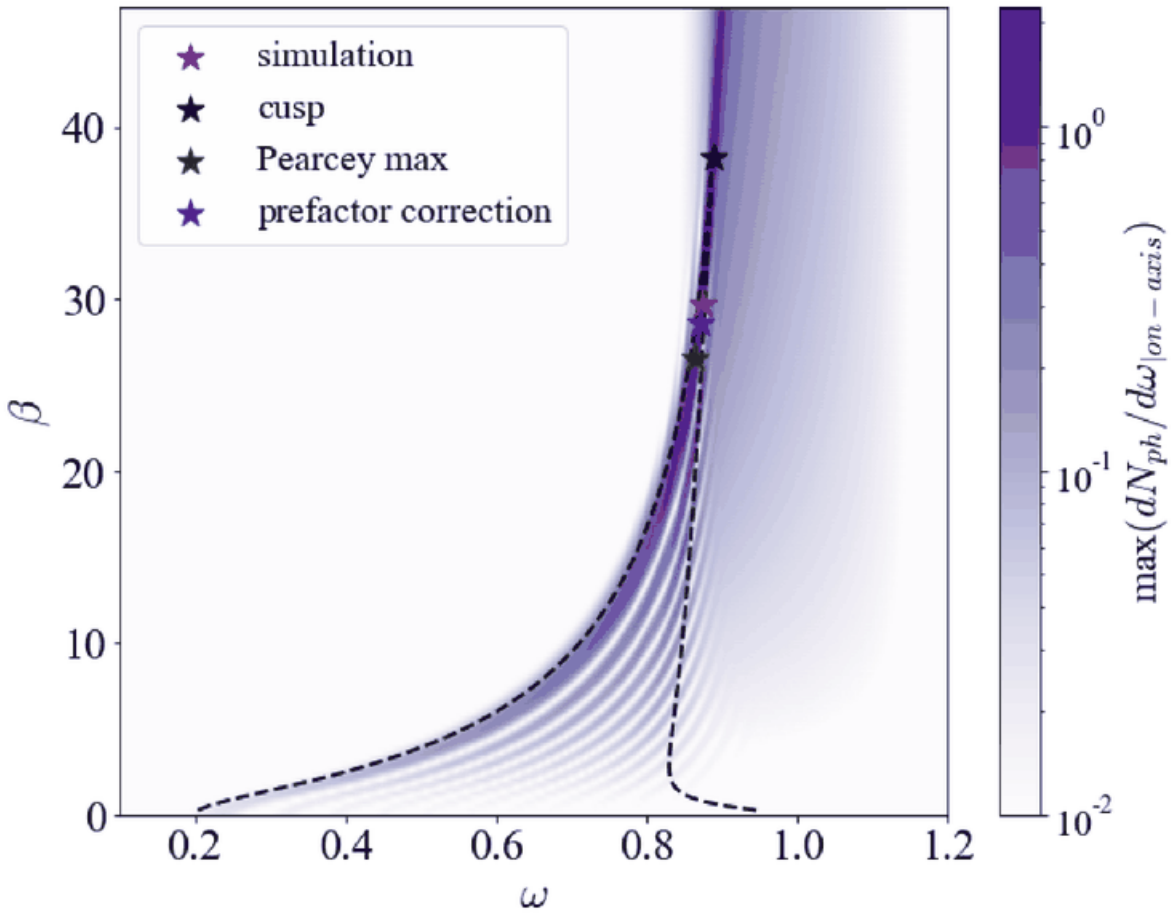


Рис. 7.12. Спектры рассеяния строго назад для различных значений параметра β при $a_0 = 2$, $\tau = 4\pi$. Пунктирная чёрная линия показывает “складки”, завершающиеся в точке перегиба (обозначена чёрной звездой). Красная звезда указывает максимальный пик, найденный в результате численного моделирования, зелёная и синяя звезды обозначают положения максимального пика, полученные с использованием различных аналитических методов.

На Рис. 7.12 где представлены результаты расчетов спектра рассеяния строго назад для фиксированных $a_0 = 2$, $\tau_L = 4\pi$ периода, но для разных β. В этом случае оптимальное значение $\beta \approx 38$ исходя из расчетов. Можно также оценить оптимальное значение β и аналитически на основе теории катастроф [114, 156], а именно исследуя особые точки фазы в интегралах в уравне-

ниях (6.31) или (6.33). Особый интерес представляют такие точки, в которых зануляется не только первая производная фазы, но и производные более высокого порядка. Как показано в [114] эти точки соответствуют ярким участкам спектра. Например, если рассмотреть спектр нелинейного комптоновского рассеяния строго назад для нечирпированного лазерного импульса, представленный на Рис. 6.2 черным цветом, то его максимум соответствует особой точке во времени, в которой зануляется и первая, и вторая производная фазы. Такая ситуация в аналитических вычислениях приводит к ответу в виде функции Эйри [157]. Особые точки более высокого порядка (где зануляется и третья производная) приводят к еще более ярким участкам спектра рассеяния. Именно такая ситуация достигается в случае применения линейного чирпирования.

Чтобы продемонстрировать преимущества использования линейно чирпированных лазерных импульсов, мы сравнили значения пика спектра фотонов с нечирпированным случаем. Рисунок 7.13 показывает, что использование оптимально чирпированных лазерных импульсов увеличивает пиковое значение дифференциального числа излученных фотонов по сравнению с нечирпированным спектром нелинейного комптоновского рассеяния (для $a_{\text{eff}}, \tau_{\text{eff}}$, рассчитанных при оптимальном значении модуляции β_*) и предельным случаем $\beta \gg 1$. Для больших значений a_0 улучшение становится более заметным.

На вставке видно, что спектр рассеяния оптимально чирпированного импульса имеет узкий и яркий одиночный пик поверх более слабого педестала, тогда как спектр рассеяния нечирпированного импульса типичную широкополосную интерференционную структуру. После коллимации в малый угол $\theta_c = 0.1/\gamma$ спектр в случае чирпирования остается узким, но при увеличении угла коллимации он становится значительно шире.

Интересно было бы взглянуть на реальные значения, соответствующие найденному оптимально чирпированному лазерному импульсу. Например, для $a_0 = 2$, $\tau = 6\pi$ оптимальная модуляция $\beta_{\text{opt}} \approx 48$. Для лазера с $\omega_0 = 1.55$ эВ длительность импульса составит $\tilde{\tau}_L = 8$ фс (ширина полосы $\sim 1/\tau_L \approx 0.05$), а

групповая дисперсия запаздывания (GDD) $\beta^{(2)} = \beta_{\text{opt}}\tilde{\tau}^2 \approx 3072\,\text{фс}^2$, что достижимо в экспериментах.

Эффект получения более яркого спектра рассеяния строго назад при линейном чирпировании лазерного импульса можно достаточно легко проверить экспериментально. Предполагается, что эксперименты можно провести и в РФ в рамках ИКИ НЦФМ или на базе МГУ.

7.4. Метод поляризационного окна для компенсации уширения высоких гармоник

В этом разделе будет рассмотрен метод поляризационного окна для нелинейного рассеяния Комптона. В разделе 8.5 этот метод также будет рассмотрен в применении к гармоникам, генерируемым на поверхности плазмы. Генерацию гармоник можно ограничить только тем участком импульса с динамической поляризацией, где поляризация близка к линейной. В аттосекундной физике этот метод активно используется для генерации одиночных аттосекундных импульсов.

Идея метода поляризационного окна вне зависимости от механизма генерации гармоник заключается в том, что циркулярно поляризованный импульс не генерирует гармоник (в нелинейном эффекте Комптона это справедливо для рассеяния строго назад, а в случае гармоник от поверхности плазмы для нормального падения). Это значит, что если создать импульс с динамически меняющейся поляризацией, а именно циркулярной на краях и линейной только в узком промежутке времени (окне) в центре импульса, то генерация высоких гармоник будет ограничена именно этим окном. Данный метод изначально был придуман для газовых гармоник, потом перенесен на гармоники от поверхности плазмы 8.5. Теперь этот метод будет перенесен и на гармоники комптоновского рассеяния. Отличием генерации гармоник комптоновского рассеяния от других является то, что мы не заинтересованы в генерации ультракоротких атто-

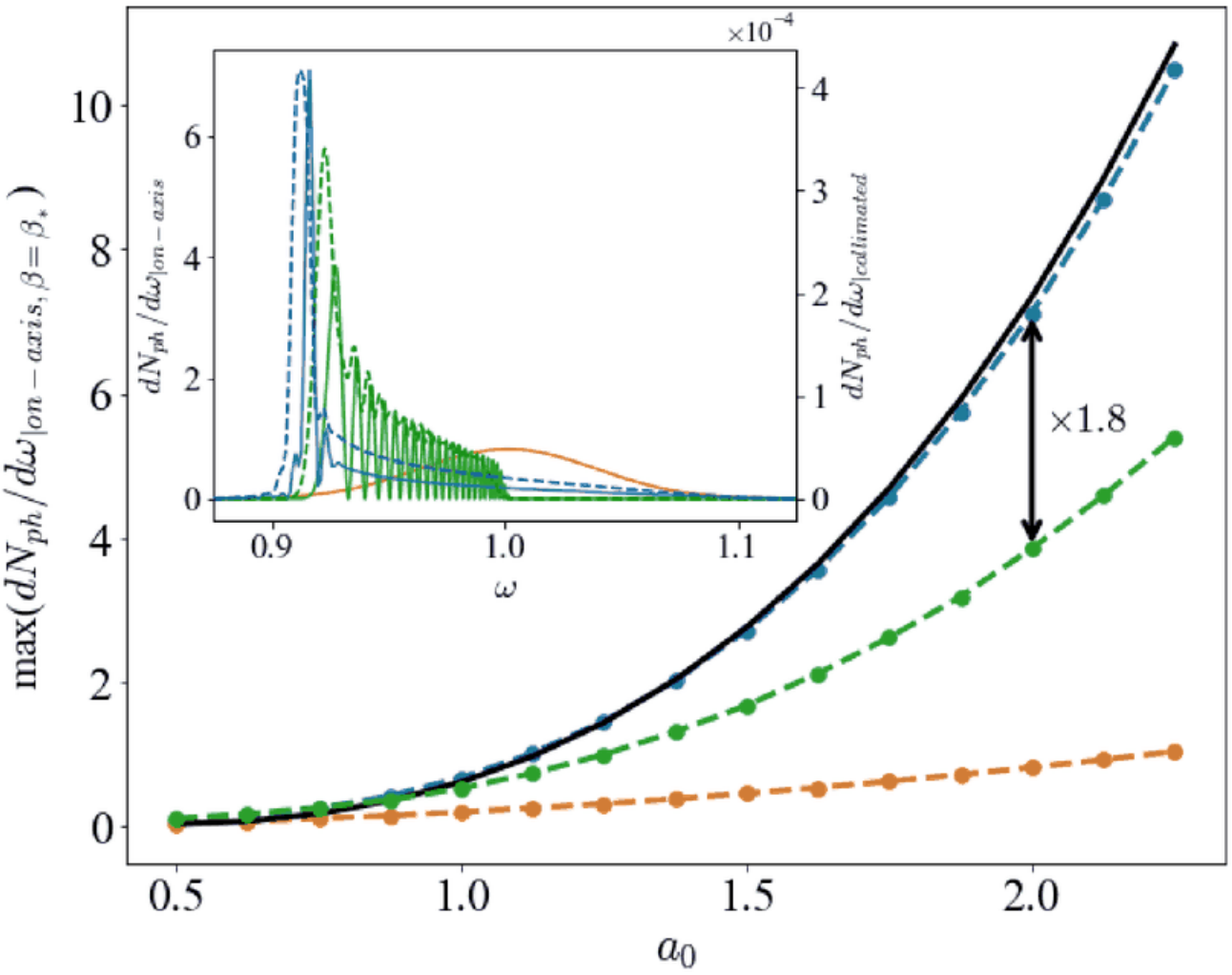


Рис. 7.13. Пик дифференциального числа испущенных фотонов, оцененный при оптимальном значении чирпа β_*, как функция от a_0 для $\tau = 6\pi$. Синяя линия показывает значения пиков, полученные из численного моделирования, чёрная сплошная линия показывает аналитическое предсказание, основанное на аппроксимации Пирси, зелёная линия показывает пик спектра для нечирпированного случая при $a_{\text{eff}}, \tau_{\text{eff}}$, рассчитанных при оптимальном значении β_*, а оранжевая линия показывает линейный предел Комптона для $\beta \gg 1$. Например, для $a_0 = 2$ пик увеличивается почти вдвое по сравнению с нечирпированным случаем и более чем в 8 раз по сравнению с пределом $\beta \gg 1$. (Вставка) $a_0 = 2$. Сплошные линии показывают спектры на оси (левая ось y): синяя линия соответствует оптимально чирпированному случаю, зелёная линия – нечирпированному спектру нелинейного Комптона при $a_{\text{eff}}, \tau_{\text{eff}}$, рассчитанных при оптимальном β_*, а оранжевая линия соответствует пределу линейного Комптона для a_0, τ. Синие и зелёные пунктирные линии (правая ось y) показывают спектры оптимально чирпированного и нечирпированного случаев, коллимированные на угол $\theta_c = 0.1/\gamma$.

или зепто-секундных импульсов (длительность излучения ограничена длительностью электронного пучка, которая в настоящее время ограничена несколькими фемтосекундами). Качественно, мы ожидаем, что при использовании метода поляризационного окна мы сможем ограничить генерацию гармоник окном, где интенсивность лазерного импульса более постоянна, тем самым уменьшив пондеромоторное уширение гармоник [158].

Напомним кратко основы метода поляризационного окна. Существует несколько экспериментальных методов реализации лазерного импульса с изменяющейся во времени эллиптичностью, все из которых основаны на линейной оптике. С математической точки зрения, импульс с динамической поляризацией представляет собой наложение двух циркулярно поляризованных лазерных импульсов с противоположной направленностью. Можно записать следующее выражение для векторного потенциала такого импульса, пренебрегая эффектами огибающей несущей:

$$\mathbf{A}_{\perp}(\tau) = \frac{a_0}{2} e^{i\tau} \left(g\left(\tau - \frac{\delta}{2}\right) \boldsymbol{\varepsilon}_{+} + g\left(\tau + \frac{\delta}{2}\right) \boldsymbol{\varepsilon}_{-} \right) + c.c., \tag{7.18}$$

δ – нормализованная задержка между двумя импульсами, $\boldsymbol{\varepsilon}_{\pm} = [1, \pm i]^T$ – параметр эллиптичности, определяющий левую или правую циркулярную поляризацию. Если учитывать эффекты огибающей несущей, то для получения линейной поляризации при $\tau = 0$ необходимо, чтобы $\delta = n\pi$, где n – целое число.

Будем предполагать, что огибающая лазерного импульса гауссова со средним значением τ_0 и длительностью τ_L: $\exp\left[-(\tau - \tau_0)^2/\tau_L^2\right]$. Изменяя задержку ($\delta = 2\tau_0$) между двумя циркулярно поляризованными импульсами (с центрами в $-\tau_0$ и τ_0) с противоположной направленностью относительно τ_L, можно контролировать, насколько резкими и яркими будут излучаемые гармоники.

Для исследования влияния задержки между двумя циркулярно поляризованными импульсами на результирующий спектр рассеяния строго назад, мы смоделировали спектры рассеяния для нескольких импульсов с динамической поляризацией для разных δ. Мы обнаружили, что при оптимальной задержке

$\delta = \tau_L$ можно наблюдать узкую и яркую гамма-гребенку, тогда как для других параметров задержки δ гармоники либо слишком редки, либо перекрываются, превращаясь в полный хаос. На Рис. 7.14 продемонстрирован векторный потенциал импульса с динамически изменяющейся поляризацией и спектры рассеяния строго назад для оптимальной задержки $\delta = \tau_L$. Другие параметры лазерного импульса следующие: $a_0 = 3, \tau_L = 8\pi$. Для получения спектра в эргах необходимо умножить значения на рисунке на нормировочный коэффициент $e^2\omega_L$.

Можно видеть, что поляризация линейна (эллиптичность = 0) в центре импульса и циркулярна (эллиптичность = 1) на краях. Зависимость эффективности генерации гармоник (нормированная амплитуда гармоник) от поляризации имеет "гауссову" форму: для линейной поляризации она равна единице, а затем плавно уменьшается до нуля для циркулярной поляризации. Резкость этого перехода зависит от a_0 и номера гармоники n: для больших амплитуд лазерного импульса и высоких гармоник переход гораздо резче (например, для $a_0 = 1, n = 7$ в случае прямоугольного импульса эффективность генерации гармоник при эллиптичности = 0.5 составляет лишь ~ 0.1). Таким образом, задержка между импульсами также контролирует резкость перехода от одной поляризации к другой.

Более того, результирующий спектр обратного рассеяния показывает, что при выборе оптимальной задержки можно избежать пондеромоторного уширения гармоник. В этом случае гармоники образуют аккуратную гребенку в гамма (или рентгеновской) области, и этот результат сохраняется для различных a_0 и τ_L. Как было упомянуто выше, такой эффект обусловлен тем, что мы ограничиваем излучение гармоник довольно узкой областью около максимума интенсивности импульса, что означает: 1) градиенты интенсивности меньше, 2) эффективность генерации гармоник выше (поляризация близка к линейной). Оба этих фактора ведут к уменьшению пондеромоторного уширения для гармоник высокого порядка.

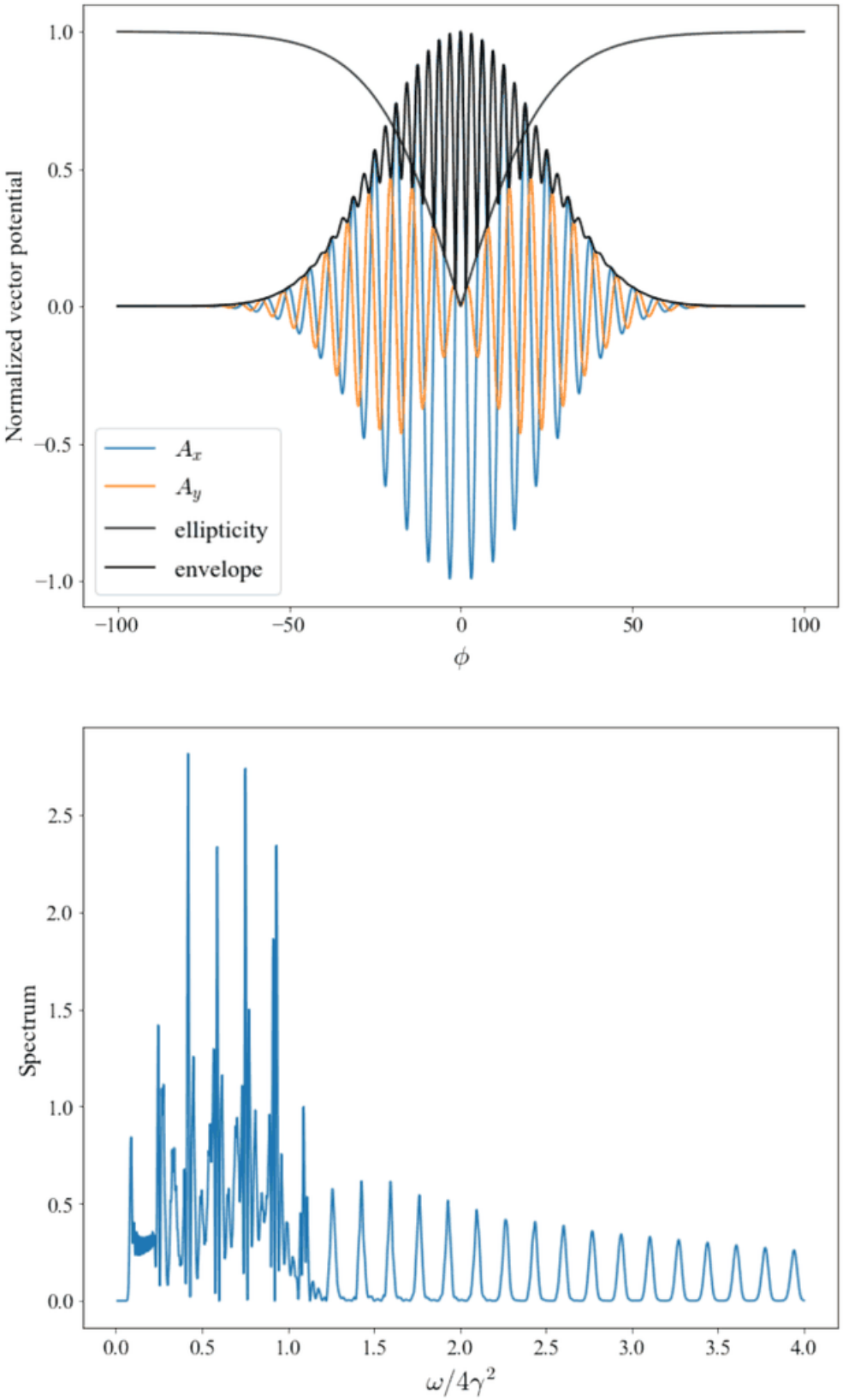


Рис. 7.14. Сверху: векторный потенциал и эллиптичность лазерного импульса с динамической поляризацией для оптимального значения задержки $\delta = \tau$. Снизу: Соответствующий спектр рассеяния строго назад. Параметры лазерного импульса: $a_0 = 3, \tau = 8\pi$.

Для изучения того, сохраняется ли гребенка в угловом распределении, была рассчитана зависимость спектра рассеяния от телесного угла Ω. По мере удаления от оси гармоническая гребенка становится все более широкой и беспорядочной, однако при надлежащей коллимации ее можно сохранить. Для значений задержки δ, далеких от оптимальной никакой выраженной гребенки в спектре гармоник замечено не было.

С экспериментальной точки зрения особенно интересно обсудить полученные результаты в лабораторной системе отсчета и возможность детектирования получаемой гамма гребенки. Как хорошо известно, преобразование Лоренца вдоль оси z (ось распространения лазерного импульса) качественно не изменяет осевой спектр (только частота сдвигается вверх на $4\gamma^2$), следовательно, гамма-гребенка на оси сохраняется. Рисунок 7.15 показывает, что угловой спектр сжимается в конус $1/\gamma$, однако гребенка все еще хорошо заметна. Вблизи оси можно получить гармоническую гребенку для $\omega > 4\gamma^2$ и непосредственно измерить его в экспериментах.

Также необходимо отметить, что метод поляризационного окна не предназначен для устранения пондеромоторного уширения фундаментальной линии рассеяния Комптона, что хорошо видно на Рис. 7.14. В системе отсчета электрона основная линия уширена до $\omega = 1$ и интерферирует с гармониками, попадающими в этот интервал, поэтому эффект поляризационного окна начинает проявляться только при $\omega \sim 1$.

Гребенка 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). Рисунок 7.16 показывает нормированный спектр рассеяния строго наза в гамма-области для импульсов с оптимальной динамической поляризацией при различных $a_0 = 1.5,\ 3$ и $\tau = 6\pi,\ 12\pi$. Расстояние между двумя пиками можно оценить из как $\Delta = 2/(1 + 2a_0^2 e^{-1/2})$ (экспоненциальный множитель обусловлен гауссовой временной огибающей) и оно определяется исключительно a_0. Таким образом,

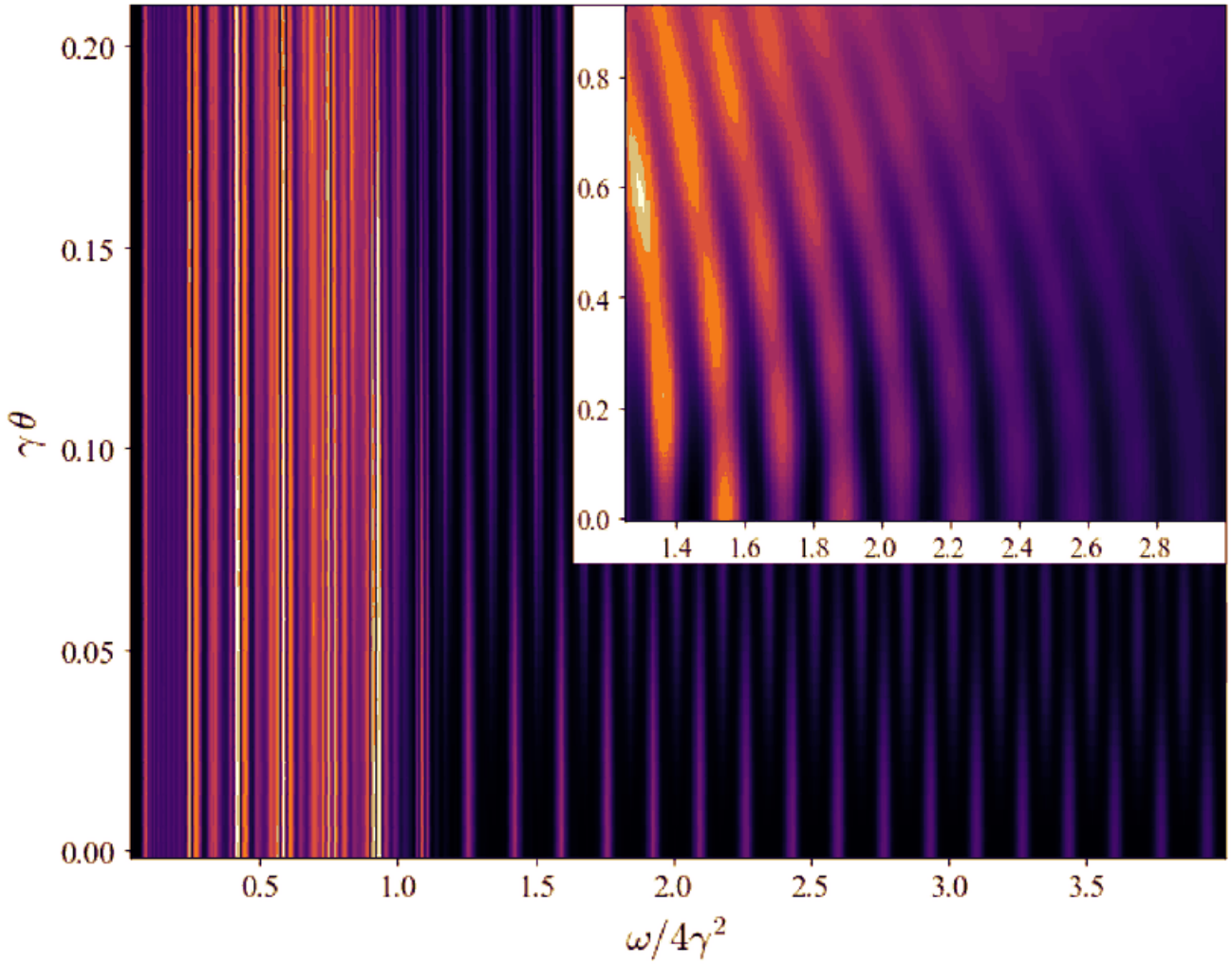


Рис. 7.15. Энергетико-угловой спектр излучения в лабораторной системе отчета для оптимального значения задержки $\delta = \tau$, $\gamma = 529$. Основной график: один электрон, $a_0 = 3, \tau = 8\pi$. График в углу: электронный пучок, $a_0 = 2, \tau = 30\pi$.

более интенсивные лазерные импульсы формируют более частые гамма-гребенки.

Что касается ширины гармоник, то для более длинных лазерных импульсов гребень становится уже (см. рис. 7.16), как и для более интенсивных импульсов.

Интересно рассчитать, сколько фотонов излучается в одну конкретную гармонику. Точное число фотонов в заданной ширине полосы $\frac{d^2N_{ph}}{d\omega d\Omega} = \alpha\frac{1}{\omega}\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}$, где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, можно оценить, интегрируя спектр фотонов по соответствующему углу коллимации. Частота гармоник известна из уравнения (6.35), а их приблизительная ширина может быть оценена численно.

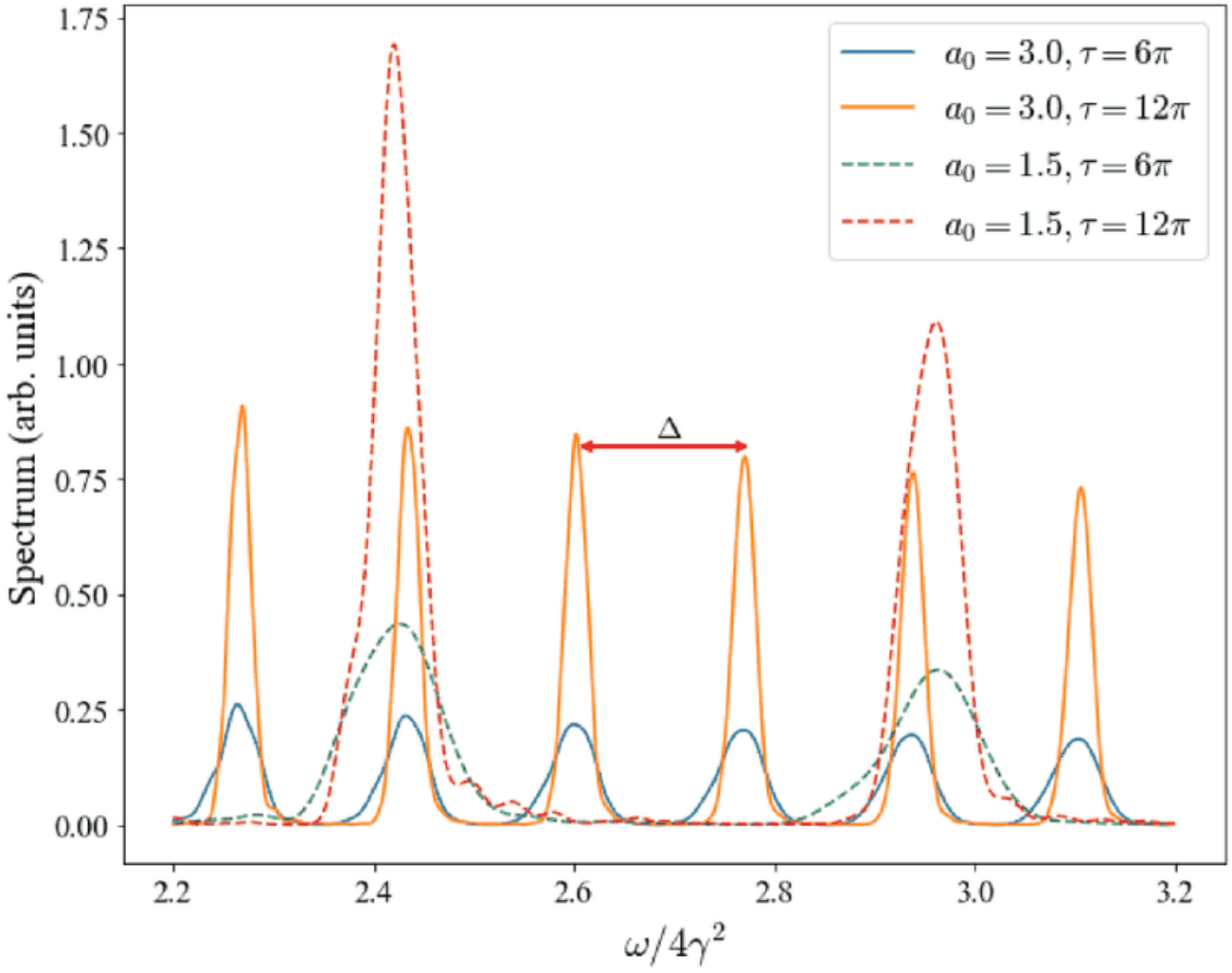


Рис. 7.16. Нормированный спектр обратного рассеяния гармоник для оптимального импульса с динамической поляризацией с различными длинами импульсов: $6\pi, 12\pi$; и амплитудами $a_0 = 1.5, 3$. Красная стрелка указывает расстояние между 31-й и 33-й гармониками.

Например, если рассеивать плоскую волну ($a_0 = 3, \tau = 8\pi$) на одном электроне ($\gamma = 529$) и интегрировать дифференциальное число фотонов по углу коллимации $\theta_c = 0.2/\gamma$, то число фотонов в 23-й гармонике в полосе $\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 0.04$ составляет около $1.9 \cdot 10^{-5}$.

Для оценки возможности наблюдения гамма-гребенки в реальных экспериментальных условиях мы смоделировали взаимодействие неидеального электронного пучка с импульсом созданным по методу поляризационного окна с оптимальной задержкой δ. Параметры электронного пучка: центральный гамма-фактор $\gamma = 529$, нормализованный эмиттанс $\epsilon_n \approx 0.14$ мм мрад, поперечный радиус $\sigma_r \approx 1.4$ мкм, угловое расхождение $\sigma_\theta \approx 0.19$ мрад, энергетический раз-

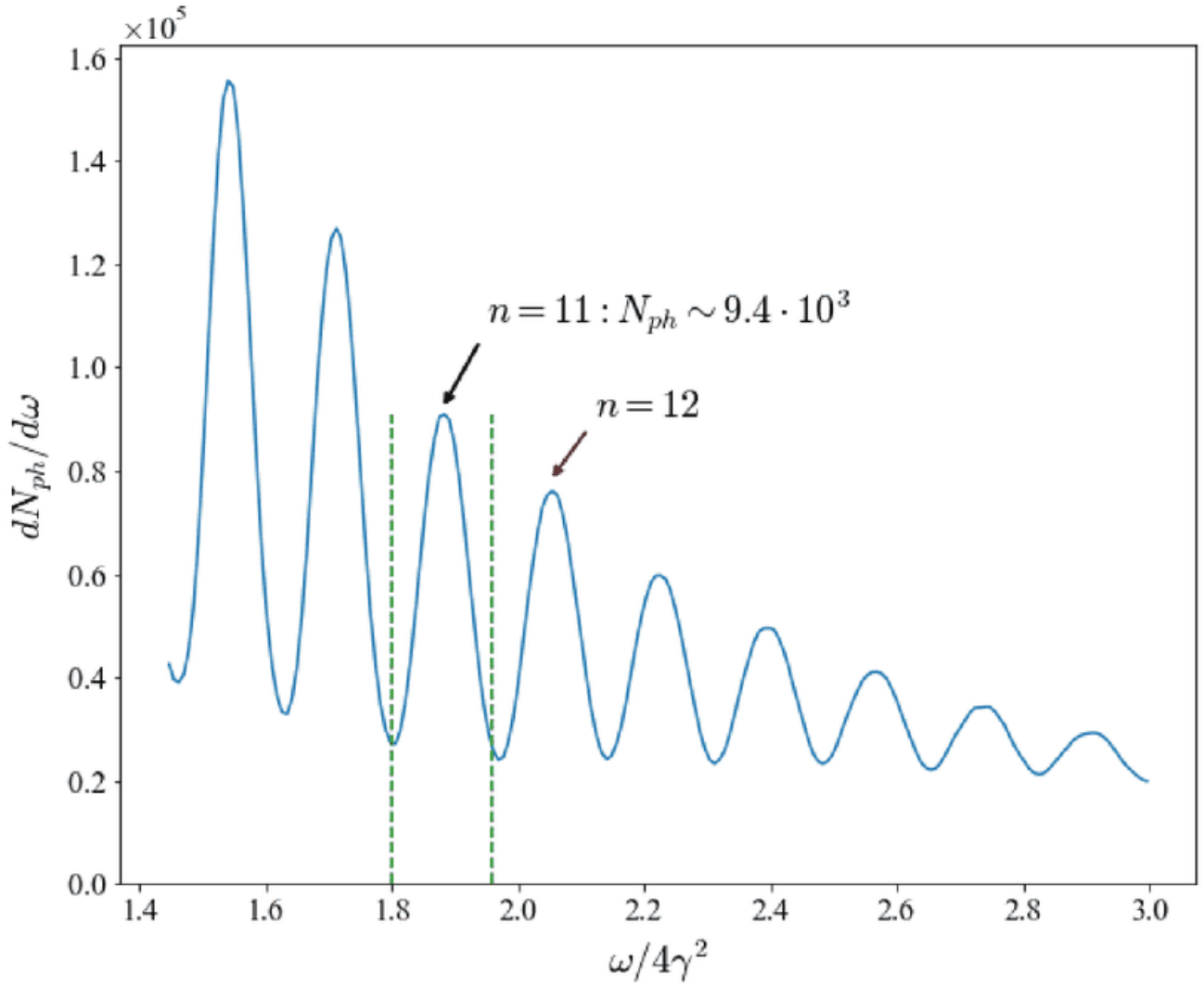


Рис. 7.17. Дифференциальное число фотонов в гамма-области, рассеянных от реалистичного электронного пучка (10^8 электронов, представленных 4800 макрочастицами, $\gamma = 529$). Параметры лазерного импульса: $a_0 = 2, \tau = 30\pi$.

брос $\approx 1\%$. Лазерный импульс моделировался в параксиальном приближении с $\lambda_0 = 0.8$ мкм и радиусом пятна $w_0 = 24$ мкм.

Рисунок 7.17 показывает дифференциальное число фотонов в гамма-области, проинтегрированное по углу коллимации $\theta_c = 0.2/\gamma$, рассеянных от электронного пучка (10^8 электронов, представленных 4800 макрочастицами). Например, в 11-й гармонике содержится около $\sim 10^4$ фотонов. Из-за относительно большого угла коллимации и неидеальности электронного пучка можно наблюдать четные, неосевые гармоники между пиками гамма-гребня. Видно, что из-за уширения, вызванного угловым и энергетическим разбросом пучка [19],

гармоники начинают перекрываться, однако ближайшие гармоники всё ещё различимы, в то время как самые высокие гармоники выглядят более размытыми. Причина в том, что высокие гармоники менее интенсивны и, следовательно, менее заметны на фоне.

Это пример численного моделирования показывает, что гамма-гребенка может быть измерена с использованием компактной установки, в которой лазерная система управляет как плазменным ускорением, так и обратным рассеянием. Следует отметить, что число фотонов в одной линии при использовании метода поляризационного окна сопоставимо с количеством фотонов в традиционных установках обратного комптоновского рассеяния [159]. Это делает предложенную нами схему перспективной для будущих экспериментов по фотоядерной физике.

7.4.1. Влияние радиационного трения и квантовой отдачи на гамма-гребенку

Рассмотрим влияние классического радиационного трения и квантового отклика на гамма гребенку, так как он увеличивается с лазерной интенсивностью и номером гармоники. Более того, измеряя сдвиг пиков гармоник относительно их классического положения, можно экспериментально оценить квантовый сдвиг для высоких гармоник для относительно интенсивных лазерных установок с нормализованным векторным потенциалом лазера $a_0 > 1$. Также проведем численное исследование влияния параметров электронного и лазерного пучков на наблюдаемость гамма гребенки. Методы расчета траекторий и излучения в рамках классической электродинамики, в том числе с учетом силы радиационного трения были рассмотрены в Главе 3. С точки зрения квантовой электродинамики нелинейное рассеяние Комптона описывается как процесс в первом порядке по теории возмущений в картине Фарри с использованием известных решений уравнения Дирака во внешнем поле – состояний Волкова. В рамках работы над данной диссертация совместно с коллегами был реализован числен-

ный код для расчета спектра излучения в рамках квантовой электродинамики (КЭД).

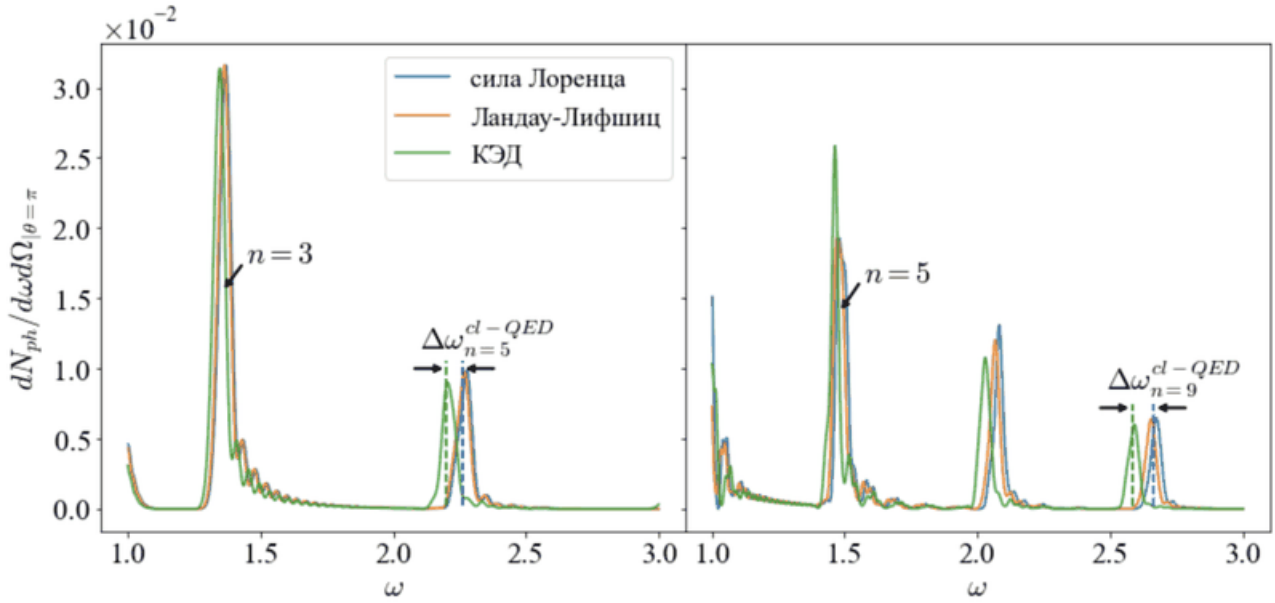


Рис. 7.18. Дифференциальное число фотонов в обратном спектре рассеяния (в системе отсчета, где электрон изначально покоился) оптимального поляризационно стробированного импульса на одном электроне, смоделированное с учетом (синий) силы Лоренца, (оранжевый) классической силы радиационного трения в рамках 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 (6.35), зеленая штриховая – квантовое предсказание положения гармоники, соответствующее формуле (6.1). Для более высоких гармоник и энергии электрона разница между классическим и квантовым предсказанием становится более существенной.

В рамках КЭД гармоники имеют энергию заданную уравнением (6.1), то есть с учетом квантовой отдачи, которая тем значительнее, чем выше номер гармоники n. Отметим, что расстояние между двумя пиками на оси в классическом формализме $\Delta\omega^{\mathrm{cl}} = \frac{2}{1+a_0^2}$, а разница между классическим и квантовым положением гармоник равна:

$$\Delta\omega^{\mathrm{cl-QED}} = \frac{n^2\chi}{(1+a_0^2)(1+a_0^2+n\chi)}, \tag{7.19}$$

где χ – квантовая отдача, определенная в уравнении (6.1). Если разница $\Delta\omega^{\mathrm{cl-QED}}$ будет достаточно большой, то ее можно измерить в экспериментах.

Далее будем считать, что задержка между лазерными импульсами для создания поляризационного окна оптимальная $\delta = \tau_L$. Параметры электронного пучка использованные ниже характерны для современных ускорительных установок, например, в DESY FLASH [160].

Для высокой интенсивности поля и энергии электрона влияние радиационного трения становится все более заметным. Поэтому интересно посмотреть, как учет силы радиационного трения в классическом формализме или отдачи электрона в квантовой электродинамике влияет на гамма гребенку.

Рассеяние на одном электроне

На Рис. 7.18 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, которое согласуется с формулой (6.1), в то время как вызванное данными эффектами пондеромоторное уширение не так заметно. 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. Например, для первого случая ($a_0 = 1$, $\tau_L = 16\pi$, $\gamma = 1000$, $\lambda_L = 0.8$ мкм)

$$\frac{\Delta\lambda_5^{\mathrm{cl-QED}}}{\lambda_5^{\mathrm{cl}}} \approx 2.7 \cdot 10^{-2}, \tag{7.20}$$

где $\Delta\lambda_5^{\mathrm{cl-QED}}$ – расстояние между классическим и квантовым предсказаниями для длины волны 5-й гармоники, $\lambda_5^{\mathrm{cl}} \approx 8.9 \cdot 10^{-5}$ нм. Для меньшей энергии

электрона ($\gamma = 10$) разница становится меньше:

$$\frac{\Delta\lambda_5^{\mathrm{cl-QED}}}{\lambda_5^{\mathrm{cl}}} \approx 2.7 \cdot 10^{-4}. \tag{7.21}$$

Для второго случая ($a_0 = 1.4$, $\tau_L = 16\pi$, $\gamma = 1000$, $\lambda_L = 0.8$ мкм) для высоких гармоник видно, что разница между предсказаниями становится еще больше. В КЭД формализме можно привести следующие оценки вероятности испускания фотона электроном за все время взаимодействия с лазерным импульсом: в первом случае $N_{\mathrm{ph}} \approx 0.52$, а во втором $N_{\mathrm{ph}} \approx 0.91$.

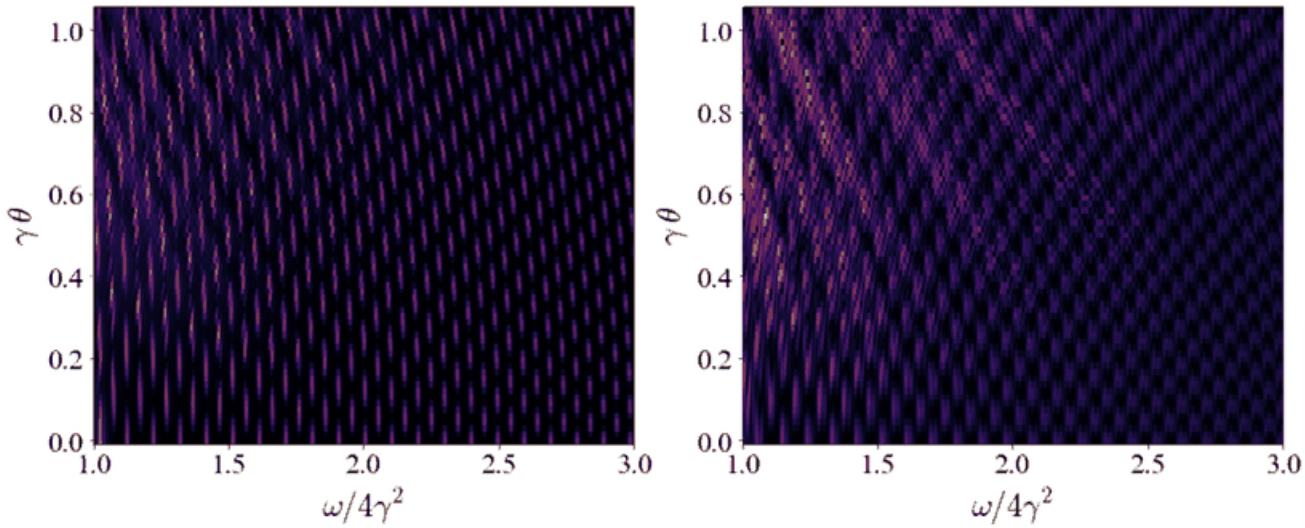


Рис. 7.19. Угловое распределение спектра рассеяния импульса с оптимальной динамической поляризацией на одном электроне ($\gamma = 1000$) для полярного угла, равного 0. Параметры лазера: $a_0 = 4$, $\tau_L = 16$. Слева: без учета радиационного трения. Справа: учитывая классическое радиационное трение. В угловом распределении уширение, вызванное классическом радиационным трением более заметно.

Уширение, вызванное радиационным трением, становится более заметно в угловом распределении. На Рис. 7.19 показано угловое распределение спектра рассеяния лазерного импульса ($a_0 = 4$, $\tau_L = 16\pi$) для угла $\phi = 0$. Можно заметить, что для классического моделирования гамма гребенка отчетлива видна во всей рассматриваемой области, а с радиационным трением чем дальше от оси, тем спектр значительнее размывается. Поэтому, скорее всего, стоит использовать не такие большие углы коллимации.

Рассеяние на электронном пучке

В данном разделе представлены результаты численного моделирования рассеяния лазерного импульса на электронном пучке. Лазерный импульс задан в параксиальном приближении с размером фокуса w_0. Электронный пучок в 10^8 электронов (16 пКл) представлен с помощью 2400 макрочастиц и характеризуется нормализованным эмиттансом ϵ_n, центральным гамма-фактором $\gamma = 1000$ и относительным энергетическим разбросом δE.

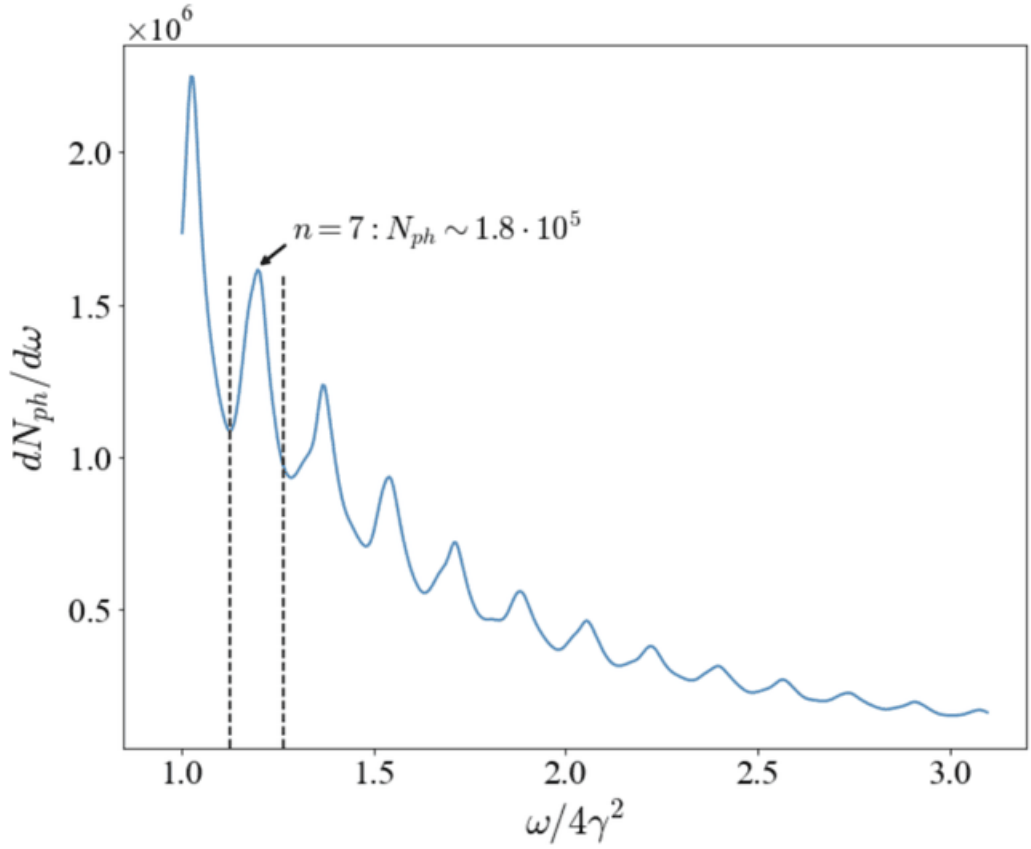


Рис. 7.20. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты. Параметры лазерного пучка: $a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$. Параметры электронного пучка представлены в тексте, кроме $\sigma_R = 4.2\lambda_L$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$.

Интересно посмотреть, сколько фотонов можно получить в одном пике гамма гребенки. На Рис. 7.20 показано дифференциальное число фотонов в единицу частоты от рассеяния оптимально поляризованного импульса ($a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$) на электронном пучке ($\sigma_R = 4.2\lambda_L$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$). Данный радиальный и угловой разброс соответствует нормализованному эмит-

тансу $\epsilon_n = 1$ мм мрад. При этом мы взяли сравнительно небольшой угол коллимации $\gamma\theta_c = 0.4$. Видно, что вследствие неидеальности электронного пучка гамма гребенка значительно размылась (что более заметно для более высоких гармоник), однако все еще может быть отчетливо видна. Для рассматриваемых параметров в 7-ой гармонике находится около 10^5 фотонов, что сопоставимо со стандартными источниками фотонов в фотоядерных экспериментах [159].

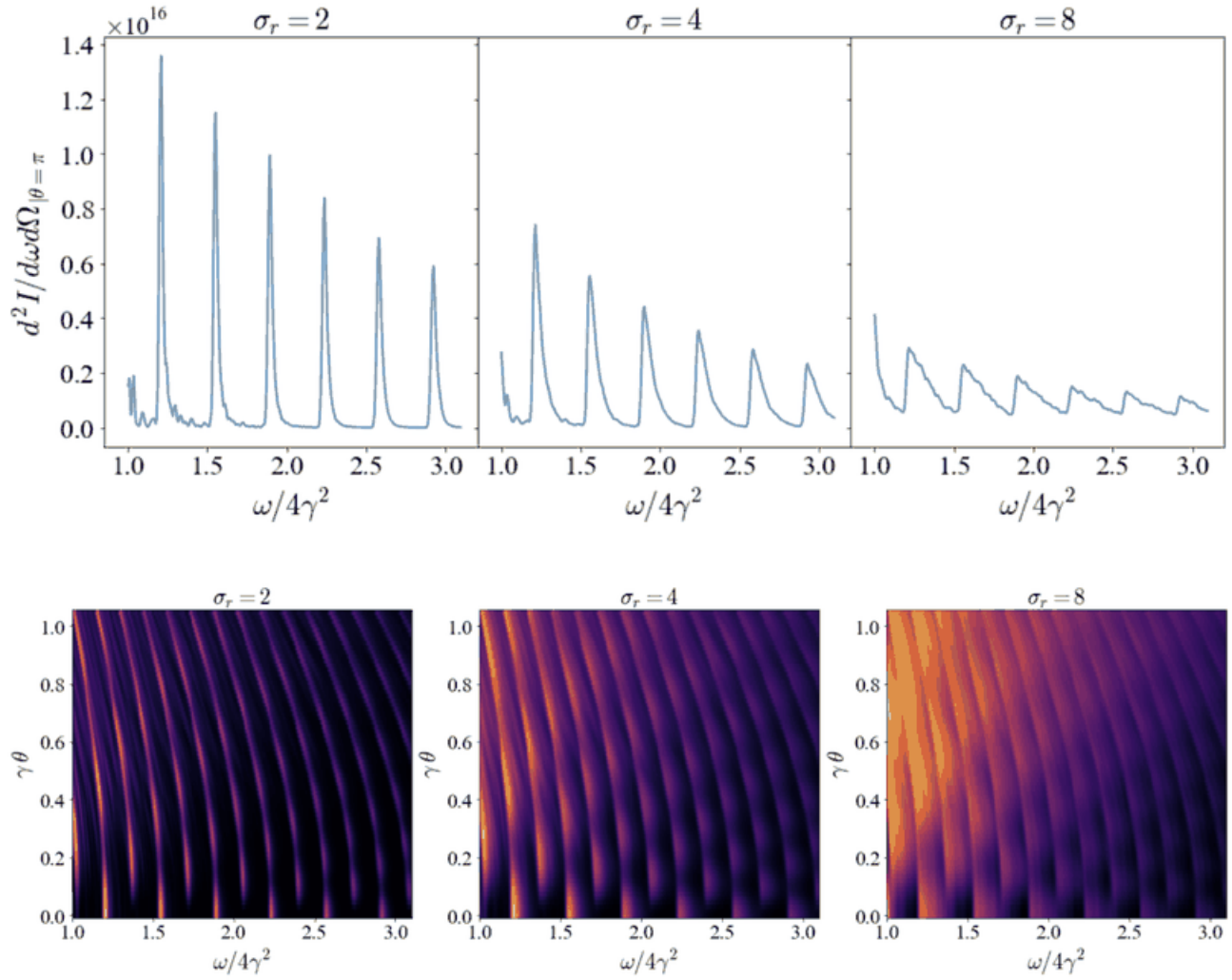


Рис. 7.21. Рассеяние оптимального поляризационно стробированного импульса на электронном пучке. Верхняя панель: обратный спектр. Нижняя панель: угловое распределение. Параметры лазерного импульса: $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$. Электронный пучок имеет нулевую угловую и энергетическую расходимость. Результаты представлены для различной радиальной расходимости: $\sigma_r = 2\lambda_L$, $\sigma_r = 4\lambda_L$ и $\sigma_r = 8\lambda_L$. Для последнего случая уширение от пондеромоторного рассеяния уже довольно существенно, хотя гармоники еще отчетливо видны.

Рассматривая влияние электронного пучка на наблюдаемость гамма гребенки, нужно разделять два эффекта: уширение вследствие пондеромоторного рассеяния электронов из фокуса лазера и уширение из-за неидеальности электронного пучка (угловая, энергетическая расходимости). Поэтому на Рис. 7.21 показан спектр рассеяния лазерного импульса ($a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$) на электронных пучках с разной радиальной расходимостью ($\sigma_r = 2\lambda_L$, $\sigma_r = 4\lambda_L$ и $\sigma_r = 8\lambda_L$) и нулевой угловой и энергетической расходимостью. Верхняя панель соответствует спектру обратного рассеяния, а на нижней представлены соответствующие угловые распределения. Видно, что уже для $\sigma_r = 8\lambda_L$ уширение становится заметным на всем расстоянии между гармониками, а после коллимации картина станет более расплывчатой. Отдельно стоит отметить, что при наличии угловой/энергетической расходимости уширение от пондеромоторного рассеяния будет еще выше.

Более высокое радиальное расхождение выражается в более заметном пондеромоторном уширении, а влияние углового и энергетического разбросов одинаково: электрон с энергией, отличной от центральной, и находящийся не в фокусе пучка, будет излучать другие частоты (отличные от осевой), поэтому финальный спектр будет состоять из более широкого диапазона частот, что выражается в существенном уширении. Рис. 7.22 показывает дифференциальное число фотонов для электронных пучков с разной энергетической и угловой расходимостью. Можно наблюдать, что для достаточно большой расходимости гамма гребенка по-прежнему видна, однако для менее идеальных пучков высокие гармоники полностью размываются (см. график для $\delta E = 1\%$).

Таким образом, предложенный метод можно использовать для экспериментального измерения квантового сдвига – разницы между положением гармоники и его классическим предсказанием. Метод поляризационного окна довольно несложно реализовать экспериментально и, по всей видимости, гамма гребенку можно наблюдать экспериментально для вполне стандартных электронных пучков.

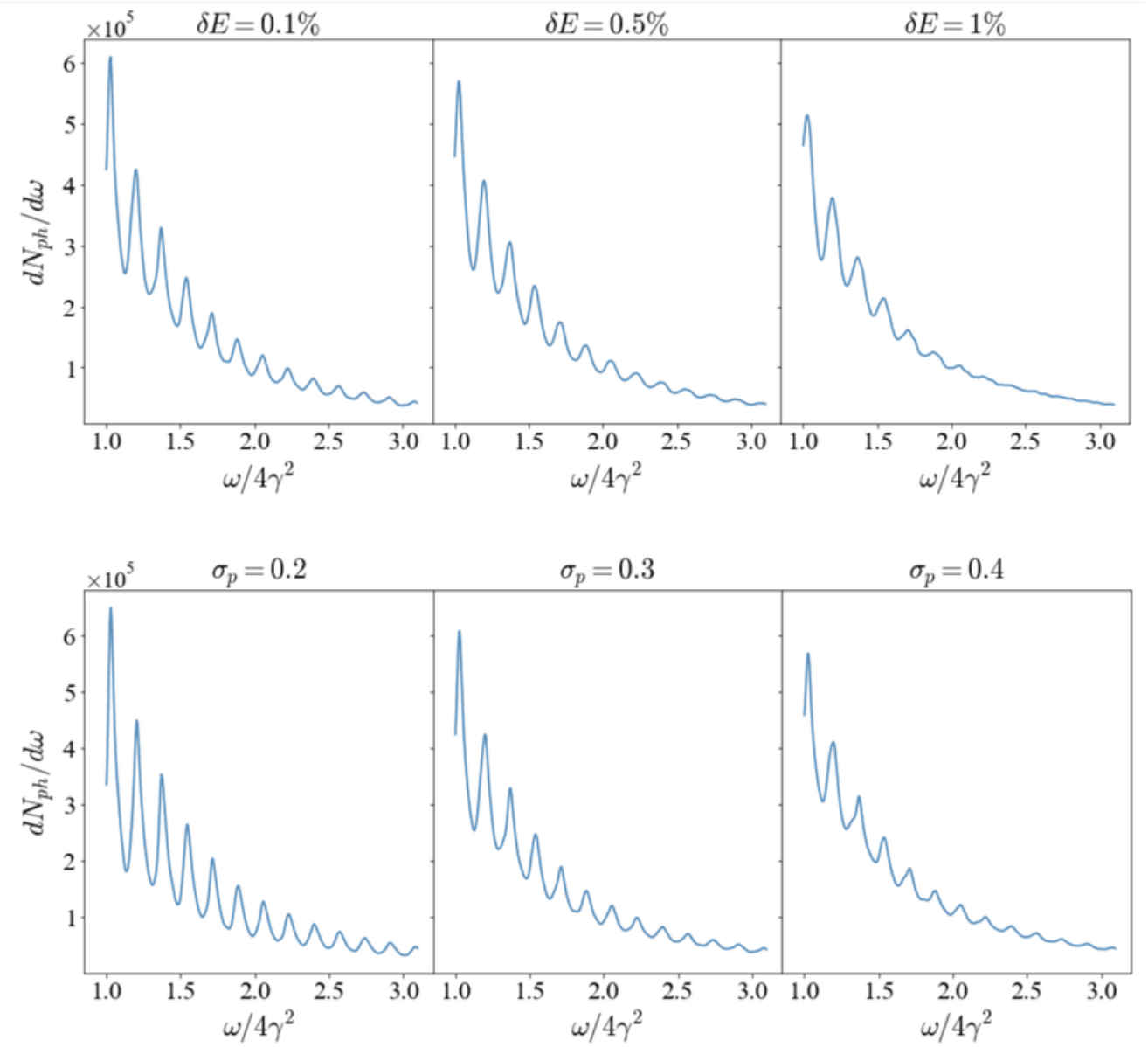


Рис. 7.22. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при обратном рассеянии лазерного импульса ($a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$) на электронных пучках ($\sigma_r = 4.2\lambda_L$ с различной угловой ии энергетической расходимостью. Верхняя панель: $\sigma_p = 0.3$: $\delta E = 0.1\%$, 0.5%, 1%. Нижняя панель: $\delta E = 0.1\%$: $\sigma_p = 0.2$, 0.3, 0.4. Угол коллимации $\gamma\theta_c = 0.2$. Более высокая угловая и/или энергетическая расходимость приводит к более заметному уширению гребенки из-за более широкого диапазона излучаемых частот.

7.5. Выводы

В данной главе рассмотрены методы компенсации пондеромоторного уширения в нелинейном комптоновском рассеянии. Основная идея этих методов состоит в управлении мгновенной частотой лазерного импульса или его поляри-

зационной структурой таким образом, чтобы уменьшить зависимость частоты рассеянного излучения от локальной интенсивности лазерного поля.

Сначала рассмотрен метод идеального нелинейного чирпирования лазерного импульса. В этом случае мгновенная частота лазера выбирается из условия компенсации нелинейного доплеровского сдвига, что позволяет существенно уменьшить пондеромоторное уширение даже при больших значениях a_0. Аналитические оценки и численные расчеты показывают, что такой подход приводит к выпрямлению спектральных линий на энергетико-угловых диаграммах и позволяет увеличить угол коллимации, соответствующий заданной относительной ширине спектра. При этом практическая реализация идеального нелинейного чирпа требует точного формирования временного профиля фазы лазерного импульса.

В качестве более реалистичной схемы исследован дуплет линейно и противоположно чирпированных импульсов. Такая конфигурация может быть сформирована с использованием стандартных дисперсионных оптических элементов и позволяет приближенно воспроизвести требуемую зависимость мгновенной частоты от времени. Разработанная аналитическая модель позволяет выбирать параметры дуплета, включая задержку между импульсами и величину чирпа. Численные расчёты показывают, что двухимпульсная схема уменьшает ширину линии и увеличивает пиковую спектральную яркость по сравнению с нечирпированным импульсом, в том числе при учёте реалистичных электронных и лазерных пучков.

Также рассмотрена одноимпульсная схема с линейным чирпом. Показано, что изменение параметра чирпа существенно влияет на форму спектра: при оптимальном значении чирпа достигается сужение основной линии и рост пиковой интенсивности, тогда как слишком большой чирп приводит к снижению пикового значения и появлению спектрального пьедестала. Аналитическая оценка на основе теории катастроф позволяет связать оптимальное значение чирпа с параметрами лазерного импульса и предсказать область, в которой достигается

наибольшее увеличение пиковой спектральной яркости.

Наконец, исследован метод поляризационного окна. В этой схеме генерация высоких гармоник ограничивается временной областью, где поляризация импульса близка к линейной, что уменьшает пондеромоторное уширение гармоник. Использование импульсов с динамически изменяющейся поляризацией приводит к формированию регулярного гребенчатого спектра гамма-излучения. Показано, что такая спектральная структура сохраняется и при учёте конечного энергетического и углового разброса электронного пучка, хотя параметры пучка определяют итоговую ширину отдельных линий. Радиационное трение и квантовая отдача приводят к дополнительным сдвигам и уширению гармоник, что может быть использовано для диагностики радиационных эффектов в сильных полях.

Таким образом, рассмотренные методы компенсации пондеромоторного уширения дают физически обоснованный путь к увеличению пиковой спектральной яркости нелинейных комптоновских источников без перехода к сильно уширенному спектру. Наиболее прямым с теоретической точки зрения является метод идеального нелинейного чирпирования, тогда как двухимпульсная схема и метод поляризационного окна представляют более реалистичные подходы для экспериментальной реализации.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [72, 109, 113, 136, 156, 158, 161, 162].

Глава 8

Генерация гармоник на поверхности плазмы как когерентное рассеяние Томсона и аттосекундная физика

8.1. Введение

Появление лазерных импульсов с длительностью менее 100 фемтосекунд и интенсивностью более 10^{18} Вт/см^2 стало возможным в результате разработки технологии усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification, CPA) [163] и обозначило начало новой эры в области изучения взаимодействия излучения с веществом.

Мощный лазерный импульс с длительностью меньше 100 фемтосекунд при взаимодействии с твердотельной мишенью за время, не превышающее нескольких оптических периодов, создает плазму с резкой границей раздела плазма-вакуум. Концентрация электронов ионизованной плазмы является величиной порядка $n_e \approx 10^{23}$ см$^{-3}$, так что плазменная частота ω_p больше частоты лазерного излучения, и оно отражается от плазменной мишени. Интересным феноменом, происходящим при облучении твердотельной плазмы релятивистскими лазерными импульсами является генерация гармоник высокого порядка.

Генерация гармоник фундаментальной частоты (вплоть до 46-й) при облучении твердотельных мишеней наблюдалась впервые в работе [164] при использовании CO_2 лазера (1-2 наносекунды, $\lambda_L = 10.6$ мкм, $I = 10^{16}$ Вт/см^2). Первой экспериментальной работой с использованием твердотельных лазеров с длиной волны около одного микрометра стала работа [165], где с использованием лазерных импульсов с длительностью от 100 фемтосекунд до 2 пикосекунд и интенсивностью порядка 10^{17} Вт/см^2 наблюдались гармоники вплоть до 15-й.

Гармоники с номером до 68-й были продемонстрированы в работах [166, 167] с использованием лазерных импульсов с длительностью 2 пикосекунды и интенсивностью 10^{19} Вт/см^2. В связи с наличием интересных применений гармоник, длина волны которых может достигать нанометрового диапазого, а длительность может находиться в аттосекундном диапазоне, интерес к источникам УФ и мягкого рентгена на их основе достаточно высок [168]. Стоит отметить две статьи, где исследованы пространственная [169] и временная [170] когерентность гармоник. Эти работы показывают, что возможно создание "настольных" источников УФ и мягкого рентгеновского диапазона с уникальными характеристиками.

Теоретические исследования процесса генерации поверхностных гармоник начались сразу после появления работы [164]. Много работ было основано на одномерном численном моделировании методом частиц в ячейке [171–173]. Самая простая и наглядная модель, дающая удовлетворительное согласие с экспериментами, была предложена Булановым и др. в работе [172]. Она основана на идее о периодическом продольном коллективном движении электронов, то есть осцилляторном движении всей поверхности плазмы, которое за счет допплеровского сдвига приводит к широкому спектру гармоник в отраженном свете. Более детально это модель будет рассмотрена в разделе 8.2.

8.1.1. Гармоники высокого порядка и аттосекундная физика

Получение широкого спектра делает возможным генерацию коротких импульсов (и наоборот). Действительно, ширина спектра Ω и ширина (или длительность) временной картины τ связаны между собой соотношением неопределенности $\Omega\tau = 2\pi$ (при условии, что фаза постоянна по спектру), и чем шире спектр, тем короче импульс можно получить. Например, если взять участок спектра от 10-й до 20-й гармоники лазера с длиной волны $\lambda_L = 1$ мкм, то его ширина равна $\Omega = 2 \cdot 10^{16} 1/\text{с}$, а минимальный по длительности импульс равен $\tau = 314$ аттосекунд. Эти рассуждения позволяют говорить об аттосекундной

физике. Заметим, что для получения аттосекундных импульсов необходимо выполнение двух условий: 1) наличие широкого спектра; 2) синхронизация фаз спектра. Как будет показано ниже, поверхностные гармоники обладают этими свойствами.

Аттосекундная физика является активно развивающейся экспериментальной наукой [144]. За достижения в этой области была вручена Нобелевская премия по физике 2023 года. Основной ее задачей является изучение процессов в атомах и молекулах, а также электронной динамики в конденсированных средах с субфемтосекундным временным разрешением. Например, электрон в атоме водорода совершает один “оборот” за 124 аттосекунды. Исторически аттосекундные импульсы были впервые получены при облучении инертных газов. В процессе ионизации атомной среды было обнаружено преобразование частоты падающего импульса в широкий спектр с нечетными гармониками. После этого в работах [174, 175] было сделано предположение, что если гармоники фундаментальной частоты находятся в фазе друг с другом, то конструктивная и деструктивная интерференция высоких гармоник приведут к биению в форме цуга аттосекундных импульсов. В начале XXI века это предположение было экспериментально подтверждено в работах [176, 177]. Дальнейшие улучшения в технологии генерации сверхкоротких лазерных импульсов позволили получить и одиночные аттосекундные импульсы УФ диапазона [178–180]. К сожалению количество фотонов на единицу времени в аттосекундных импульсах, сгенерированных при ионизации атомов мощным лазерным излучением мало, что серьезно ограничивает область применения таких импульсов. Это в особенности относится к экспериментам УФ накачка – УФ зондирование [181], где используется два аттосекундных импульса: первый возбуждает систему, а второй ее зондирует. Для проведения таких экспериментов необходимо найти другую нелинейную среду, работающую при больших лазерных интенсивностях и обеспечивающую большую эффективность генерации аттосекундных импульсов. Закритическая плазма является в этом смысле весьма многообещающей.

Прежде всего, для плазмы отсутствуют ограничения по используемой интенсивности (в отличие от газов, где нельзя допустить полной ионизации среды и электрон должен вернуться к родительскому атому для рекомбинации и излучения фотона). Кроме того, плазма обеспечивает более эффективную генерацию гармоник и аттосекундных импульсов, что показано, например, в работе [182].

Интересной возможностью применения аттосекундных импульсов от твердотельных мишеней является предполагаемая возможность достижения с их помощью, так называемого, Швингеровского предела (10^{29} Вт/см^2) [183–185]. Это потенциально позволит изучать новые эффекты нелинейной квантовой электродинамики, такие как, например, рождение электрон-позитронных пар из вакуума.

8.2. Движение поверхности плазмы

Описание динамики плазменного слоя или плазменной “поверхности” (plasma surface) является важной задачей в физике лазерной плазмы. Будем для простоты считать плазму полностью ионизованной (эффекты ионизации при облучении плазмы мощными лазерными импульсами с интенсивностью больше 10^{18} Вт/см^2 обычно не учитываются), бесстолкновительной и обладающей резкой границей плазма вакуум. Будем также рассматривать нормальное падение лазерного импульса на мишень. Такая постановка, хоть и редко выполнимая в лабораторных условиях, помогает, тем не менее, понять основные эффекты.

Рассмотрим падение плоского лазерного импульса, то есть будем считать, что радиус перетяжки бесконечно большой. Будем как и в предыдущих главах считать, что лазерный импульс распространяется вдоль оси z, а также будем работать в стандартных безразмерных единицах. В данном случае появляются новые величины, связанные с плазмой. Запишем и обсудим их сначала в системе СГС:

- Концентрация электронов плазмы: n_e, измеряется в см$^{-3}$.

- Плазменная частота: в единицах СГС формула для плазменной частоты записывается как $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$ и зависит от концентрации электронов плазмы n_e.

- Критическая концентрация электронов: такая концентрация, при которой плазменная частота ω_p равна частоте падающей электромагнитной волны ω_L. Таким образом, $n_{cr} = \frac{m\omega_L^2}{4\pi e^2}$.

В безразмерных единицах эти величины записываются следующим образом:

- Безразмерная концентрация электронов плазмы: n_e, измеряется в единицах n_{cr}.

- Безразмерная плазменная частота измеряется в единицах лазерной частоты, при этом $\omega_p = \sqrt{n_e}$.

Плазменный электронный слой будем описывать одной частицей и будем считать несжимаемым, а ионный слой неподвижным. Из-за симметрии задачи поперечные компоненты импульса электронного слоя равны: $u_x = a_x$, $u_y = a_y$, где a_x и a_y – компоненты безразмерного векторного потенциала (лазерного импульса и отраженного импульса) в точке взаимодействия с электронным слоем. В случае линейной поляризации падающего лазерного импульса, для продольной составляющей можно записать следующее уравнение Лоренца:

$$\frac{du_z}{dt} = -\beta_x \frac{\partial a_x(t, z = z_e)}{\partial z} + n_e z_e \tag{8.1}$$

$$\frac{dz_e}{dt} = -\beta_z \tag{8.2}$$

$$z_e(0) = 0; u_z(0) = 0, \tag{8.3}$$

где второе слагаемое отвечает за силу, возникающую за счет разделения зарядов на расстояние z_e (считая, что $z_e(0) = 0$), то есть за ту силу, с которой

неподвижные ионы стараются вернуть электронный слой в равновесие. Отметим, что 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 $n_e z_e$; 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, уравнение (8.3) представляет собой уравнение для вынужденного гармонического осциллятора и обладает стандартными аналитическими решениями. В релятивистском случае можно решить уравнение численно.

Векторный потенциал можно найти учитывая непрерывность векторного потенциала и его производной по z на границе двух сред. Без ограничения общности, запишем для падающей (a^i), отраженной (a^r) и прошедшей (a^t) электромагнитной волны следующие соотношения:

$$a_x^i(t-z) = -E_i \sin(t-z) \tag{8.4}$$

$$a_x^r(t-z) = -E_r \sin(t+z+\phi_r) \tag{8.5}$$

$$a_x^t(t,z) = -E_t \sin(t+\phi_t) \exp(-\sqrt{\omega_p^2 - 1}(z-z_e)), \tag{8.6}$$

где E_i – амплитуда векторного потенциала (а в безразмерных единицах и электрического поля) падающего лазерного импульса, E_r – амплитуда отраженного импульса, E_t – амплитуда "прошедшего" импульса, которая экспоненциально убывает в скин-слое, ϕ_r – фаза отраженного импульса, ϕ_t – фаза прошедшего импульса. Используя непрерывность векторного потенциала и его производной, можем получить следующие соотношения:

$$E_i = E_r = \frac{1}{2}\sqrt{1+\omega_p^2} E_t, \tag{8.7}$$

$$\phi_r = 2\phi_t = 2(\alpha - z_e), \tag{8.8}$$

$$\alpha = \arctan\left(\sqrt{\omega_p^2 - 1}\right). \tag{8.9}$$

Как и ожидается, в случае идеального зеркала, то есть $n_e \to +\infty$, фаза отраженного импульса отличается от фазы падающего импульса на π. Векторный потенциал на поверхности плазмы, то есть векторный потенциал, который входит в уравнение (8.1), записывается следующим образом

$$a_y(t, z_e) = -\frac{2E_i}{\sqrt{\omega_p^2 + 1}} \sin(t - z_e + \alpha) \exp(-\sqrt{\omega_p^2 - 1}(z - z_e)). \tag{8.10}$$

Отметим, что векторный потенциал на поверхности плазмы является результатом интерференции падающего и отраженного импульса и отличается в амплитуде и фазе от падающего импульса, причем и амплитуда и фаза зависят от плотности (а вообще говоря и от формы) плазмы [186].

Результаты расчётов с помощью модели представлены на Рис. 8.1. Траектория электронного слоя, взаимодействующего с лазерным импульсом с гауссовой огибающей и длительностью в 4 периода (FWHM) $\tau_{\text{FWHM}} = 4$ и амплитудой $a_0 = 10$ (что соответствует интенсивности $1.37 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2 для лазера с длиной волны $\lambda_L = 1$ мкм), показана на Рис. 8.1a. Плотность плазмы $n_e = 400$. На Рис. 8.1b представлена зависимость поперечной координаты x от времени t. На рис. 8.1c сплошная линия показывает продольную координату z_e (горизонтальная ось) в зависимости от времени t (вертикальная ось).

Рисунок 8.1c позволяет качественно понять генерацию высоких гармоник лазерного излучения. Поверхность плазмы осциллирует в процессе взаимодействия с лазерным импульсом. Каждый раз, когда поверхность движется навстречу лазерному импульсу, происходит допплеровский сдвиг в сторону увеличения частоты. А так как этот процесс периодический, то в спектре наблюдаются гармоники высокого порядка. Такая модель носит название “модель осциллирующего зеркала” [172] и позволяет описать и понять основные закономерности. Также этот процесс можно представить как когерентное рассеяние Комптона (Томсона). Из-за высокой плотности мишени (которая также “поджимается” давлением лазерного импульса в процессе взаимодействия, что показано, напри-

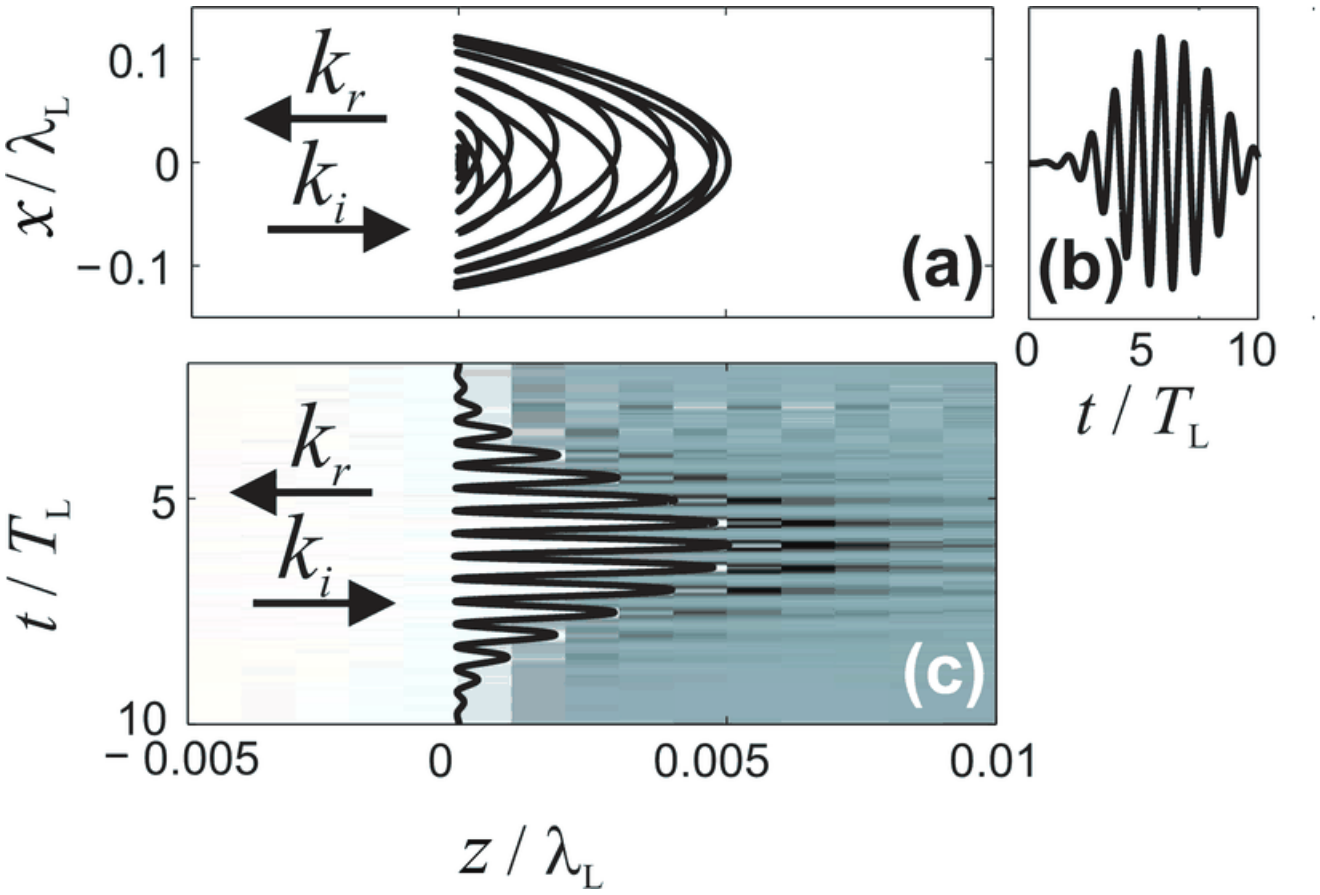


Рис. 8.1. Движение электронного слоя, полученное с помощью численного решения модельных уравнений для лазерного импульса с $a_0 = 10$ и продолжительностью 4 периода (FWHM), при $n_e = 400$. Электронный слой изначально расположен в точке $z_e = x_e = 0$. На рисунке (a) представлена траектория электрона, рисунок (b) демонстрирует поведение поперечной координаты x_e во времени, на рисунке (c) сплошная линия соответствует продольной координате z_e электрона (вертикальная ось) как функции времени (горизонтальная ось), а цветовое изображение представляет собой пространственно-временную картину плотности электронов, полученную из 1D-PIC моделирования с теми же параметрами лазера и плазмы.

мер, в работе автора [187]), электроны плазмы рассеивают лазерный импульс “в унисон”. Таким образом, оказывается возможным подчерпнуть накопленные знания и идеи из области комптоновского рассеяния и применить их для гармоник высокого порядка от плазменной поверхности и наоборот. В следующих главах мы рассмотрим соответствующие примеры.

8.3. Генерация гармоник и аттосекундных импульсов

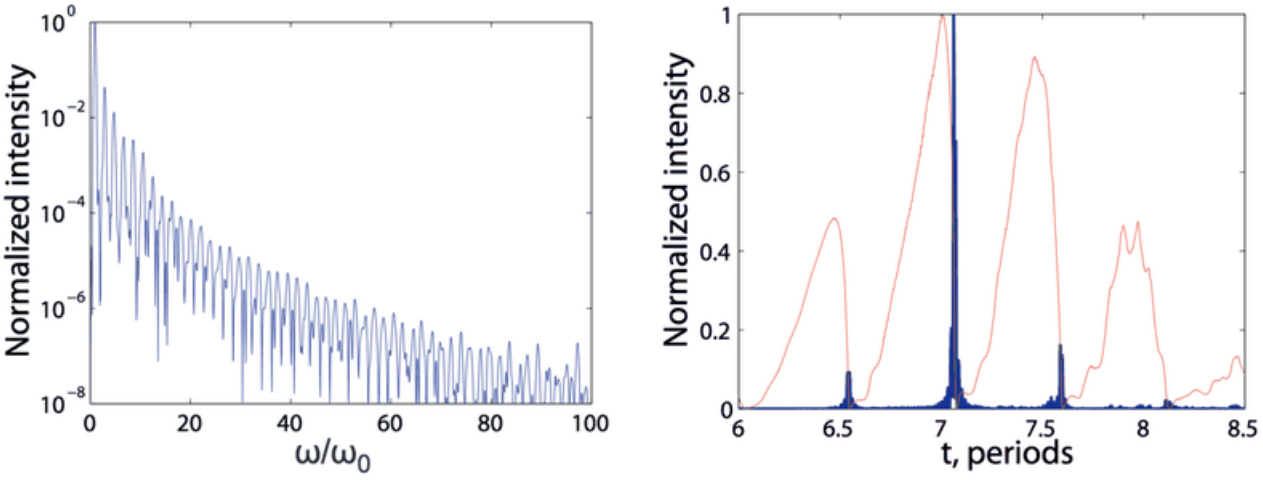


Рис. 8.2. a) Спектр отраженного лазерного импульса с $a_0 = 20$, гауссовой огибающей с длительностью 2 периода (FWHM) при концентрации электронов мишени $n_e = 81$. b) Красным цветом показана интенсивность отраженного импульса в нормированных единицах как функция времени, синим цветом продемонстрирована интенсивность аттосекундных импульсов, получаемых при использовании фильтра с полосой пропускания от 30-й до 100-й гармоники.

Как было упомянуто выше, поверхность плазмы в случае взаимодействия с линейно-поляризованным релятивистски мощным лазерным импульсом (с $a_0 \gtrsim 1$) осциллирует. Каждый раз когда поверхность движется навстречу лазерному импульсу происходит короткий, когерентный аттосекундный всплеск УФ и рентгеновского излучения [169, 170]. Спектр одиночного аттосекундного всплеска широкий (много шире спектра падающего импульса), и его ширина обратно пропорциональна длительности всплеска. Так как процесс генерации аттосекундного импульса происходит периодически, то в широком спектре образуются гармоники лазерной частоты, причем ширина каждой гармоники обратно пропорциональна уже полной длительности взаимодействия (обычно несколько фемтосекунд или десятки фемтосекунд). Характерный результат расчета нормального взаимодействия ультракороткого 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. 8.2. 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 экспериментах в качестве фильтра обычно используют либо металлическую фольгу, например, алюминиевую, либо многослойные зеркала. Длительность аттосекундных импульсов можно оценить зафиксировав длину волны падающего импульса. Например, если задать, что лазер имеет длину волны 1 микрон, то есть период 3.3 фемтосекунды, то длительность аттосекундных импульсов оказывается примерно равной 130 аттосекунд.

8.4. Влияние поляризации лазерного импульса на динамику поверхности плазмы

Уравнение (8.1) для описания динамики плазменного слоя было записано для линейной поляризации падающего по нормали к поверхности лазерного импульса. В этом случае при достаточно большой амплитуде $a_0 \gtrsim 1$ в отраженном свете наблюдаются нечетные гармоники лазерной частоты. Используя полосовой фильтр можно получить цуг аттосекундных импульсов или одиночный аттосекундный импульс. Можно также рассмотреть движение поверхности при условии циркулярной поляризации падающего лазерного импульса. В этом случае сила светового давления не осциллирует и плавно меняется соответственно огибающей лазерного импульса. Осцилляций поверхности не возникает, также как и гармоник высокого порядка, а значит и аттосекундных импульсов [188]. Напомним, что в случае нелинейного комптоновского рассеяния строго назад гармоники в случае циркулярной поляризации также не образуются. Результаты расчетов методом частиц-в-ячейке представлены на Рис. 8.3.

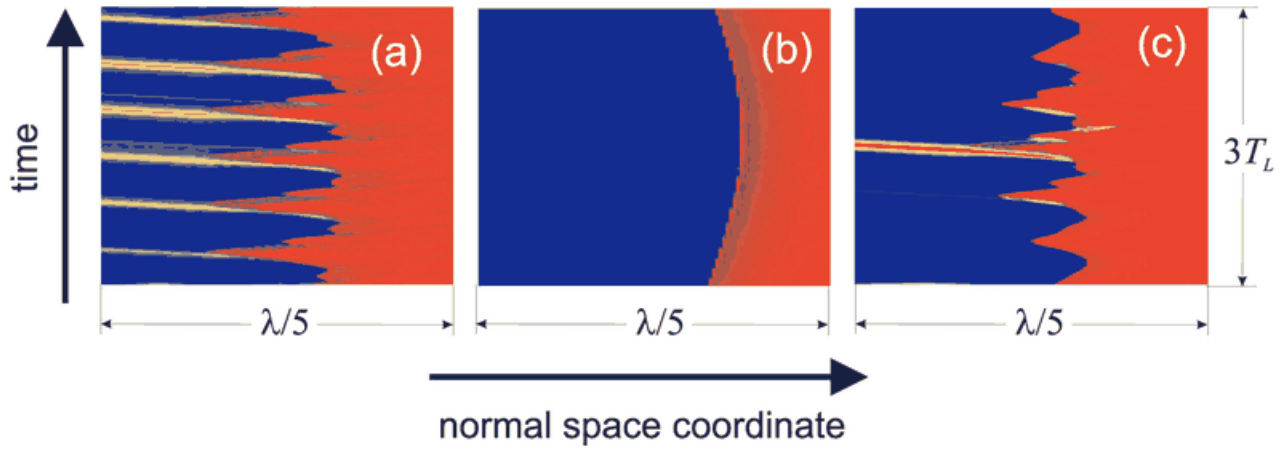


Рис. 8.3. Движение поверхности плазмы (по вертикальной оси отложено время, по горизонтальной – пространственная координата, обе величины в произвольных единицах) под воздействием линейно (a), циркулярно (b) и (c) динамически (метод поляризационного окна, polarization gating) поляризованных импульсов. В случае линейной поляризации (a) четко видны колебания поверхности (красный цвет). Генерируемый цуг аттосекундных импульсов, распространяющихся со скоростью света, показан желтым цветом. Циркулярная поляризация (b) не вызывает колебаний, и, следовательно, гармоники не генерируются. В случае импульса с динамической поляризацией (c) колебания поверхности подавлены в период циркулярной поляризации, и явно видны в период линейной поляризации. В этом случае генерируется одиночный аттосекундный импульс. Параметры моделирования следующие: $a_0 = 10$, что соответствует интенсивности порядка $2 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2 при длине волны $\lambda_L = 0.8$ микрон, длительность импульса (FWHM) 5 периодов (15 фс), $n_e = 40$. Рисунок взят из статьи автора [188].

8.5. Метод поляризационного окна (polarization gating) для генерации одиночных аттосекундных импульсов

Метод поляризационного окна (polarization gating) очевидным образом следует из особенностей динамики плазменной поверхности для лазерных импульсов с разной поляризацией, рассмотренных выше. Если создать лазерный импульс с циркулярной поляризацией по краям и с линейной поляризацией только в коротком промежутке времени (окне), то можно ограничить генерацию аттосекундных импульсов этим окном и тем самым сгенерировать одиночный аттосекундный импульс несмотря на довольно большую длительность падающего

лазерного импульса.

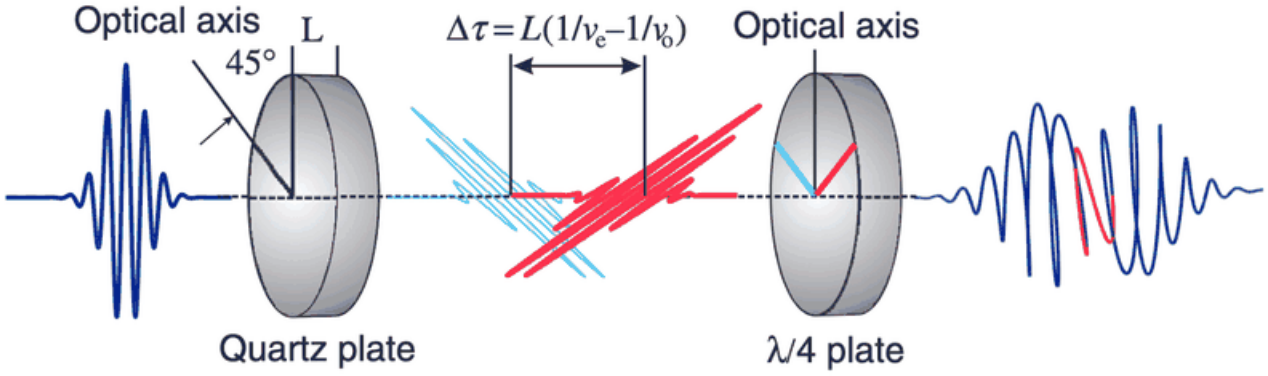


Рис. 8.4. Метод получения импульса с динамической эллиптичностью. Первый двулучепреломляющий кристалл (угол между оптической осью и направлением линейной поляризации падающего импульса составляет 45°) разделяет падающий линейно-поляризованный импульс на два линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях импульса. Толщина кристалла выбирается так, чтобы пластинка была (множественно)-четвертьволновой, а также с помощью толщины можно управлять задержкой между пиками коротких импульсов $\Delta t = L\,(1/v_e - 1/v_o)$, где L – толщина пластинки, v_e и v_o – скорости необыкновенной и обыкновенной волны, соответственно. После первой пластинки суммарный лазерный импульс линейно поляризован на краях и циркулярно поляризован в середине, где обыкновенная и необыкновенная волна пересекаются. Вторая пластинка также является четверть волновой и меняет линейную поляризацию на циркулярную, а циркулярную на линейную. Таким образом, мы получаем лазерный импульс, у которого циркулярная поляризация по краям и линейная поляризация только в коротком окне (gate, которым можно управлять) посередине.

Один из способов создания лазерного импульса с динамической поляризацией представлен на Рис. 8.4. Метод поляризационного окна был предложен П. Коркумом [189] для генерации одиночных аттосекундных импульсов в атомарных гармониках. В работе было предложено использовать два импульса с отличающейся частотой, что может быть затруднено в экспериментах. Метод основанный на линейной оптике и представленный на Рис. 8.4 был предложен Виктором Трифоновичем Платоненко и Василием Вячеславовичем Стрелковым в работе [190]. Для атомарных гармоник этот метод был экспериментально реализован в работах [191, 192]. Существуют и другие способы создания лазерных

импульсов с динамической поляризацией, например с помощью интерферометров, где в каждом плече создаются импульсы с взаимно противоположной циркулярной поляризацией, а затем складываются с задержкой [193, 194].

Ниже будут представлены численные результаты исследования метода поляризационного окна с помощью одномерного кода PICWIG, реализующего метод частиц-в-ячейке и написанного автором диссертации. Этот код использовался для объяснения большого количества экспериментальных данных, а также для исследования задач физики бесстолкновительной лазерной плазмы. В расчетах представленных ниже, типичная плотность плазмы составляет 80 критических плотностей ($n_e = 80$). Ширина плазменного слоя составляет 2 длины волны, и каждая ячейка плазмы изначально содержит 100 макрочастиц каждого типа ("макро"-электроны и "макро"-ионы). Лазерный импульс имеет гауссову форму огибающей, а его длительность измеряется в единицах полной ширины на половине максимума (FWHM) огибающей электрического поля. Например, термин "лазерный импульс с длительностью в 2 цикла" соответствует лазерному импульсу с длительностью 5.3 фс для $\lambda_L = 0.8$ мкм. Размер расчетной области составляет $7\lambda_L$. Во всех расчетах поляризационного окна, представленных ниже, лазерный импульс взаимодействует с профилем плотности ступенчатого типа.

8.5.1. Зависимость эффективности генерации гармоник от эллиптичности падающего импульса

Исследование зависимости эффективности генерации гармоник от эллиптичности падающего импульса позволяет оценить длительность поляризационного окна (gating time), то есть то время, за которое происходит генерация гармоник. Чем оно меньше, тем лучше для получения одиночных аттосекундных импульсов. Будем считать, что длительность поляризационного окна определяется тем промежутком времени, когда эффективность генерации становится выше 0.1 от максимальной (от случая чистой линейной поляризации). Соответ-

ствующую пороговую эллиптичность обозначим ϵ_0. То есть если эллиптичность выше ϵ_0, то гармоники подавлены. Упомянем, что эллиптичность равная по модулю 1 соответствует циркулярной поляризации.

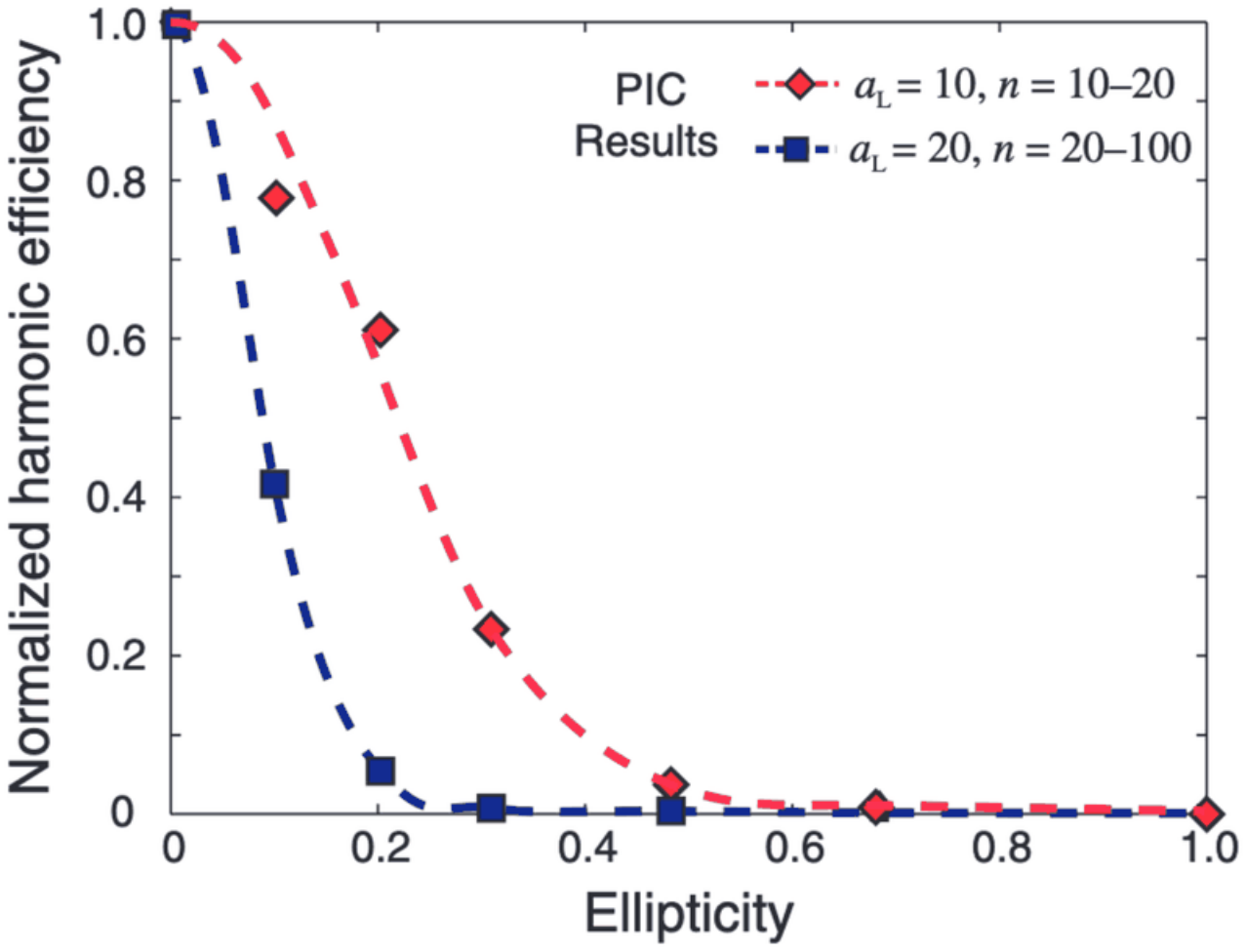


Рис. 8.5. Зависимость эффективности генерации набора гармоник от эллиптичности падающего импульса для двух случаев: $a_0 = 10$ (красный цвет) и $a_0 = 20$ (синий цвет).

Дадим определение эффективности генерации диапазона гармоник от n_1 до n_2:

$$\eta_{n_1,n_2} = \frac{\int_{n_1}^{n_2} |E_{\text{refl}}(n)|^2 \, dn}{\int_0^{\infty} |E_{\text{refl}}(n)|^2 \, dn}, \tag{8.11}$$

где $|E_{\text{refl}}(n)|^2$ – спектр отраженного лазерного импульса. На рисунке 8.5 приведены результаты численного моделирования, а именно эффективность генерации диапазона гармоник как функция эллиптичности падающего импульса

для двух случаев: $a_0 = 10$, диапазон от 10-й до 20-й гармоники (красный цвет) и $a_0 = 20$, диапазон от 20-й до 100-й гармоники. Гармоники теряют 90% эффективности около $\epsilon_0 = 0.4$ для $a_0 = 10$ и $\epsilon_0 = 0.2$ для $a_0 = 20$, соответственно. Исходя из серии проделанных численных расчетов для разных a_0 и диапазонов оказывается, что значение $\epsilon_0 = 0.4$ является адекватной оценкой для пороговой эллиптичности для дальнейшей оценки времени окна (gating time).

Для схемы представленной на Рис. 8.4 эллиптичность как функция времени записывается следующим образом:

$$\epsilon(t) = \exp\left(-\frac{4\ln 2\left|(t-\Delta)^2 - t^2\right|}{\tau_L^2}\right), \tag{8.12}$$

где Δ – задержка между двумя взаимно перпендикулярными компонентами, получаемыми после первой пластинки на Рис. 8.4, а τ_L – длительность лазерного импульса. Если известна пороговая эллиптичность ϵ_0, то время поляризационного окна равно:

$$\delta_{\text{gating}} = \frac{|\ln(1-\epsilon_0)|}{4\ln 2}\frac{\tau_L^2}{\Delta}. \tag{8.13}$$

Для $\epsilon_0 = 0.4$ получаем

$$\delta_{\text{gating}} = \frac{0.2\tau_L^2}{\Delta}. \tag{8.14}$$

Для того, чтобы поляризационное окно было коротким (на уровне 5 фс) при увеличении длительности падающего импульса необходимо увеличивать задержку Δ. На Рис. 8.6 также показана амплитуда электрического поля в области линейной поляризации (синий цвет). Как видно, задержка, необходимая для поляризационного окна длительностью 5 фс, увеличивается с ростом длительности лазерного импульса, а амплитуда значительно снижается. Можно оценить, что разумная максимальная длительность импульса для метода поляризационного окна составляет около 50 фс. Для более длительных импульсов энергетические потери в области линейной поляризации делают эту схему неэффективной. Однако такое ограничение можно преодолеть, используя другую

схему поляризационного окна, например, основанную на двойном интерферометре Майкельсона [193].

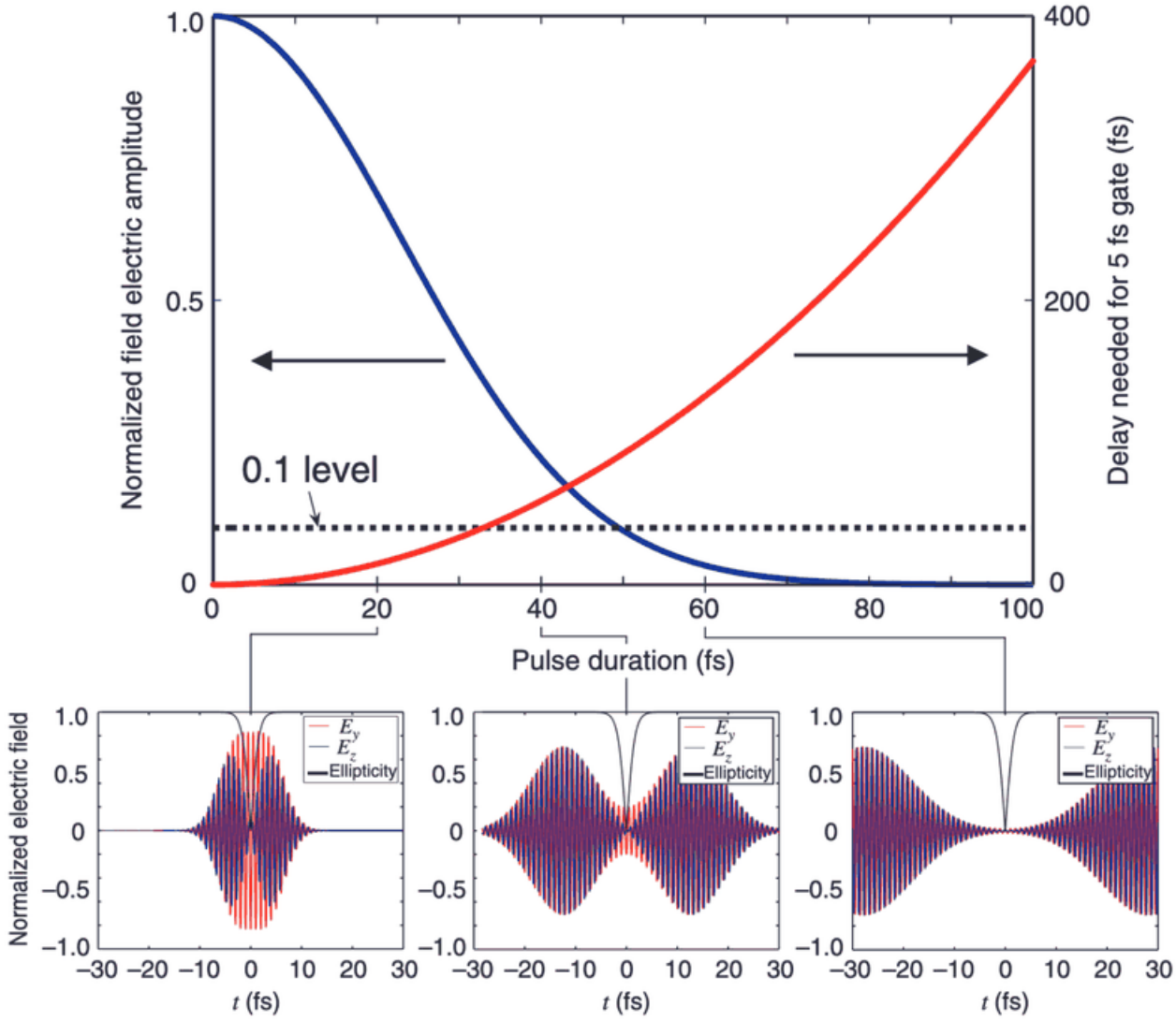


Рис. 8.6. Задержка Δ, необходимая для 5-ти фемтосекундного поляризационного окна, в зависимости от длительности входного импульса (красная кривая) и амплитуда в линейной области импульса для этой задержки (синяя кривая). Для выбранных длительностей импульса в нижней панели показаны амплитуды двух компонентов поля, а также изменение эллиптичности. В пределах поляризационного окна один из компонентов уменьшается до уровня, при котором значение эллиптичности оказывается ниже порогового.

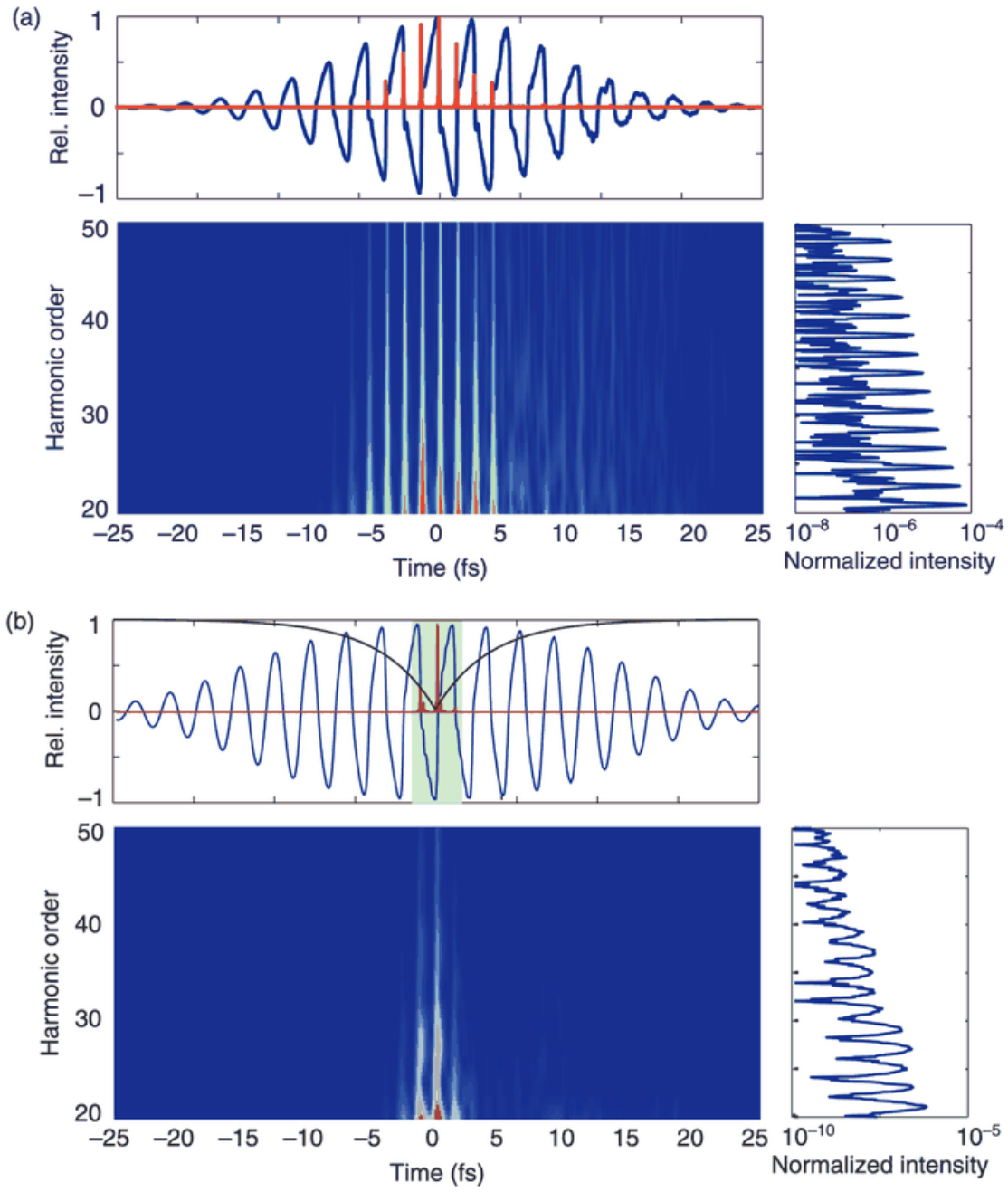


Рис. 8.7. Результаты моделирования с параметрами: $a_0 = 20$, $\tau_L = 7$, $n_e = 80$ для нормального падения линейной поляризации (a) и импульса полученного с помощью метода поляризационного окна (b). На обоих изображениях цветовая шкала показывает вейвлет-анализ (частотно-временной анализ), где вертикальная ось соответствует частоте, а продольная ось – времени. График справа от изображения представляет спектр отраженного света, где вертикальная ось показывает частоты, а продольная ось – нормированную интенсивность. График в верхней части показывает отраженный свет (синий цвет) и отфильтрованный импульс (20-100 гармоник, красный цвет). В случае использования метода поляризационного окна (b) также показана эволюция эллиптичности (черный цвет) и обозначено поляризационное окно (зеленый прямоугольник).

8.5.2. Результаты моделирования генерации аттосекундных импульсов с помощью метода поляризационного окна

Нормальное падение

Результаты моделирования с помощью одномерного кода PICWIG показаны на Рис. 8.7. 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. В случае линейно поляризованного лазерного импульса четко виден цуг аттосекундных импульсов, тогда как в случае использования метода поляризационного окна практически все аттосекундные импульсы, кроме одного, подавляются. Движение поверхности в этом случае показано на Рис. 8.3c.

Вейвлет-анализ, представленный на Рис. 8.7, также показывает, что использование фильтрации более высоких частот позволяет генерировать одиночный аттосекундный импульс с лучшим контрастом за счёт более эффективного подавления остальных импульсов (сателлитов). При применении метода поляризационного окна можно наблюдать влияние на спектр отражённого света. Если генерируется строго одиночный аттосекундный импульс, дискретный спектр должен стать непрерывным. Однако даже если через поляризационное окно проходят несколько аттосекундных импульсов (или один мощный импульс с сателлитами), должно быть заметно уширение отдельных гармоник по сравнению со случаем импульса без поляризационного окна. На Рис. 8.7 показано различие в спектре для линейной поляризации и импульса с поляризационным окном. Можно чётко видеть уширение отдельных гармоник, что в экспериментах будет являться первым признаком правильной работы метода.

Падение под углом

Все результаты, описанные выше, были получены для случая нормального падения лазерного импульса. Однако в экспериментах по практическим причи-

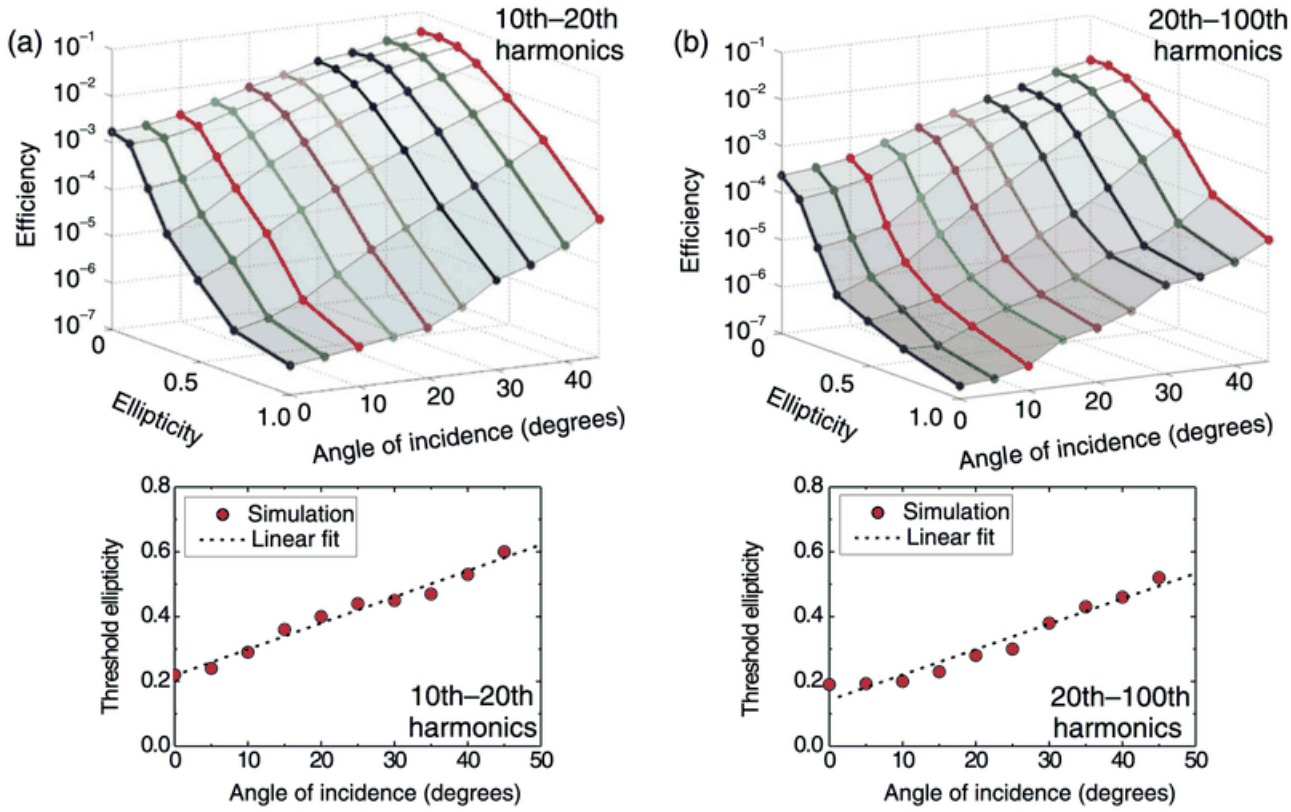


Рис. 8.8. Эффективность генерации гармоник как функция эллиптичности и угла падения. Параметры моделирования такие же как и на Рис. 8.7. Представлены результаты для гармоник в диапазоне от 10-й до 20-й (a) и от 20-й до 50-й (b). Для эллиптичности $\epsilon = 0$ падающий импульс p-поляризован. Для обоих диапазонов на нижней части рисунка показана пороговая эллиптичность ϵ_0, при которой достигается 10% эффективность генерации гармоник, как функция угла падения.

нам, например, чтобы избежать обратного отражения в лазерную систему или для обеспечения доступа диагностическим инструментам, угол падения относительно нормали к мишени должен отличаться от нуля. Возникает вопрос, будет ли метод поляризационного окна столь же эффективен при падении под углом. Известно, что даже циркулярно поляризованный свет генерирует гармоники при наклонном падении [173], так как существует компонента электрического поля, направленная параллельно нормали (p-компонента), которая вызывает колебания поверхности. С увеличением угла падения θ эта составляющая растёт пропорционально $\sin\theta$.

Чтобы исследовать влияние наклонного падения на эффективность схемы

поляризационного окна, была проведена серия одномерных расчетов для углов падения от 0° до 45°. Эффективность генерации для двух диапазонов гармоник, представляющих практический интерес, как функция от эллиптичности и угла падения показана на Рис. 8.8. Здесь следует отметить две разные тенденции в зависимости эффективности генерации гармоник от угла и эллиптичности: во-первых, с увеличением угла падения и для всех значений эллиптичности эффективность увеличивается более чем на порядок; во-вторых, при больших углах падения эффективность становится менее чувствительной к эллиптичности. Численные расчеты, проведённые с различными параметрами лазерного импульса и плазмы, показывают аналогичные результаты, т.е. кривая зависимости эффективности от эллиптичности становится более широкой с увеличением угла падения. Эта тенденция изображена в нижней части рисунка 8.8, где пороговая эллиптичность ϵ_0 (уровень 10%-ной эффективности) увеличивается примерно линейно с углом падения. Чем больше угол падения, тем выше пороговая эллиптичность и, следовательно, менее ограниченным по времени становится поляризационное окно. Оба диапазона гармоник демонстрируют одинаковое общее поведение, но диапазон более высоких гармоник (20-я–100-я) оказывается немного более чувствительным к изменениям эллиптичности.

Для облучения мишени под углом $\theta = 45°$ уровень 10%-ной эффективности достигается при $\epsilon_0 \approx 0.6$, что ставит под вопрос возможность экспериментального создания достаточно короткого поляризационного окна при таком угле падения. Однако 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 поляризационное окно с достаточно короткой длительностью, чтобы ограничить излучение практически одним периодом поля. Это подтверждается результатами, представленными на Рис. 8.9, где показаны результаты моделирования с теми

же параметрами, что и на рисунке 8.7, но для наклонного падения ($\theta = 15°$).

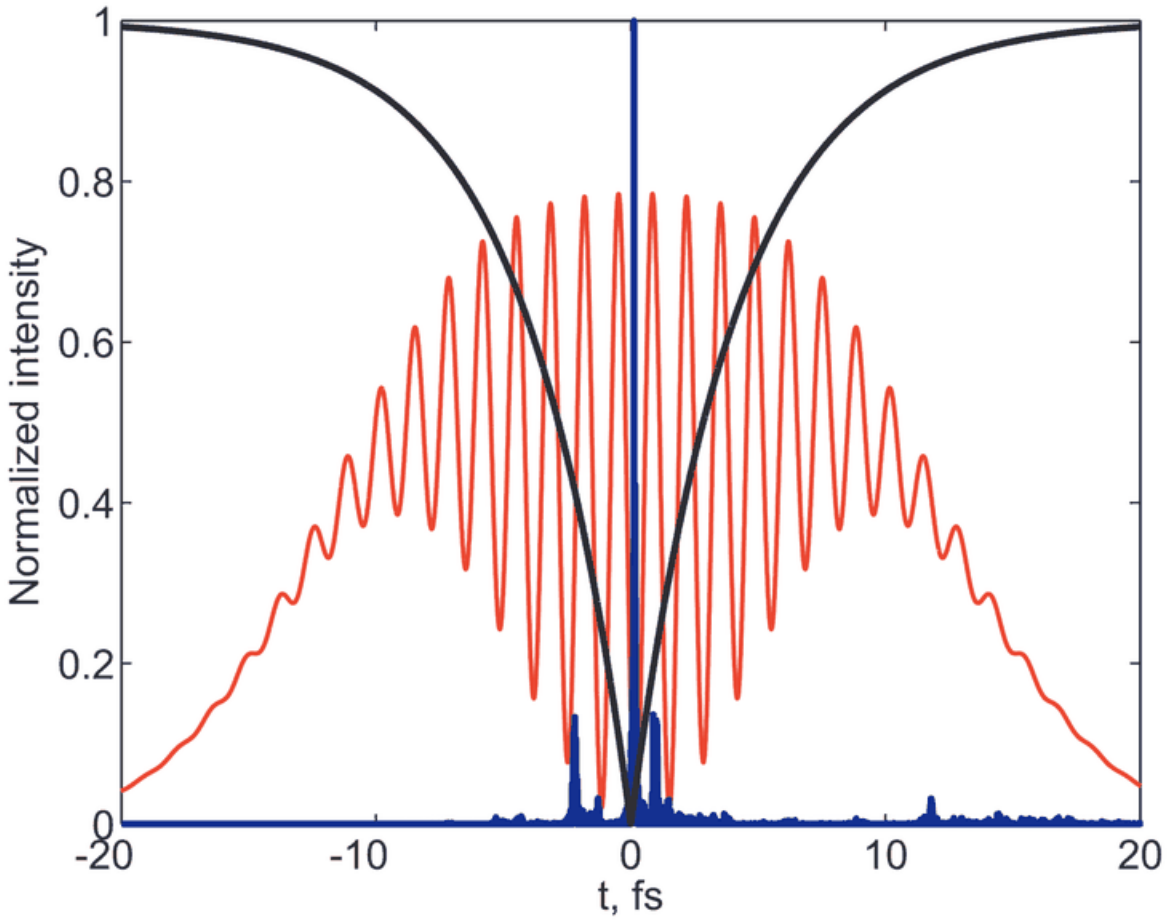


Рис. 8.9. Интенсивность одиночного аттосекундного импульса (синяя линия, гармоники 20-100), а также интенсивность падающего импульса (красная линия) и эллиптичность (черная линия) как функции времени. Параметры моделирования такие же, что и на Рис. 8.7, но для угла падения $\theta = 15°$.

Экспериментально эффект поляризационного окна наблюдался и описан в работе [194]. При изменении параметра Δ, отвечающего за задержку между двумя циркулярно поляризованными импульсами наблюдалось уширение гармоник, также как и на Рис. 8.7.

В разделе 7.4 описано применение метода поляризационного окна в нелинейном рассеянии Комптона для генерации “гамма-гребенки”.

8.6. Передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник высокого порядка

Другим явлением, которое проявляется и в нелинейном эффекте Комптона и в генерации гармоник на поверхности плазмы, является трансформация спинового углового момента (поляризации) падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник. Однако, как было показано в разделе 8.4, циркулярная поляризация в одномерной постановке не производит гармоник, поэтому необходимо обсудить динамику плазменной мишени уже в двух- и трехмерной постановке.

В качестве примера рассмотрим результаты моделирования взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса с тонкой плазменной мишенью. Результаты и параметры моделирования приведены на Рис. 8.10. Во-первых, отметим, что за счет светового давления происходит неравномерное “продавливание” (denting) мишени, приводящее к образованию вогнутого плазменного зеркала. Очевидно, что геометрия уже отличается от плоской, так как лазерный импульс сфокусирован довольно остро (радиус пучка составляет $3\lambda_L$). Во-вторых, видно, что помимо нечетных гармоник появляются и четные гармоники, которые образуются из-за того, что для вогнутой мишени стенки находятся уже под углом к падающему лазерному импульсу.

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. 8.11а. 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 $\tau_L = 25T_L$. Толщина плазменной мишени составляет

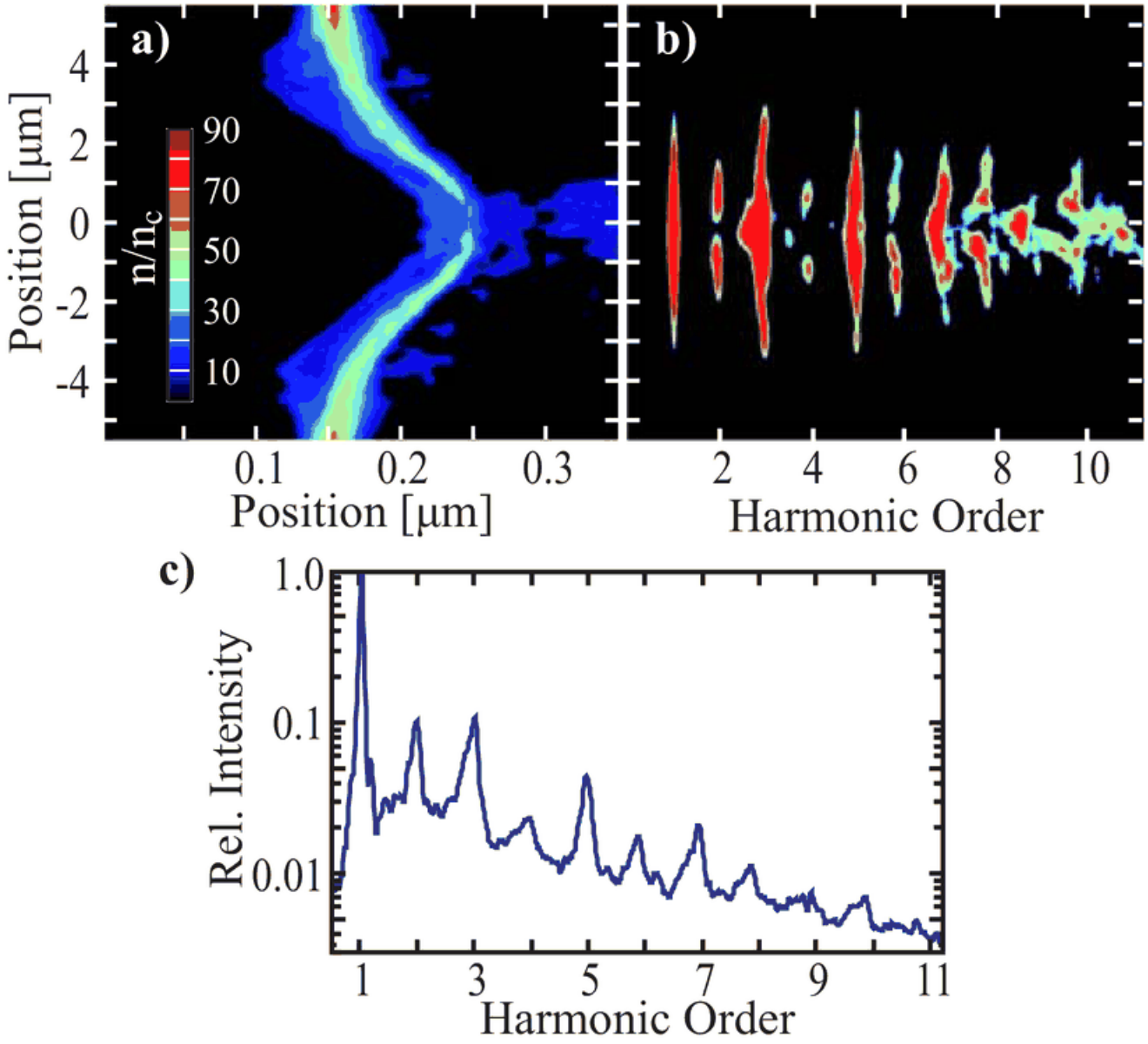


Рис. 8.10. Результаты двумерного моделирования взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса с плазменной мишенью с помощью двумерной версии кода PICWIG. Параметры моделирования: $a_0 = 3.6$, $\tau_L = 15$ (примерно 45 фс для длины волны 1 микрон), радиус пучка $3\lambda_L$, концентрация электронов мишени $n_e = 100$, толщина $0.025\lambda_L$, падение происходит по нормали, что соответствует параметрам экспериментов, описанных в работе [185]. a) распределение электронной плотности в момент пика лазерного импульса, видно продавливание мишени, приводящее к кратероподобному распределению плотности; (b) спектр отраженного импульса рядом с мишенью как функция частоты и поперечной координаты. Видна разница для спектра строго на оси и под углом. Спектр, проинтегрированный по поперечной координате (по углам) представлен на рисунке (c).

$1\lambda_L$. Из-за ограниченных вычислительных ресурсов, необходимых для проведения трехмерного моделирования с помощью метода частиц в ячейке, плот-

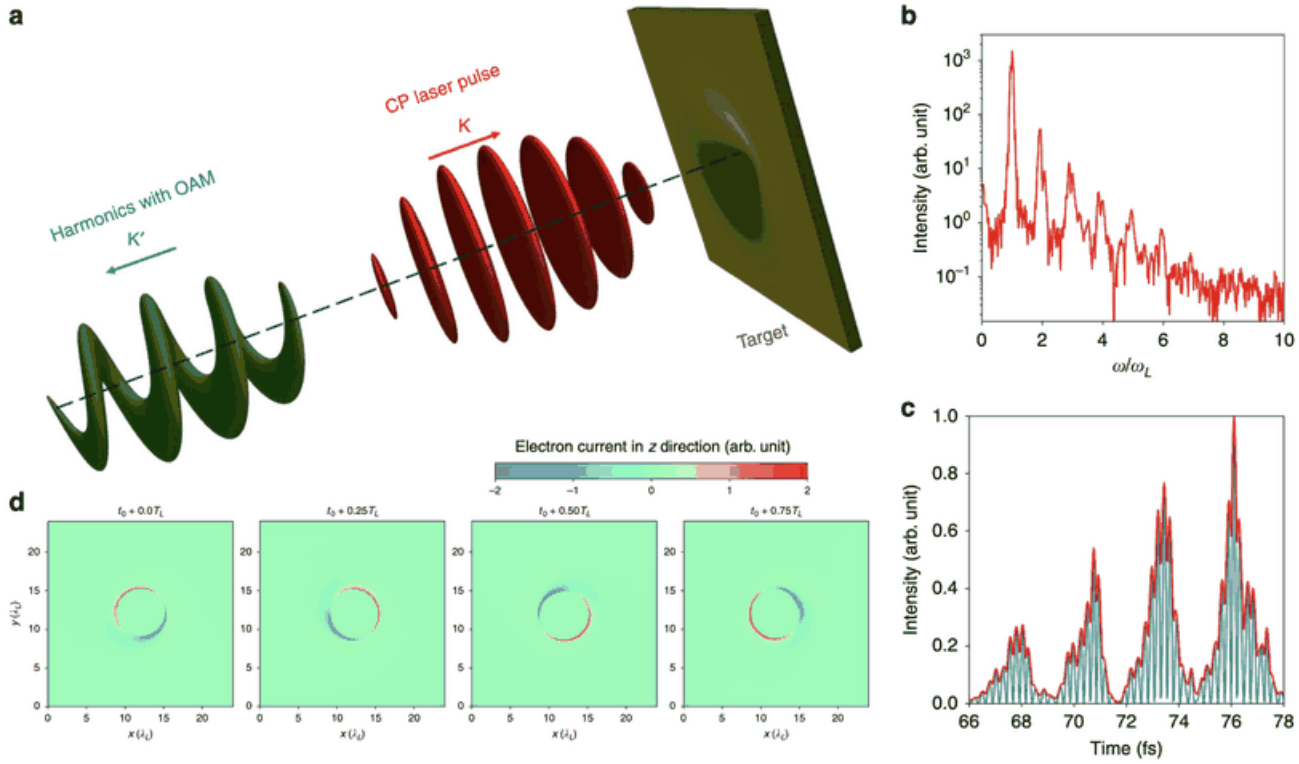


Рис. 8.11. Генерация гармоник с орбитальным угловым моментом от деформированной мишени. Изначально плоская мишень деформируется в процессе взаимодействия самим лазерным импульсом за счет светового давления. a) Циркулярно поляризованный гауссовский лазерный импульс (красный) падает по нормали на изначально плоскую мишень. Обратим внимание, что падающий по нормали гауссовский импульс циркулярной поляризации не приводит к генерации гармоник на плоской мишени. Однако из-за давления излучения лазерного импульса мишень деформируется, создавая компоненту электрического поля, приводящую к осцилляции стенок. Деформированная мишень затем 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.

ность мишени ниже, чем твердотельная и составляет $n_e = 2n_{cr}$. Тем не менее, это позволяет понять основные закономерности и продемонстрировать эффект передачи углового момента гармоникам высокого порядка. В случае циркулярной поляризации аналогично случаю линейной поляризации представленному

на Рис. 8.10, также происходит “продавливание” мишени, причем осцилляции 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. На Рис. 8.11d показано поперечное распределение плотности продольного электронного тока j_z в разные моменты времени. Можно заметить вращательное движение. Внеосевой спектр гармоник показан на Рис. 8.11b, а на Рис. 8.11c показан цуг аттосекундных импульсов получаемых после удаления из спектра всех гармоник ниже 4-й.

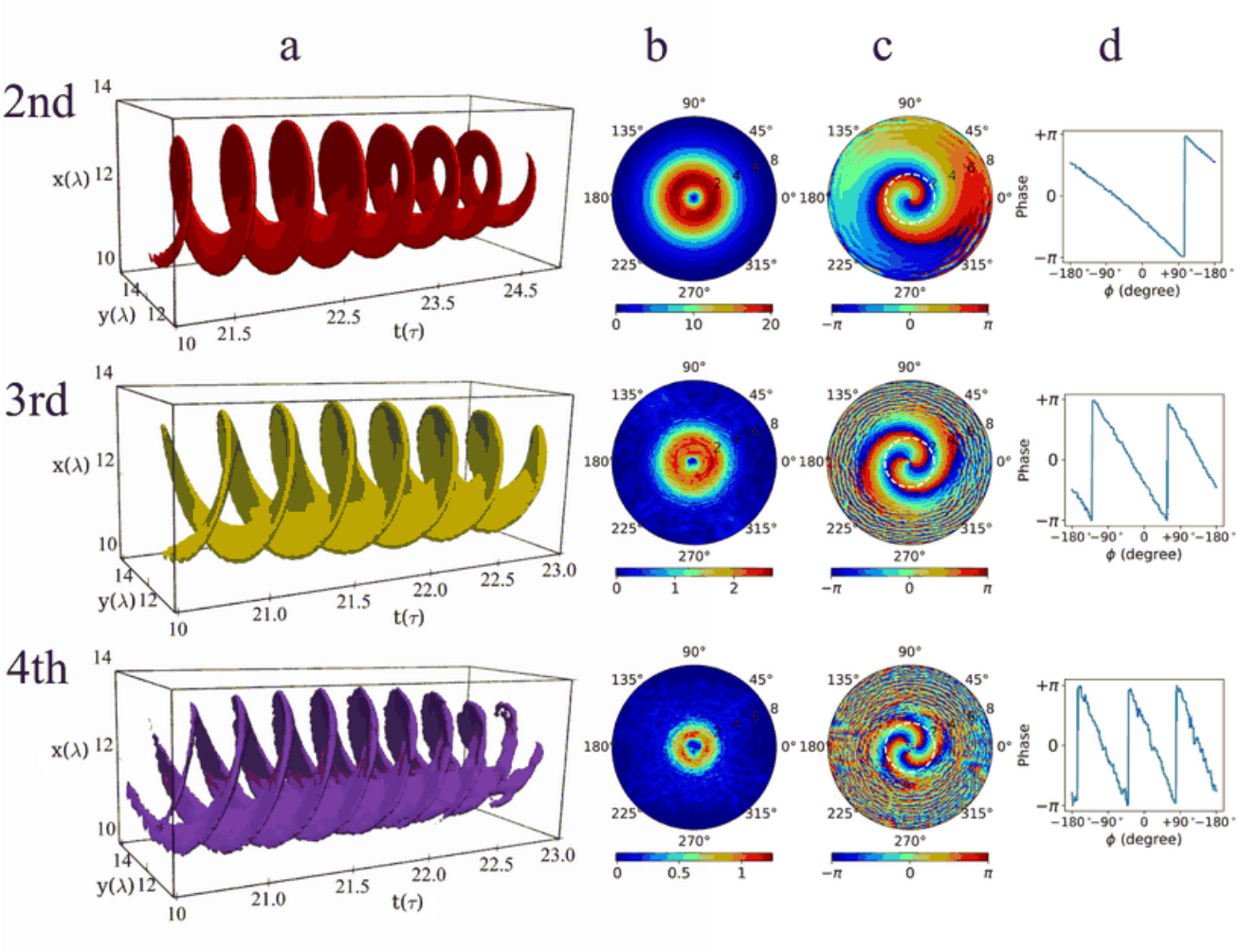


Рис. 8.12. a) Изоповерхности электрического поля разных гармоник: второй, третьей и четвертой. b) Поперечное распределение интенсивности каждой гармоники. c) Поперечное распределение фазы каждой гармоники. d) Фаза каждой из гармоник как функция угла ϕ для выбранного радиуса (показан пунктирной окружностью на рисунке c).

Пространственная структура гармоник показана на Рис. 8.12. На Рис. 8.12a (первая колонка) нарисованы изоповерхности электрического поля разных гармоник (второй, третьей и четвертой), хорошо видно, что фронт представляет из себя одну или несколько спиралей (вихрей), причем количество спиралей (топологический заряд) равно $n-1$, где n – номер гармоники. Поперечное распределение интенсивности каждой гармоники представлено во второй колонке рисунка. Как и ожидается, все гармоники имеет нулевую интенсивность строго по оси. Третья колонка рисунков демонстрирует поперечное распределение фазы каждой гармоники, видна характерная "вихревая" структура. Фаза гармоники как функция азимутального угла ϕ для выбранного радиуса (показан пунктирной окружностью в столбце c) показана в колонке 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 [195]. Выше мы рассмотрели случай, когда "продавливание" происходит за счет светового давления самого, достаточно длинного, лазерного импульса. Также можно показать [195], что схема работает при облучении заранее подготовленной вогнутой мишени. В этом случае можно также получить одиночный аттосекундный импульс, несущий (дробный) орбитальный угловой момент.

8.7. Генерация гармоник с динамическим орбитальным угловым моментом

Еще одним интересным эффектом в генерации гармоник при облучении плазменных мишеней мощными лазерными импульсами является возможность генерации гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом. Теоретически можно представить себе набор импульсов, например с гаус-

совой огибающей, каждый из которых летит с задержкой относительно предыдущего и несет строго определенный топологический заряд. Тогда суммарная конфигурация будет иметь некоторый зависящий от времени орбитальный угловой момент. Оказывается, что подобную конфигурацию можно осуществить более простым способом в процессе генерации гармоник, причем, с большой вероятностью, зависимости именно от процесса генерации гармоник не будет. Так, гармоники с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом были экспериментально и численно продемонстрированы в газовых гармониках [196], а также аналитически и численно в гармониках на поверхности плазмы [197].

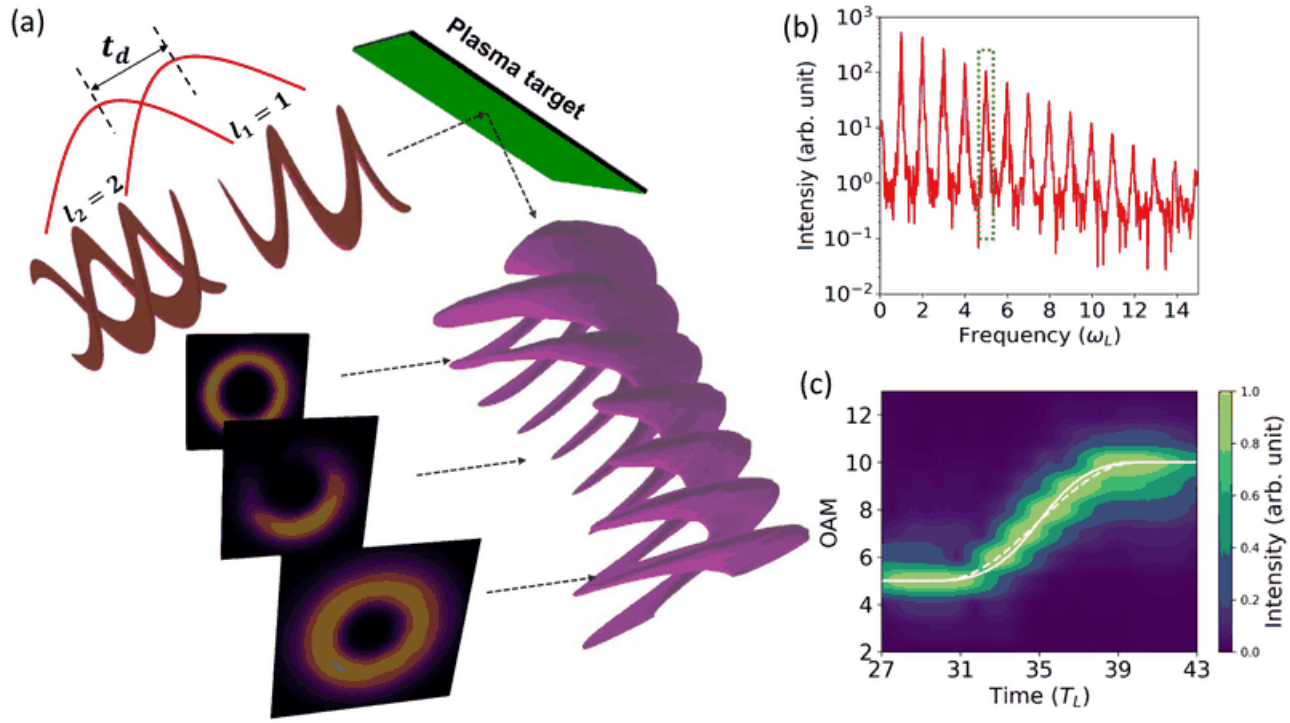


Рис. 8.13. a) Схема генерации гармоник с динамической поляризацией от осциллирующего плазменного зеркала, возбуждаемого двумя релятивистскими лазерными импульсами с различными значениями орбитального углового момента $l_1 = 1$ и $l_2 = 2$. Также показаны три среза интенсивности для различных z и изоповерхность электрического поля. b) Спектр отраженного лазерного поля при фиксированной радиальной координате. c) Временная эволюция орбитального углового момента гармоники пятого порядка.

Схема получения гармоник с динамическим орбитальным угловым моментом показана на Рис. 8.13. 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). Отметим, что принципиально схема также будет работать и при нормальном падении, но в экспериментах предпочтительнее падение под углом. 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 $5n_c$. Размер области моделирования составляет $20\lambda_L(x) \times 20\lambda_L(y) \times 20\lambda_L(z)$, что соответствует сетке $1000(x) \times 1000(y) \times 1000(z)$ с 8 макрочастицами на ячейку. Детектор в плоскости $x - z$ расположен на $y = 0.5\lambda_L$ для записи отраженного поля как функции времени.

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 [198]. Тогда в системе из двух импульсов, показанной на Рис. 8.13, будут генерироваться гармоники с распределением орбитального углового момента по времени от nl_1 до nl_2. На Рис. 8.13b показан спектр отраженного света для фиксированной (не нулевой) радиальной координаты. На Рис. 8.13c показан орбитальный угловой момент пятой гармоники как функция времени. Видно, что он динамически меняется от 5 до 10.

8.8. Выводы

В данной главе рассмотрена генерация гармоник высокого порядка и аттосекундных импульсов на поверхности закритической плазмы при воздействии мощных ультракоротких лазерных импульсов. Показано, что этот процесс может быть интерпретирован как когерентное нелинейное рассеяние Томсона или Комптона на движущейся плазменной поверхности. Такая интерпретация связывает задачи аттосекундной физики плазмы с общей тематикой диссертации, посвящённой линейному и нелинейному рассеянию Комптона.

Рассмотрена динамика плазменной поверхности в модели осциллирующего зеркала. Движение электронной поверхности под действием падающего лазерного импульса приводит к допплеровскому преобразованию частоты и формированию спектра гармоник. Линейная поляризация падающего импульса обеспечивает эффективную генерацию гармоник, тогда как циркулярная поляризация при нормальном падении подавляет генерацию в силу симметрии движения. Метод поляризационного окна позволяет использовать временно изменяющуюся поляризацию для выделения короткого интервала эффективной генерации и тем самым получать одиночные аттосекундные импульсы.

Отдельно исследована фазовая структура гармоник высокого порядка. Показано, что при взаимодействии циркулярно поляризованного излучения с плазменной поверхностью возможна передача спинового углового момента падающего лазерного импульса в орбитальный угловой момент гармоник. Это приводит к формированию гармоник со спиральной фазовой структурой. Также рассмотрена генерация гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом, что соответствует режиму самозакрученности излучения.

Полученные результаты показывают, что плазменная поверхность является не только источником высоких гармоник и аттосекундных импульсов, но и средой для управления фазовой и угломоментной структурой излучения. Это расширяет область применения когерентного нелинейного рассеяния Томсона

и Комптона и связывает генерацию аттосекундных импульсов с задачами формирования излучения с заданной пространственно-временной структурой.

Основные результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [169, 170, 185, 187, 188, 194, 195, 197, 199–202].

Заключение

В диссертационной работе проведён комплексный анализ физических основ, аналитических оценок и численных методов, связанных с реализацией и оптимизацией комптоновских источников рентгеновского и гамма-излучения. Рассмотрены как линейный, так и нелинейный режимы обратного рассеяния Комптона, а также связанные с ними задачи генерации гармоник высокого порядка, компенсации пондеромоторного уширения и формирования излучения с нетривиальной фазовой структурой.

В линейном режиме получены и систематизированы оценки, связывающие параметры лазерного и электронного пучков со спектральной шириной источника, углом коллимации и долей фотонов в заданной спектральной полосе. Показано, что при реалистичных параметрах пучков получение узкополосного излучения требует коллимации, а доля фотонов в полосе относительной ширины κ имеет порядок κ. Эти результаты дают основу для первичной оценки параметров узкополосных комптоновских источников.

Исследован полный выход фотонов при различных геометриях взаимодействия лазерного и электронного пучков: в вакууме, в волноводе и в режиме без дифракции. Получены инженерные формулы, позволяющие оценивать полный выход фотонов и выбирать оптимальные поперечные размеры и длительности лазерного импульса при заданном ограничении на спектральную ширину. Показано, что использование волноводов и плазменных каналов может существенно увеличить полный выход фотонов за счёт поддержания пространственного перекрытия пучков.

Разработаны и использованы численные методы моделирования комптоновских источников, включающие задание начальных распределений электронного пучка, описание внешних электромагнитных полей, расчёт траекторий электронов и последующий расчёт излучения. Проведённые проверки на задачах с аналитическими или хорошо контролируемыми решениями подтверждают

применимость этих методов для расчёта спектральных и угловых характеристик источников с реалистичными параметрами.

На основе полученных аналитических и численных методов выполнены проектировочные расчёты источников гамма-квантов на основе электронных пучков лазерно-плазменных ускорителей, а также источника с параметрами, близкими к проектным параметрам ИКИ НЦФМ. Рассмотрены постановки, актуальные для ядерной резонансной флуоресценции ^{235}U, фотоделения ядер и радиографии. Показано, что при переходе к субпроцентной относительной ширине линии необходимо учитывать нелинейные эффекты даже при сравнительно малых значениях безразмерной амплитуды лазерного импульса.

В нелинейном режиме исследованы пондеромоторное уширение, генерация гармоник высокого порядка, влияние фазы несущей и спектральные проявления радиационного трения. Показано, что плавная временная огибающая лазерного импульса приводит к уширению линии из-за зависимости мгновенной частоты излучения от локальной интенсивности. Для компенсации этого уширения рассмотрены методы нелинейного чирпирования, дуплета линейно и противоположно чирпированных импульсов, одноимпульсного линейного чирпа и поляризационного окна. Эти методы позволяют увеличить пиковую спектральную яркость нелинейных комптоновских источников и частично восстановить узкополосность излучения.

Исследована возможность формирования регулярного гребенчатого спектра гамма-излучения с помощью импульсов с динамически изменяющейся поляризацией. Показано, что метод поляризационного окна ограничивает эффективную генерацию гармоник временной областью с близкой к линейной поляризацией и тем самым уменьшает пондеромоторное уширение высоких гармоник. Также показано, что радиационное трение и квантовая отдача приводят к сдвигам и уширению гармоник, что может использоваться для диагностики радиационных эффектов в сильных полях.

В финальной части работы рассмотрена генерация гармоник высокого по-

рядка и аттосекундных импульсов на поверхности плазмы как режим когерентного нелинейного рассеяния Томсона или Комптона. Показано, что метод поляризационного окна может использоваться для генерации одиночных аттосекундных импульсов, а взаимодействие циркулярно поляризованного излучения с плазменной поверхностью позволяет передавать спиновый угловой момент падающего импульса в орбитальный угловой момент гармоник. Также продемонстрирована возможность генерации гармоник с динамически меняющимся орбитальным угловым моментом.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке компактных и ярких источников рентгеновского и гамма-излучения, при проектировании узкополосных комптоновских источников для фотоядерных приложений, а также в задачах аттосекундной физики и управления пространственно-временной структурой излучения.

Полученные результаты обладают значительным практическим и теоретическим потенциалом. Они могут быть использованы для создания компактных и эффективных комптоновских источников гамма-излучения, которые найдут применение в ядерной физике, медицинской диагностике, материаловедении и других областях науки и техники. Применение предложенных методов и технологий открывает новые горизонты в развитии источников рентгеновского и гамма-излучения, удовлетворяющих самым высоким требованиям современных исследований.

В заключение, автор хотел бы выразить свою благодарность людям, которые на протяжении всей, не только научной, жизни вдохновляли, помогали, поддерживали автора, и без которых данная работа не смогла бы состояться. Мое знакомство с наукой началось с самого детства, и, в общем-то, вопроса становиться ли ученым или нет передо мной не стояло. Я благодарен своим родителям Рыкованову Георгию Николаевичу и Рыкованой Валентине Владимировне за то, что они привили мне любознательность и тягу к знаниям. Также я хочу поблагодарить свою супругу Павлову Арсению за обеспечение

условий для написания работы.

Я глубоко признателен всем коллегам, с которыми я работал и взаимодействовал в разных лабораториях и институтах мира, а именно В.Т. Платоненко, А.Б. Савельеву-Трофимову, J. Meyer-ter-Vehn, G.D. Tsakiris, F. Krausz, J. Schreiber, M. Geissler, W. Leemans, G. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, S. Steinke, J. von Tilborg, M. Zolotorev, B. Dromey, M. Zepf, M. Yeung, D. Seipt, В. Харину, Н. Елкиной, А.Б. Федотову, И.Ю. Костюкову, М. Валяльщикову, Р. Загидуллину, J. Wang, B. Lei, T. Teter, M. Ruijter, а также всем студентам, аспирантам и сотрудникам лаборатории Суперкомпьютеров в ИИ Сколковского института науки и технологий.

Литература

1. 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.
2. Недорезов В. Г., Рыкованов С. Г., Савельев А. Б. Ядерная фотоника: результаты и перспективы // *Усп. физ. наук*. 2021. Т. 191, № 12. С. 1281–1306.
3. Maiman T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // *Nature*. 1960. Vol. 187. P. 493.
4. Arutyunyan F., Tumanyan V. Quasi-monochromatic and polarized high-energy gamma rays // *Physics-Uspekhi*. 1964. Vol. 339.
5. Arutyunian F. R., Tumanian V. A. The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams // *Phys. Lett.* 1963. Vol. 4. P. 176.
6. Milburn R. Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field // *Physical Review Letters*. 1963. Vol. 10, no. February. P. 1–3.
7. 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.
8. Eisenberger P., Platzman P. M. Compton Scattering of X Rays from Bound Electrons // *Phys. Rev. A*. 1970. Vol. 2, no. 2. P. 415.
9. Proton Compton Effect by Polarized Photons at 90° in the c.m. System in the First Resonance Region / Barbiellini G., Capon G., De Zorzi G., and Murtas G. P. // *Phys. Rev.* 1968. Oct. Vol. 174. P. 1665–1673.
10. High-Energy Photons from Compton Scattering of Light on 6.0-GeV Electrons / Bemporad C., Milburn R. H., Tanaka N., and Fotino M. // *Phys. Rev.* 1965. Jun. Vol. 138. P. B1546–B1549.
11. 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.

12. 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.
13. 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.
14. Fissilities of 238U and 237Np nuclei measured with tagged photons in the energy range 60–240 MeV / Iljinov A., Ivanov D., Mebel M., Nedorezov V., Sudov A., and Kezerashvili G. // *Nuclear Physics A*. 1992. Vol. 539, no. 2. P. 263–275.
15. 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.
16. 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.
17. Litvinenko V., Burnham B. Gamma-ray production in a storage ring free-electron laser // *Physical review ...*. 1997. June. Vol. 78, no. 24. P. 4569–4572.
18. Проект научной программы ИНОК - комптоновского источника монохро-

матических гамма-квантов НЦФМ / Григоренко Л. В., Антоненко Н. В., Артюков И. А., Ачасов М. Н., Барабанов А. Л., Белостоцкий С. Л., Боос Э. Э., Борзов И. Н., Варламов В. В., Васильев А. А. и др. // *Физмат.* 2023. Т. 1, № 3-4. С. 123.

19. Quasi-monoenergetic femtosecond photon sources from Thomson Scattering using laser plasma accelerators and plasma channels / Rykovanov S. G., Geddes C. G. R., Vay J.-L., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2014. nov. Vol. 47, no. 23. P. 234013.
20. Nuclear resonance fluorescence excitations near 2 MeV in U235 and Pu239 / Bertozzi W., Caggiano J., Hensley W., Johnson M., Korbly S., Ledoux R., McNabb D., Norman E., Park W., and Warren G. // *Physical Review C*. 2008. Окт. Vol. 78, no. 4. P. 041601.
21. Albert F., Anderson S., Gibson D. Design of narrow-band Compton scattering sources for nuclear resonance fluorescence // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2011. May. Vol. 14, no. 5. P. 050703.
22. Transmission nuclear resonance fluorescence measurements of 238U in thick targets / Quiter B., Ludewigt B., Mozin V., Wilson C., and Korbly S. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2011. May. Vol. 269, no. 10. P. 1130–1139.
23. Nuclear Resonance Fluorescence for Materials Assay / Quiter B. J., Ludewigt B. A., Mozin V. V., and Prussin S. G. // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2011. Apr. Vol. 58, no. 2. P. 400–403.
24. Thirolf P., Csige L., Habs D. Perspectives for photofission studies with highly brilliant, monochromatic γ–ray beams // *EPJ Web of Conferences*. 2012. Dec. Vol. 38. P. 08001.
25. Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics / Tesileanu O., Ursescu D., Dabu R., and Zamfir N. V. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2013.

Mar. Vol. 420. P. 012157.

26. Using Quasi-Monoenergetic Photon Sources To Probe Photo-Fission Resonances / Johnson M. S., Hall J. M., McNabb D. P., Tuffley M. J., Ahmed M. W., Stave S., Weller H. R., Karwowski H., Thompkins J., McDaniel F. D., and Doyle B. L. 2011. Vol. 590. P. 590–593.
27. Detection of radioactive isotopes by using laser Compton scattered gamma-ray beams / Hajima R., Kikuzawa N., Nishimori N., Hayakawa T., Shizuma T., Kawase K., Kando M., Minehara E., Toyokawa H., and Ohgaki H. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2009. Sep. Vol. 608, no. 1. P. S57–S61.
28. Detecting clandestine material with nuclear resonance fluorescence / Pruet J., McNabb D. P., Hagmann C. A., Hartemann F. V., and Barty C. P. J. // *Journal of Applied Physics*. 2006. Vol. 99, no. 12. P. 123102.
29. Schmueser P., Dohlus M., Rossbach J. Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers: Introduction to Physical Principles, Experimental Results, Technological Challenges (Springer Tracts in Modern Physics). Springer, 2008. ISBN: 3540795715.
30. Винокуров Н. А., Левичев Е. Б. Ондуляторы и вигглеры для генерации излучения и других применений // *Усп. физ. наук*. 2015. Т. 185, № 9. С. 917–939.
31. Jackson J. Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, Inc., 1975.
32. Esarey E., Ride S. K., Sprangle P. Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas // *Physical Review E*. 1993. Vol. 48, no. 4.
33. Radiation from laser accelerated electron bunches: coherent terahertz and femtosecond x-rays / Leemans W. P., Esarey E., van Tilborg J., Michel P. A., Schroeder C. B., Toth C., Geddes C. G., and Shadwick B. A. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2005. Vol. 33, no. 1. P. 8–22.

34. Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators / Chen M., Esarey E., Geddes C., Schroeder C., Plateau G., Bulanov S., Rykovanov S., and Leemans W. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2013. Mar. Vol. 16, no. 3. P. 030701.
35. Precision linac and laser technologies for nuclear photonics gamma-ray sources / Albert F., Hartemann F. V., Anderson S. G., Cross R. R., Gibson D. J., Hall J., Marsh R. A., Messerly M., Wu S. S., Siders C. W., and Barty C. P. J. // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, no. 5. P. 056701.
36. X-Ray Based Subpicosecond Electron Bunch Characterization Using 90 degrees Thomson Scattering. / Leemans W., Schoenlein R., Volfbeyn P., Chin A., Glover T., Balling P., Zolotorev M., Kim K., Chattopadhyay S., and Shank C. // *Physical review letters*. 1996. Nov. Vol. 77, no. 20. P. 4182–4185.
37. Villa F., Luccio A., Zolotorev M. A source of kilovolt X-ray // *Microsystem Technologies*. 1996. Feb. Vol. 2, no. 2. P. 79–82.
38. Brau C. Oscillations in the spectrum of nonlinear Thomson-backscattered radiation // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2004. Feb. Vol. 7, no. 2. P. 020701.
39. Seipt D., Kämpfer B. Nonlinear Compton scattering of ultrashort intense laser pulses // *Physical Review A*. 2011. Feb. Vol. 83, no. 2. P. 022101.
40. Heinzl T., Seipt D., Kämpfer B. Beam-shape effects in nonlinear Compton and Thomson scattering // *Physical Review A*. 2010. Feb. Vol. 81, no. 2. P. 022125.
41. Nonlinear effects in Thomson backscattering / Maroli C., Petrillo V., Tomassini P., and Serafini L. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2013. Mar. Vol. 16, no. 3. P. 030706.
42. Spectral analysis of the nonlinear relativistic Doppler shift in ultrahigh intensity Compton scattering / Hartemann F. V., Troha A. L., Luhmann Jr. N. C., and Toffano Z. // *Phys. Rev. E*. 1996. Vol. 54. P. 2956.
43. 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.

44. Ghebregziabher I., Shadwick B. A., Umstadter D. Spectral bandwidth reduction of Thomson scattered light by pulse chirping // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2013. Mar. Vol. 16, no. 3. P. 030705.
45. Narrowband inverse Compton scattering x-ray sources at high laser intensities / Seipt D., Rykovanov S. G., Surzhykov A., and Fritzsche S. // *Phys. Rev. A*. 2015. mar. Vol. 91, no. 3. P. 033402.
46. Landau L., Lifshitz E. The Classical Theory of Fields, Fourth Edition: Volume 2 (Course of Theoretical Physics Series). 4th ed. Butterworth-Heinemann, 1980.
47. Hollow plasma channel for positron plasma wakefield acceleration / Kimura W. D., Milchberg H. M., Muggli P., Li X., and Mori W. B. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2011. Apr. Vol. 14, no. 4. P. 041301.
48. Esarey E., Schroeder C., Leemans W. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Reviews of Modern Physics*. 2009. Aug. Vol. 81, no. 3. P. 1229–1285.
49. Durfee. CG I., Milchberg H. Light Pipe for High Intensity Laser Pulses // *Physical Review Letters*. 1993. Vol. 71, no. 15.
50. Guiding of Relativistic Laser Pulses by Preformed Plasma Channels / Geddes C., Toth C., van Tilborg J., Esarey E., Schroeder C., Cary J., and Leemans W. // *Physical Review Letters*. 2005. Sep. Vol. 95, no. 14. P. 145002.
51. Laser spark with a continuous channel in air / Bunkin F., Korobkin V., Kurinyĭ Y., Polonskii L., and Pyatnitskii L. // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1983. Vol. 13, no. 2. P. 254.
52. Bessel beams of electromagnetic waves: self-effect and nonlinear structures / Andreev N., Aristov Y., Polonskii L., and Pyatnitskii L. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 1991. no. 4. P. 969–975.
53. Tubular plasma generation with a high-power hollow bessel beam / Fan J., Parra E., Alexeev I., Kim K., Milchberg H., Margolin L., and

Pyatnitskii L. // *Physical review. E, Statistical physics, plasmas, fluids, and related interdisciplinary topics*. 2000. Dec. Vol. 62, no. 6 Pt A. P. R7603–6.

54. Control of focusing fields in laser-plasma accelerators using higher-order modes / Cormier-Michel E., Esarey E., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Paul K., Mullowney P. J., Cary J. R., and Leemans W. P. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2011. Mar. Vol. 14, no. 3. P. 031303.
55. Low-Emittance Electron Bunches from a Laser-Plasma Accelerator Measured using Single-Shot X-Ray Spectroscopy / Plateau G. R., Geddes C. G. R., Thorn D. B., Chen M., Benedetti C., Esarey E., Gonsalves A. J., Matlis N. H., Nakamura K., Schroeder C. B., Shiraishi S., Sokollik T., van Tilborg J., Toth C., Trotsenko S., Kim T. S., Battaglia M., Stöhlker T., and Leemans W. P. // *Physical Review Letters*. 2012. Aug. Vol. 109, no. 6. P. 064802.
56. Control of focusing forces and emittances in plasma-based accelerators using near-hollow plasma channels / Schroeder C. B., Esarey E., Benedetti C., and Leemans W. P. // *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, no. 8. P. 080701.
57. 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.
58. 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.
59. Geddes C. G., Rykovanov S., Matlis N. H., Steinke S., Vay J. L., Esarey E. H., Ludewigt B., Nakamura K., Quiter B. J., Schroeder C. B., Toth C., and Leemans W. P. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B*. 2015. Vol. 350. P. 116–121.
60. Laser technology for Thomson MeV photon sources based on laser-plasma accelerators / Geddes C. G. R., Matlis N. H., Steinke S., Esarey E.,

Mittelberger D. E., Rykovanov S., Schroeder C. B., Toth C., Vay J.-L., and Leemans W. P. // *AIP Conference Proceedings*. 2016. 10. Vol. 1777, no. 1. P. 110002.

61. Narozhny N. B., Fofanov M. S. Scattering of relativistic electrons by a focused laser pulse // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2000. May. Vol. 90, no. 5. P. 753–768.
62. Why is Boris algorithm so good? / Qin H., Zhang S., Xiao J., Liu J., Sun Y., and Tang W. M. // *Physics of Plasmas*. 2013. 08. Vol. 20, no. 8. P. 084503.
63. 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.
64. Piazza A. D. Exact Solution of the Landau-Lifshitz Equation in a Plane Wave // *Letters in Mathematical Physics*. 2008. Mar. Vol. 83, no. 3. P. 305–313.
65. Ruijter M., Kharin V. Y., Rykovanov S. G. Analytical solutions for nonlinear Thomson scattering including radiation reaction // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2018. oct. Vol. 51, no. 22. P. 225701.
66. Analytical results for nonlinear Compton scattering in short intense laser pulses / Seipt D., Kharin V., Rykovanov S., Surzhykov A., and Fritzsche S. // *Journal of Plasma Physics*. 2016. Vol. 82, no. 2. P. 655820203.
67. Thomas A. G. R. Algorithm for calculating spectral intensity due to charged particles in arbitrary motion // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2010. Feb. Vol. 13, no. 2. P. 020702.
68. Virtual detector of synchrotron radiation (VDSR) - A C++ parallel code for particle tracking and radiation calculation / Rykovanov S. G., Chen M., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *AIP Conference Proceedings*. 2012. 12. Vol. 1507, no. 1. P. 399–403.
69. Kharin V. Y., Seipt D., Rykovanov S. G. Temporal laser-pulse-shape effects in nonlinear Thomson scattering // *Phys. Rev. A*. 2016. Vol. 93, no. 6.
70. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels /

Esarey E., Shadwick B., Catravas P., and Leemans W. // *Physical Review E*. 2002. May. Vol. 65, no. 5. P. 056505.

71. Nikishov A. I., Ritus V. I. Quantum Processes in the Field of a Plane Electromagnetic Wave and in a Constant Field 1 // *Sov. Phys. JETP*. 1964. Vol. 19. P. 529–541.
72. Controlling the spectral shape of nonlinear Thomson scattering with proper laser chirping / Rykovanov S. G., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2016. mar. Vol. 19, no. 3. P. 030701.
73. Hartemann F. V., Kerman A. K. Classical Theory of Nonlinear Compton Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Jan. Vol. 76. P. 624–627.
74. Kharin V. Y., Seipt D., Rykovanov S. G. Higher-Dimensional Caustics in Nonlinear Compton Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Jan. Vol. 120. P. 044802.
75. Improving the accuracy of simulation of radiation-reaction effects with implicit Runge-Kutta-Nyström methods / Elkina N. V., Fedotov A. M., Herzing C., and Ruhl H. // *Phys. Rev. E*. 2014. May. Vol. 89. P. 053315.
76. Koga J., Esirkepov T. Z., Bulanov S. V. Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime // *Physics of Plasmas*. 2005. 09. Vol. 12, no. 9. P. 093106.
77. Зельдович Я. Б. Взаимодействие свободных электронов с электромагнитным излучением // *Усп. физ. наук*. 1975. Vol. 115, no. 2. P. 161–197.
78. Virtual detector of synchrotron radiation (VDSR) - A C++ parallel code for particle tracking and radiation calculation / Rykovanov S. G., Chen M., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *AIP Conference Proceedings*. 2012. 12. Vol. 1507, no. 1. P. 399–403.
79. 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.

80. Hajima R. // *Phys. Procedia*. 2016. Vol. 84, no. July. P. 35–39.

81. Nedorezov V. G., Savel'ev-Trofimov A. B. // *Phys. At. Nucl.* 2017. Vol. 80, no. 9. P. 1477–1483.

82. Ur C. A. // AIP Conf. Proc. 2015. Vol. 1645. P. 237.

83. Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Malka R. F. V., Rousse A., Beck A., and Lefebvre E. // *Rev. Mod. Phys.* 2013. Vol. 85. P. 1–48.

84. Schwoerer H., Liesfeld B., Schlenvoigt H. P., Amthor K. U., and Sauerbrey R. // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96, no. 1. P. 014802.

85. Ta Phuoc K., Corde S., Thaury C., Malka V., Tafzi A., Goddet J. P., Shah R. C., Sebban S., and Rousse A. // *Nat. Photonics*. 2012. Vol. 6, no. 5. P. 308–311.

86. Tsai H. E., Wang X., Shaw J., Arefiev A. V., Li Z., Zhang X., Zgadzaj R., Henderson W., Khudik V., Shvets G., and Downer M. C. // *AIP Conf. Proc.* 2016. Vol. 1777. P. 080006.

87. Yu C., Qi R., Wang W., Liu J., Li W., Wang C., Zhang Z., Liu J., Qin Z., Fang M., Feng K., Wu Y., Tian Y., Xu Y., Wu F., Leng Y., Weng X., Wang J., Wei F., Yi Y., Song Z., Li R., and Xu Z. // *Sci. Rep.* 2016. Vol. 6, no. 1. P. 29518.

88. Chen S., Powers N., Ghebregziabher I., Maharjan C., Liu C., Golovin G., Banerjee S., Zhang J., Cunningham N., Moorti A., Clarke S., Pozzi S., and Umstadter D. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110, no. 15. P. 155003.

89. Powers N. D., Ghebregziabher I., Golovin G., Liu C., Chen S., Banerjee S., Zhang J., and Umstadter D. P. // *Nat. Photonics*. 2014. Vol. 8, no. 1. P. 28–31.

90. Liu C., Golovin G., Chen S., Zhang J., Zhao B., Haden D., Banerjee S., Silano J., Karwowski H., and Umstadter D. // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, no. 14. P. 4132.

91. Sun C., Wu Y. K. // *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*. 2011. Vol. 14, no. 4. P. 044701.

92. Geddes C. G., Matlis N. H., Steinke S., Esarey E., Mittelberger D. E.,

Rykovanov S., Schroeder C. B., Toth C., Vay J. L., and Leemans W. P. // *AIP Conf. Proc.* 2016. Vol. 1777. P. 110002.

93. Transport and Non-Invasive Position Detection of Electron Beams from Laser-Plasma Accelerators / Osterhoff J., Sokollik T., Nakamura K., Bakeman M., Weingartner R., Gonsalves A. J., Shiraishi S., Lin C., van Tilborg J., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Esarey E., Toth C., De Santis S., Byrd J. M., Gruener F., Leemans W. P., Gold S. H., and Nusinovich G. S. 2010. P. 575–579.
94. Imaging laser-wakefield-accelerated electrons using miniature magnetic quadrupole lenses / Weingartner R., Fuchs M., Popp A., Raith S., Becker S., Chou S., Heigoldt M., Khrennikov K., Wenz J., Seggebrock T., Zeitler B., Major Z., Osterhoff J., Krausz F., Karsch S., and Grüner F. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2011. May. Vol. 14, no. 5. P. 052801.
95. Design considerations for table-top, laser-based VUV and X-ray free electron lasers / Grüner F., Becker S., Schramm U., Eichner T., Fuchs M., Weingartner R., Habs D., Meyer-ter Vehn J., Geissler M., Ferrario M., Serafini L., van der Geer B., Backe H., Lauth W., and Reiche S. // *Applied Physics B*. 2007. Jan. Vol. 86, no. 3. P. 431–435.
96. Demonstration Scheme for a Laser-Plasma-Driven Free-Electron Laser / Maier A. R., Meseck A., Reiche S., Schroeder C. B., Seggebrock T., and Grüner F. // *Physical Review X*. 2012. Sep. Vol. 2, no. 3. P. 031019.
97. Huang Z., Ding Y., Schroeder C. B. Compact X-ray Free-Electron Laser from a Laser-Plasma Accelerator Using a Transverse-Gradient Undulator // *Physical Review Letters*. 2012. Nov. Vol. 109, no. 20. P. 204801.
98. Design of an XUV FEL Driven by the Laser-Plasma Accelerator at the LBNL LOASIS Facility / Schroeder C., Fawley W., Esarey E., and Leemans W. // *FEL Conference Proceedings*. 2006. Vol. 31. P. 455–458.
99. A Laser-Accelerator Injector Based on Laser Ionization and Ponderomotive Acceleration of Electrons / Moore C., Ting A., McNaught S., Qiu J., Burris H., and Sprangle P. // *Physical Review Letters*. 1999. Feb. Vol. 82, no. 8.

P. 1688–1691.

100. Ultracold Electron Bunch Generation via Plasma Photocathode Emission and Acceleration in a Beam-Driven Plasma Blowout / Hidding B., Pretzler G., Rosenzweig J. B., Königstein T., Schiller D., and Bruhwiler D. L. // *Physical Review Letters*. 2012. Jan. Vol. 108, no. 3. P. 035001.
101. Chen M., Sheng Z. Electron injection and trapping in a laser wakefield by field ionization to high-charge states of gases // *Journal of Applied Physics*. 2006. Vol. 99, no. 5. P. 056109.
102. Ionization induced trapping in a laser wakefield accelerator / McGuffey C., Thomas A., Schumaker W., Matsuoka T., Chvykov V., Dollar F., Kalintchenko G., Yanovsky V., Maksimchuk A., and Krushelnick K. // *Physical Review Letters*. 2010. Jan. Vol. 104, no. 2. P. 025004.
103. Panofsky W. K. H., Baker W. R. A Focusing Device for the External 350-Mev Proton Beam of the 184-Inch Cyclotron at Berkeley // *Review of Scientific Instruments*. 1950. Vol. 21, no. 5. P. 445.
104. Chen P. A possible final focusing mechanism for linear colliders // *Particle Accelerators*. 1987. Vol. 20, no. November. P. 171.
105. Goncharov A. Invited review article: the electrostatic plasma lens. // *The Review of scientific instruments*. 2013. Feb. Vol. 84, no. 2. P. 021101.
106. Telnov V. Laser Cooling of Electron Beams for Linear Colliders // *Physical Review Letters*. 1997. June. Vol. 78, no. 25. P. 4757–4760.
107. Esarey E. Laser cooling of electron beams via Thomson scattering // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2000. Nov. Vol. 455, no. 1. P. 7–14.
108. Yokoya K. Accelerator aspects of γ–γ colliders // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2000. Nov. Vol. 455, no. 1. P. 25–31.
109. Rykovanov S. G. Gamma-ray sources based on nonlinear Compton scattering

and their optimization. Isotopes and Radiation Sources. Russian Federation : ZAO NTTs PLAZMAIOFAN, 2018. ISBN: 978-5-9903264-8-4. Plasma Physics and Fusion Technology.

110. Артюков И. А., Виноградов А. В., Шведунов В. И. Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения (по материалам вступительного слова на Семинаре НИИЯФ МГУ, посвящённом 85-летию Б.С. Ишханова, 26 октября 2023 г.) // *Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* 2024. Т. 79, № 2. С. 2420205.
111. 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.
112. Narrow-Band Emission in Thomson Sources Operating in the High-Field Regime / Terzić B., Deitrick K., Hofler A. S., and Krafft G. A. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. P. 074801.
113. Seipt D., Kharin V. Y., Rykovanov S. G. Optimizing Laser Pulses for Narrow-Band Inverse Compton Sources in the High-Intensity Regime // *Phys. Rev. Lett.* 2019. May. Vol. 122. P. 204802.
114. Kharin V. Y., Seipt D., Rykovanov S. G. Higher-Dimensional Caustics in Nonlinear Compton Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 120, no. 4. P. 044802.
115. Towards high photon density for Compton scattering by spectral chirp / Valialshchikov M. A., Seipt D., Kharin V. Y., and Rykovanov S. G. // *Phys. Rev. A*. 2022. Vol. 106. P. L031501.
116. О роли нелинейности эффекта Комптона в проекте источника узкополосного гамма-излучения Национального центра физики и математики / Рыкованов С. Г., Тимошенко А. Д., М. Ф. А., П. М. М., and Ю. К. И. // *Известия Вузов. Радиофизика*. 2024. dec. Vol. 67, no. 10. P. 829–846.
117. Wolkow D. M. Über eine Klasse von Lösungen der Diracschen Gleichung // *Zeitschrift für Physik*. 1935. Vol. 94, no. 3-4. P. 250–260.

118. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems / Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K. Z., and Keitel C. H. // *Rev. Mod. Phys.* 2012. Vol. 84. P. 1177.

119. Берестецкий В., Лифшиц Е., Питаевский Л. Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика. ФИЗМАТЛИТ, 2004.

120. Nikishov A. I., Ritus V. I. Nonlinear effects in Compton scattering and pair production owing to absorption of several photons // *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.* 1965. Vol. 20. P. 757.

121. Krajewska K., Kami\'nski J. Z. Compton Process in Intense Short Laser Pulses // *Phys. Rev. A*. 2012. Vol. 85. P. 62102.

122. Krafft G. A. Spectral Distributions of Thomson-Scattered Photons from High-Intensity Pulsed Lasers // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 92. P. 204802.

123. Mackenroth F., Di Piazza A. Nonlinear Compton scattering in ultra-short laser pulses // *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 83. P. 32106.

124. Boca M., Oprea A. Thomson scattering in the high intensity regime // *Phys. Scr.* 2011. Vol. 83. P. 55404.

125. Narozhny N. B., Fofanov M. Scattering of relativistic electrons by a focused laser pulse // *J. Exp. Theor. Phys.* 2000. Vol. 90. P. 753.

126. 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.

127. 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.

128. 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.

129. 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.
130. Chen S.-y., Maksimchuk A., Umstadter D. Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering // *Nature*. 1998. dec. Vol. 396, no. 6712. P. 653–655.
131. 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.
132. 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.
133. 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.
134. 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.

135. 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.
136. Valialshchikov M. A., Ruijter M., Rykovanov S. G. On the Usage of Tapered Undulators in the Measurement of Interference in the Intensity-Dependent Electron Mass Shift // *Crystals*. 2021. Vol. 11, no. 5.
137. Calculation and analysis of the magnetic field of a linearly tapered undulator / He-Ting L., Fan G., Jia-Yu L., and Qi-Ka J. // *Chinese Physics C*. 2015. Vol. 39, no. 8. P. 088101.
138. Tapered undulators for SASE FELs / Fawley W. M., Huang Z., Kim K.-J., and Vinokurov N. A. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2002. Vol. 483, no. 1-2. P. 537–541.
139. Taira Y., Hayakawa T., Katoh M. Gamma-ray vortices from nonlinear inverse Thomson scattering of circularly polarized light // *Scientific Reports*. 2017. Jul. Vol. 7, no. 1. P. 5018.
140. Flexible x-ray source with tunable polarization and orbital angular momentum from Hermite-Gaussian laser modes driven plasma channel wakefield / Lei B., Teter T., Wang J. W., Kharin V. Y., Schroeder C. B., Zepf M., and Rykovanov S. G. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2019. Jul. Vol. 22. P. 071302.
141. Plasma Undulator Based on Laser Excitation of Wakefields in a Plasma Channel / Rykovanov S. G., Schroeder C. B., Esarey E., Geddes C. G. R.,

and Leemans W. P. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Apr. Vol. 114. P. 145003.

142. Tunable polarization plasma channel undulator for narrow bandwidth photon emission / Rykovanov S. G., Wang J. W., Kharin V. Y., Lei B., Schroeder C. B., Geddes C. G. R., Esarey E., and Leemans W. P. // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2016. Sep. Vol. 19. P. 090703.
143. Plasma channel undulator excited by high-order laser modes / Wang J. W., Schroeder C. B., Li R., Zepf M., and Rykovanov S. G. // *Scientific Reports.* 2017. Dec. Vol. 7, no. 1. P. 16884.
144. Krausz F., Ivanov M. Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Feb. Vol. 81. P. 163–234.
145. Density-dependent carrier-envelope phase shift in attosecond pulse generation from relativistically oscillating mirrors / Zagidullin R., Tietze S., Zepf M., Wang J., and Rykovanov S. // *Matter and Radiation at Extremes.* 2023. 09. Vol. 8, no. 6. P. 064004.
146. Signatures of the Carrier Envelope Phase in Nonlinear Thomson Scattering / Ruijter M., Petrillo V., Teter T. C., Valialshchikov M., and Rykovanov S. // *Crystals.* 2021. Vol. 11, no. 5.
147. Detecting radiation reaction at moderate laser intensities / Heinzl T., Harvey C., Ilderton A., Marklund M., Bulanov S. S., Rykovanov S., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *Phys. Rev. E.* 2015. Feb. Vol. 91. P. 023207.
148. Gamma-Ray Generation from Plasma Wakefield Resonant Wiggler / Lei B., Wang J., Kharin V., Zepf M., and Rykovanov S. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Mar. Vol. 120. P. 134801.
149. Plasma Channel Undulator for Narrow-Bandwidth X-Ray Generation / Rykovanov S. G., Wang J. W., Kharin V. Y., Lei B., Schroeder C. B., Geddes C. G. R., Esarey E., and Leemans W. P. // X-Ray Lasers 2016 / ed. by Kawachi T., Bulanov S. V., Daido H., Kato Y. Cham : Springer International Publishing. 2018. P. 163–166.

150. Narrow-Band Emission in Thomson Sources Operating in the High-Field Regime / Terzić B. ˙ ; Deitrick K., Hofler A. S., and Krafft G. A. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Feb. Vol. 112. P. 074801.

151. Ultralow emittance electron beams from a laser-wakefield accelerator / Weingartner R., Raith S., Popp A., Chou S., Wenz J., Khrennikov K., Heigoldt M., Maier A. R., Kajumba N., Fuchs M., Zeitler B., Krausz F., Karsch S., and Grüner F. // *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams.* 2012. nov. Vol. 15, no. 11. P. 111302.

152. Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser–plasma accelerator / Lundh O., Lim J., Rechatin C., Ammoura L., Ben-Ismaïl A., Davoine X., Gallot G., Goddet J.-P., Lefebvre E., Malka V., and Faure J. // *Nat. Phys.* 2011. mar. Vol. 7, no. 3. P. 219–222.

153. Compensation of non-linear bandwidth broadening by laser chirping in Thomson sources / Maroli C., Petrillo V., Drebot I., Serafini L., Terzić B., and Krafft G. A. // *J. Appl. Phys.* 2018. aug. Vol. 124, no. 6. P. 063105.

154. Low-Emittance Electron Bunches from a Laser-Plasma Accelerator Measured using Single-Shot X-Ray Spectroscopy / Plateau G. R., Geddes C. G. R., Thorn D. B., Chen M., Benedetti C., Esarey E., Gonsalves A. J., Matlis N. H., Nakamura K., Schroeder C. B., Shiraishi S., Sokollik T., van Tilborg J., Toth C., Trotsenko S., Kim T. S., Battaglia M., Stöhlker T., and Leemans W. P. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. aug. Vol. 109, no. 6. P. 064802.

155. Temporal feedback control of high-intensity laser pulses to optimize ultrafast heating of atomic clusters / Streeter M. J. V., Dann S. J. D., Scott J. D. E., Baird C. D., Murphy C. D., Eardley S., Smith R. A., Rozario S., Gruse J.-N., Mangles S. P. D., Najmudin Z., Tata S., Krishnamurthy M., Rahul S. V., Hazra D., Pourmoussavi P., Osterhoff J., Hah J., Bourgeois N., Thornton C., Gregory C. D., Hooker C. J., Chekhlov O., Hawkes S. J., Parry B., Marshall V. A., Tang Y., Springate E., Rajeev P. P., Thomas A. G. R., and Symes D. R. // *Appl. Phys. Lett.* 2018. jun. Vol. 112, no. 24. P. 244101.

156. Towards high photon density for Compton scattering by spectral chirp / Valialshchikov M. A., Seipt D., Kharin V. Y., and Rykovanov S. G. // *Phys. Rev. A*. 2022. Sep. Vol. 106. P. L031501.

157. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Москва : Наука, 1973. Перевод с английского С. Н. Бреуса, А. И. Головашкина, А. А. Шубина; под редакцией Г. П. Мотулевича.

158. Valialshchikov M. A., Kharin V. Y., Rykovanov S. G. Narrow Bandwidth Gamma Comb from Nonlinear Compton Scattering Using the Polarization Gating Technique // *Phys. Rev. Lett.* 2021. May. Vol. 126. P. 194801.

159. Polarized Compton Scattering and Nucleon Spin Polarizabilities at the Upgraded HIgS Facility / Weller H. R., Ahmed M. W., Henshaw S., and Stave S. // *AIP Conference Proceedings*. 2009. 12. Vol. 1182, no. 1. P. 890–895.

160. The FLASH Facility: Advanced Options for FLASH2 and Future Perspectives / Faatz B., Braune M., Hensler O., Honkavaara K., Kammering R., Kuhlmann M., Ploenjes E., Roensch-Schulenburg J., Schneidmiller E., Schreiber S., Tiedtke K., Tischer M., Treusch R., Vogt M., Wurth W., Yurkov M., and Zemella J. // *Applied Sciences*. 2017. Vol. 7, no. 11.

161. Reply to "Comment on 'Controlling the spectral shape of nonlinear Thomson scattering with proper laser chirping"' / Rykovanov S. G., Geddes C. G. R., Schroeder C. B., Esarey E., and Leemans W. P. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2016. Sep. Vol. 19. P. 098002.

162. Valialshchikov M., Kharin V., Rykovanov S. Polarisation gating technique in nonlinear Compton scattering: effect of radiation friction and electron beam nonideality // *Quantum Electronics*. 2021. sep. Vol. 51, no. 9. P. 812.

163. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications*. 1985. Vol. 56, no. 3. P. 219–221.

164. Carman R. L., Rhodes C. K., Benjamin R. F. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO_2-laser-produced plasmas // *Phys. Rev. A*. 1981. Nov. Vol. 24. P. 2649–2663.

165. Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities / Kohlweyer S., Tsakiris G., Wahlström C.-G., Tillman C., and Mercer I. // *Optics Communications*. 1995. Vol. 117, no. 5. P. 431–438.

166. Efficient Extreme UV Harmonics Generated from Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets / Norreys P. A., Zepf M., Moustaizis S., Fews A. P., Zhang J., Lee P., Bakarezos M., Danson C. N., Dyson A., Gibbon P., Loukakos P., Neely D., Walsh F. N., Wark J. S., and Dangor A. E. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Mar. Vol. 76. P. 1832–1835.

167. Coherence and bandwidth measurements of harmonics generated from solid surfaces irradiated by intense picosecond laser pulses / Zhang J., Zepf M., Norreys P. A., Dangor A. E., Bakarezos M., Danson C. N., Dyson A., Fews A. P., Gibbon P., Key M. H., Lee P., Loukakos P., Moustaizis S., Neely D., Walsh F. N., and Wark J. S. // *Phys. Rev. A*. 1996. Aug. Vol. 54. P. 1597–1603.

168. Teubner U., Gibbon P. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Apr. Vol. 81. P. 445–479.

169. Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas / Dromey B., Adams D., Hörlein R., Nomura Y., Rykovanov S. G., Carroll D. C., Foster P. S., Kar S., Markey K., McKenna P., Neely D., Geissler M., Tsakiris G. D., and Zepf M. // *Nature Physics*. 2009. Feb. Vol. 5, no. 2. P. 146–152.

170. Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas / Nomura Y., Hörlein R., Tzallas P., Dromey B., Rykovanov S., Major Z., Osterhoff J., Karsch S., Veisz L., Zepf M., Charalambidis D., Krausz F., and Tsakiris G. D. // *Nature Physics*. 2009. Feb. Vol. 5, no. 2. P. 124–128.

171. Gibbon P. Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A Coherent "Water-Window" Light Source? // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Jan. Vol. 76. P. 50–53.

172. Bulanov S. V., Naumova N. M., Pegoraro F. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma // *Physics of*

Plasmas. 1994. 03. Vol. 1, no. 3. P. 745–757.

173. Lichters R., Meyer-ter-Vehn J., Pukhov A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity // *Physics of Plasmas*. 1996. 09. Vol. 3, no. 9. P. 3425–3437.
174. Farkas G., Tóth C. Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases // *Physics Letters A*. 1992. Vol. 168, no. 5. P. 447–450.
175. Harris S., Macklin J., Hänsch T. Atomic scale temporal structure inherent to high-order harmonic generation // *Optics Communications*. 1993. Vol. 100, no. 5. P. 487–490.
176. Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation / Paul P. M., Toma E. S., Breger P., Mullot G., Augé F., Balcou P., Muller H. G., and Agostini P. // *Science*. 2001. Vol. 292, no. 5522. P. 1689–1692.
177. Direct observation of attosecond light bunching / Tzallas P., Charalambidis D., Papadogiannis N. A., Witte K., and Tsakiris G. D. // *Nature*. 2003. Nov. Vol. 426, no. 6964. P. 267–271.
178. Attosecond metrology / Hentschel M., Kienberger R., Spielmann C., Reider G. A., Milosevic N., Brabec T., Corkum P., Heinzmann U., Drescher M., and Krausz F. // *Nature*. 2001. Nov. Vol. 414, no. 6863. P. 509–513.
179. Atomic transient recorder / Kienberger R., Goulielmakis E., Uiberacker M., Baltuska A., Yakovlev V., Bammer F., Scrinzi A., Westerwalbesloh T., Kleineberg U., Heinzmann U., Drescher M., and Krausz F. // *Nature*. 2004. Feb. Vol. 427, no. 6977. P. 817–821.
180. Direct Measurement of Light Waves / Goulielmakis E., Uiberacker M., Kienberger R., Baltuska A., Yakovlev V., Scrinzi A., Westerwalbesloh T., Kleineberg U., Heinzmann U., Drescher M., and Krausz F. // *Science*. 2004. Vol. 305, no. 5688. P. 1267–1269.
181. Nonsequential two-photon double ionization of helium / Feist J., Nagele S., Pazourek R., Persson E., Schneider B. I., Collins L. A., and Burgdörfer J. //

Phys. Rev. A. 2008. Apr. Vol. 77. P. 043420.

182. High harmonic generation in the relativistic limit / Dromey B., Zepf M., Gopal A., Lancaster K., Wei M. S., Krushelnick K., Tatarakis M., Vakakis N., Moustaizis S., Kodama R., Tampo M., Stoeckl C., Clarke R., Habara H., Neely D., Karsch S., and Norreys P. // *Nature Physics*. 2006. Jul. Vol. 2, no. 7. P. 456–459.
183. Schwinger J. On Gauge Invariance and Vacuum Polarization // *Phys. Rev.* 1951. Jun. Vol. 82. P. 664–679.
184. Coherent Focusing of High Harmonics: A New Way Towards the Extreme Intensities / Gordienko S., Pukhov A., Shorokhov O., and Baeva T. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Mar. Vol. 94. P. 103903.
185. Dynamics of nanometer-scale foil targets irradiated with relativistically intense laser pulses / Hörlein R., Steinke S., Henig A., Rykovanov S., Schnürer M., Sokollik T., Kiefer D., Jung D., Yan X., Tajima T., and et al. // *Laser and Particle Beams*. 2011. Vol. 29, no. 4. P. 383–388.
186. Density-dependent carrier-envelope phase shift in attosecond pulse generation from relativistically oscillating mirrors / Zagidullin R., Tietze S., Zepf M., Wang J., and Rykovanov S. // *Matter and Radiation at Extremes*. 2023. 09. Vol. 8, no. 6. P. 064004.
187. 3D simulations of surface harmonic generation with few-cycle laser pulses / Geissler M., Rykovanov S., Schreiber J., Meyer-ter Vehn J., and Tsakiris G. D. // *New Journal of Physics*. 2007. jul. Vol. 9, no. 7. P. 218.
188. Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique / Rykovanov S. G., Geissler M., ter Vehn J. M., and Tsakiris G. D. // *New Journal of Physics*. 2008. feb. Vol. 10, no. 2. P. 025025.
189. Corkum P. B., Burnett N. H., Ivanov M. Y. Subfemtosecond pulses // *Opt. Lett.* 1994. Nov. Vol. 19, no. 22. P. 1870–1872.
190. Platonenko V. T., Strelkov V. V. Single attosecond soft-x-ray pulse generated with a limited laser beam // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999. Mar. Vol. 16, no. 3.

P. 435–440.

191. Time-gated high-order harmonic generation / Tcherbakoff O., Mével E., Descamps D., Plumridge J., and Constant E. // *Phys. Rev. A*. 2003. Oct. Vol. 68. P. 043804.
192. Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses / Sansone G., Benedetti E., Calegari F., Vozzi C., Avaldi L., Flammini R., Poletto L., Villoresi P., Altucci C., Velotta R., Stagira S., Silvestri S. D., and Nisoli M. // *Science*. 2006. Vol. 314, no. 5798. P. 443–446.
193. Generation of intense continuum extreme-ultraviolet radiation by many-cycle laser fields / Tzallas P., Skantzakis E., Kalpouzos C., Benis E. P., Tsakiris G. D., and Charalambidis D. // *Nature Physics*. 2007. Dec. Vol. 3, no. 12. P. 846–850.
194. Noncollinear Polarization Gating of Attosecond Pulse Trains in the Relativistic Regime / Yeung M., Bierbach J., Eckner E., Rykovanov S., Kuschel S., Sävert A., Förster M., Rödel C., Paulus G. G., Cousens S., Coughlan M., Dromey B., and Zepf M. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Nov. Vol. 115. P. 193903.
195. Wang J., Zepf M., Rykovanov S. Intense attosecond pulses carrying orbital angular momentum using laser plasma interactions // *Nature communications*. 2019. Vol. 10. P. 5554.
196. Generation of extreme-ultraviolet beams with time-varying orbital angular momentum / Rego L., Dorney K. M., Brooks N. J., Nguyen Q. L., Liao C.-T., Román J. S., Couch D. E., Liu A., Pisanty E., Lewenstein M., Plaja L., Kapteyn H. C., Murnane M. M., and Hernández-García C. // *Science*. 2019. Vol. 364, no. 6447. P. eaaw9486.
197. Self-torqued harmonics and attosecond pulses driven by time-delayed relativistic vortex lasers / Wang J., Zepf M., Leng Y., Li R., and Rykovanov S. G. // *Phys. Rev. A*. 2022. Sep. Vol. 106. P. 033515.
198. 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.

199. Controlling the divergence of high harmonics from solid targets: a route toward coherent harmonic focusing / Hörlein R., Rykovanov S. G., Dromey B., Nomura Y., Adams D., Geissler M., Zepf M., Krausz F., and Tsakiris G. D. // *The European Physical Journal D*. 2009. Nov. Vol. 55, no. 2. P. 475–481.

200. Plasma surface dynamics and smoothing in the relativistic few-cycle regime / Rykovanov S. G., Ruhl H., Meyer-ter Vehn J., Hörlein R., Dromey B., Zepf M., and Tsakiris G. D. // *New Journal of Physics*. 2011. feb. Vol. 13, no. 2. P. 023008.

201. Coherent synchrotron emission from electron nanobunches formed in relativistic laser–plasma interactions / Dromey B., Rykovanov S., Yeung M., Hörlein R., Jung D., Gautier D. C., Dzelzainis T., Kiefer D., Palaniyppan S., Shah R., Schreiber J., Ruhl H., Fernandez J. C., Lewis C. L. S., Zepf M., and Hegelich B. M. // *Nature Physics*. 2012. Nov. Vol. 8, no. 11. P. 804–808.

202. Isolation of Coherent Synchrotron Emission During Relativistic Laser Plasma Interactions / Dromey B., Rykovanov S. G., Lewis C. L. S., and Zepf M. // X-Ray Lasers 2014 / ed. by Rocca J., Menoni C., Marconi M. Cham : Springer International Publishing. 2016. P. 121–126.

Список иллюстративного материала

1.1 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. 23

1.2 Спектр фотонов (сплошная линия) и спектр интенсивности (штриховая линия) как функции нормированной энергии фотонов y, полученные из уравнений (1.16) и (1.15) соответственно. 24

1.3 (a): Характерный энергетический и угловой спектр обратного комптоновского рассеяния как функция нормализованной энергии фотона $y = \frac{\omega}{4\gamma^2\omega_L}$ (ось абсцисс) и угла наблюдения $\gamma\theta$ (на данном графике считается, что $\theta = 0$ соответствует рассеянию строго назад). Белая линия отображает график нормализованной энергии рассеянного фотона y как функцию угла заданную по формуле $y = \frac{1}{1+\gamma^2\theta^2}$ (a_0 считается малой величиной). Угловой и энергетический разброс электронного пучка учитываются (см. раздел 1.4) и их влияние на спектр рассеяния обсуждается в тексте раздела. (b): Спектр рассеянных фотонов полученный с помощью коллимации (интегрирования по углу от 0 (строго назад) до θ_c) для 4 разных случаев: 1) без коллимации (синяя сплошная линия); 2) $\gamma\theta_c = 0.5$ (зеленая сплошная линия); 3) $\gamma\theta_c = 0.25$ (красная сплошная линия) and 4) $\gamma\theta_c = 0.125$ (голубая сплошная линия). Соответствующие углы коллимации также показаны на графике (a) линиями соответствующих цветов. . . . 34

1.4 Нормированный спектр рассеяния строго назад как функция нормированной энергии фотонов y для различных амплитуд лазерного импульса: 1) $a_0 = 0.2$ (черная пунктирная линия); 2) $a_0 = 0.1$ (зеленая сплошная линия); 3) $a_0 = 0.05$ (красная сплошная линия); 4) $a_0 = 0.035$ (синяя сплошная линия). 37

1.5 Спектры комптоновского рассеяния как функции энергии фотона $y = \frac{\omega}{4\gamma^2\omega_L}$ (горизонтальная ось) и угла наблюдения $\gamma\theta$ для двух случаев: (a) электронный пучок с доминирующим угловым расхождением (энергетический разброс электрона пренебрежимо мал) и (b) электронный пучок с доминирующим энергетическим разбросом (угловое расхождение пучка пренебрежимо мало). Ширина полосы источника фотонов $\kappa = 0.02$ одинакова для обоих графиков, и уравнение (1.23) выполнено. Белая линия показывает график нормированной энергии y одиночного электрона как функции угла, задаваемой формулой $y = \frac{1}{1+\gamma^2\theta^2}$ (предполагается, что a_0 мало), и служит для визуального ориентира. На графике (a) зеленая заштрихованная область обозначает примерную область интегрирования для оценки числа фотонов, описанную в тексте. 38

1.6 Спектры фотонов как функции нормированной энергии фотонов y для различных значений энергетического разброса электронов. Угловое расхождение электронного пучка изменяется в соответствии с уравнением (1.23) таким образом, чтобы общая относительная ширина полосы источника составляла 2 процента. 40

2.1 (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 (2.18), 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 (2.23) и изображен жирной белой линией. Пунктирные и штрихпунктирные линии представляют различные аппроксимации оптимального размера пятна и объяснены в тексте. 46

2.2 Подынтегральное выражение в правой части уравнения (2.27) как функция z для четырех различных случаев: 1) идеальный случай (без ошибок, синяя линия); 2) случай ненулевого поперечного джиттера ($\Delta\tilde{R} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, зелёная линия); 3) случай ненулевого продольного джиттера ($\Delta\tilde{z} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, красная линия); 4) случай ненулевой задержки между импульсами ($\Delta\tilde{\zeta} = 1$, все остальные ошибки равны нулю, голубая линия). 52

2.3 Общее число фотонов, нормированное на число фотонов в идеальном случае, как функция нормированного поперечного джиттера $\Delta\tilde{R}$ (черные круги), рассчитанное по уравнению (2.27). Синяя сплошная линия представляет аппроксимацию $N = e^{-\Delta\tilde{R}^2}$. 53

3.1 Нормированный спектр на оси для случая слабого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 0.19$). Сгенерированная частота равна $\omega_R = 2\gamma^2\omega_\beta \approx 3800\omega_p$. Ширина линии и боковые лепестки (sinc-функция) обусловлены конечным временем моделирования и резким обрезанием траектории соответственно. 63

3.2 Нормированный спектр на оси для случая высокого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 1.9$). В данном расчёте член T_1 в уравнении (3.8) не учитывается. Рассчитанные высокие частоты значительно отклоняются от асимптотической формулы. 64

3.3 Нормированный спектр на оси для случая высокого бетатронного параметра ($a_\beta \approx 1.9$). В данном расчёте член T_1 в уравнении (3.8) учитывается. Результаты расчётов хорошо согласуются с асимптотической формулой. 65

3.4 Параметр $\tilde{\chi}$ (цветовая кодировка), используемый для определения квантового или классического режима для фиксированной длины волны лазера $\lambda_L = 1.066\mu\text{m}$ в зависимости от нормализованного параметра интенсивности лазера a_0 (горизонтальная ось) и начального гамма-фактора электрона γ (вертикальная ось). Ниже линии -1.3 лазерный импульс и движение электрона можно описывать с помощью классической электродинамики. Зеленая пунктирная линия указывает на отдачу электрона вследствие взаимодействия с одним фотоном. Для $a_0 \geq 1$ и $\tilde{\chi} \ll 1$ отдача вследствие взаимодействия с одним фотоном всегда незначительна. . . 66

3.5 Схематическое представление задачи Зельдовича. Верхний рисунок: плоская циркулярно-поляризованная волна падает на электрон слева направо. Продольное электрическое поле E_z включено так, чтобы электрон не двигался в продольном направлении и только вращался в плоскости Oxy. На нижнем схематическом рисунке представлена плоскость Oxy, обозначен угол ϕ между электрическим полем волны и радиус вектором электрона, который не равен 0 в случае учета силы радиационного трения. 68

3.6 Результаты расчетов безразмерного продольного импульса u_z как функции собственного времени τ, выраженного в периодах лазерного импульса, для трех случаев, представленных в тексте диссертации: 1) радиационное трение не учитывается, продольное поле не включено (синяя кривая); 2) радиационное трение учитывается, продольное поле не включено (черная штриховая линия); 3) радиационное трение учитывается, продольное поле с амплитудой $E_z = 186.2$ включено (оранжевая линия). Во всех случаях, $a_0 = 400$, электромагнитная волна плавно растет от $a_0 = 0$ до $a_0 = 400$. 69

4.1 (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 (1.25). (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). 80

4.2 (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) и импульса энергии 4 Дж в волноводе (зелёная линия). 82

5.1 Отнормированный спектр фотонов, рассеянных строго назад из лазерного импульса с длиной волны 1 мкм, гауссовой огибающей и длительностью $\sigma_{l,p}/c = 3.3$ пс,на одиночном электроне. Пунктирная линия соответствует безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 = 0.01$, сплошная линия – $a_0 = 0.06$. 88

5.2 Слева: полное число рассеянных фотонов как функция поперечного размера лазерного пучка для разных значений a_0 (сплошные линии). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.07$. Энергия лазерного импульса равна 1 Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена нелинейностью, а дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности. 91

5.3 Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.07$ на идеальном пучке электронов с энергией 2 ГэВ. a) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 5$, b) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 10$ (оптимальное значение), c) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 50$, d) $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}} = 100$. Белая сплошная линия на каждом графике показывает спектр рассеяния строго назад в произвольных единицах, штрихованный отрезок служит для иллюстрации среднеквадратичного отклонения равного 0.3%. 92

5.4 Энергетический спектр рассеянных фотонов при энергии лазерного импульса 1 Дж, $a_0 = 0.07$ для разных значений $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ и двух разных углов коллимации: $\gamma\theta_c = 1$ (сплошные линии) и $\gamma\theta_c = 0.055$ (штриховые линии). В согласии с уравнением (2.18) оптимальное значение $\sigma_{\perp,p,\text{мкм}}$ равно 10. В этом случае число фотонов при относительной ширине спектра $\kappa = 0.3\%$ равно $9 \cdot 10^6$. 93

5.5 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. 5.1, штрих-пунктирные линии для идеального пучка). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.05$ (крестики для идеального пучка, ромбы для неидеального пучка). Энергия лазерного импульса $E_L = 1$ Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена в основном эмиттансом электронного пучка, а ее дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности. Минимальная относительная ширина спектра при $a_0 = 0.2$ значительно больше 0.3% (штрихпунктирная линия) и не представлена в диапазоне графика. 94

5.6 Слева: энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.05$ на пучке электронов с параметрами, приведенными в Табл. 5.1. Белая штриховая линия обозначает спектр в случае идеального электронного пучка и бесконечно длинного лазерного импульса. Справа: энергетические спектры фотонов при разной коллимации. В легенде приведены значения относительной среднеквадратичной ширины спектра и количества фотонов в этой ширине. 95

5.7 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. 5.1, штрих-пунктирные линии для идеального пучка). Символами обозначены результаты численного моделирования с помощью кода VDSR для соответствующих параметров и $a_0 = 0.05$. Энергия лазерного импульса равна 20 Дж. Справа: минимальная относительная ширина как функция поперечного размера лазерного пучка при разных значениях a_0. Изначальная ширина обусловлена в основном эмиттансом электронного пучка, а дальнейший рост соответствует увеличению ширины спектра лазерного импульса за счет уменьшения длительности. Минимальная относительная ширина спектра при $a_0 = 0.2$ значительно больше 0.3% и не представлена в диапазоне графика. 97

5.8 Слева: Энергетический и угловой спектр фотонов при рассеянии лазерного импульса с $a_0 = 0.05$ на пучке электронов с параметрами, приведенными в Табл. 5.1. Белая штриховая линия обозначает спектр в случае идеального электронного пучка и бесконечно длинного лазерного импульса. Справа: Энергетические спектры фотонов при разной коллимации. В легенде приведены значения относительной среднеквадратичной ширины спектра и количества фотонов в этой ширине. 98

6.1 Фейнмановская диаграмма нелинейного однофотонного рассеяния Комптона. 100

6.2 Спектры обратного рассеяния Комптона (на оси) как функции безразмерной энергии $y = \frac{\omega_\gamma}{4\gamma^2\omega_0}$ для лазерных импульсов с разными огибающими (прямоугольная: $a_0 = 1$ – синий цвет, $a_0 = 0.01$ – зеленый цвет; Гауссова: $a_0 = 1$ – черный цвет, $a_0 = 0.01$ – красный цвет). Все спектры нормированы на пиковое значение осевого спектра для прямоугольной огибающей с $a_0 = 1$. 109

6.3 Качественная иллюстрация механизма уширения и формирования полос в нелинейном отклике электрона на сильную электромагнитную волну. Лазер падает на электрон с левой стороны (из $z \to -\infty$). Как функции времени, синяя линия и заштрихованная область представляют огибающую лазерного импульса, зеленая линия показывает частоту отраженной волны в соответствии с ур. (6.35), а красная пунктирная линия показывает продольную координату электрона. 110

6.4 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 (6.38). Длительность лазерного импульса составляет $\tau_L = 600$. Чёрная пунктирная линия показывает красное смещение пика спектра согласно уравнению (6.1). Справа: Спектр излучения на оси для $a_0 = 1$, полученный из аналитического выражения уравнения (6.40) (чёрные кружки) для частот, при которых порядок функции Бесселя, заданный уравнением (6.41), является целым числом, наложен на полный спектр, рассчитанный численным интегрированием (синяя линия). 113

6.5 Набросок (вверху) задачи о рассеянии Комптона и (внизу) задачи об излучении в ондуляторе [136]. Синие эллипсы соответствуют пучкам электронов, распространяющимся в направлении $-z$. В случае рассеяния Комптона лазерный импульс с временной огибающей (красный) движется навстречу пучку электронов, в то время как “подготовленный” ондулятор (зеленый) находится в состоянии покоя. Рассеянное излучение изображено фиолетовыми стрелками вместе с выражениями для частот испускаемых гармоник. $K(z) = Kg(z)$, для линейной поляризации $A_\perp(\tau) = \frac{1}{2}a_0 g(\tau)$, $\tau = t - z$, n – нечетное целое число, обозначающее номер гармоники. Испускаемые частоты отличаются только коэффициентом масштабирования, равным 2. 115

6.6 (Вверху) Нормированный векторный потенциал лазерного импульса имитирующего ондулятор с огибающей. (Внизу) Соответствующий спектр обратно рассеянного излучения от одного электрона. Параметры лазерного импульса: $K = 1.0, N_0 = 20$. Представленные коэффициенты конусности: $\Delta = 1, 0.3, 0$. При больших коэффициентах конусности спектр более расширен, и можно наблюдать более выраженную интерференционную картину из-за большей вариации амплитуды поля лазера. 116

6.7 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. 119

6.8 Интенсивность 1-й, 2-й и 3-й гармоник (слева направо) 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. 121

6.9 Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 1-й гармоники (основная линия) 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. 122

6.10 Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 2-й гармоники (основная линия) 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. 123

6.11 Интенсивность (левая колонка) и фаза (правая колонка) различных компонент (I_+, I_- и I_z, соответственно строкам) для 3-й гармоники (основная линия) 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. 124

6.12 Спектр рассеяния строго назад при взаимодействии изначально покоящегося электрона с лазерными импульсами с гауссовой огибающей и длительностью 5 периодов и разными амплитудами: $a_0 = 1$ (а), $a_0 = 1.5$ (б), $a_0 = 2$ (в), $a_0 = 3$ (г). 126

6.13 Иллюстрация лазерных импульсов с разной фазой несущей. Слева: векторный потенциал коротких лазерных импульсов с длительностью 2 периода на полувысоте (FWHM). Синим цветом показан векторный потенциал “косинус”-импульса, то есть импульса, у которого векторный потенциал пропорционален $\propto \cos(t)$. Оранжевым цветом показан случай “синус”-импульса, векторный потенциал пропорционален $\propto \cos(t + \pi/2)$. Справа: то же самое, только изображена нормализованная интенсивность $|a_x|^2$. 128

6.14 Спектр рассеяния строго назад как функция ϕ_{CEP} для линейно поляризованного импульса с $a_0 = 2$ и $N_0 = 5$. Нижние панели являются фрагментами верхнего графика для третьей и пятой гармоники вместе с линиями, построенными по уравнению 6.64. Спектр зависит от ϕ_{CEP}, поскольку одна и та же частота излучается в разные моменты времени в процессе взаимодействия. . . . 129

6.15 То же самое, что и на Рис. 6.14, но при $N_0 = 10$. 130

6.16 Спектры рассеяния назад проинтегрированные по углу θ в конусе с раствором $\gamma/10$ для лазерных импульсов с разной фазой несущей $\phi_{\text{CEP}} = 0$ (синий) и $\phi_{\text{CEP}} = \pi/2$ (оранжевый). Справа: в диапазоне частот от 0 до 5, слева: в районе 3-й и 5-й гармоник. Параметры электронного пучка: $\gamma = 10$, $\sigma_\gamma/\gamma = 10^{-3}$, $\epsilon_n = 1$ мм мрад, поперечный размер $15\lambda_L$. Параметры лазерного пучка: $a_0 = 5$, $N_0 = 5$, поперечный размер $45\lambda_L$. Пунктирные и сплошные линии соответствуют уравнению (6.64) для 3-й и 5-й гармоник и $\phi_{\text{CEP}} = 0$ (пунктирная линия) и $\phi_{\text{CEP}} = \pi/2$ (сплошная линия). 131

6.17 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). Верхние изображения соответствуют линейной поляризации, а нижние – циркулярной поляризации. Нормализация выполнена из-за того, что величина интенсивности для случая с радиационным трением значительно меньше, чем без него. Это объясняется тем, что для случая без радиационного трения вся энергия излучается вокруг центральной частоты, тогда как для случая с учетом радиационного трения энергия распределяется по большому числу частот. 133

7.1 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. (7.1). Результаты численного интегрирования показаны сплошными линиями. Маркеры соответствующих цветов представляют аналитическое решение, использующее ур. (6.40), (7.2) и (7.3). 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. 138

7.2 Значение пика спектра фотонов при рассеянии строго назад в зависимости от a_0 для случая нечирпированного (зелёная сплошная линия) и идеально чирпированного (синяя сплошная и чёрная пунктирная линии) лазерного импульса. Чёрная пунктирная линия представляет аппроксимацию численных данных, заданную ур. (7.5). 139

7.3 Слева: Нормализованный векторный потенциал как функция времени в периодах для случая нечирпированного лазерного импульса (синий цвет) и идеально чирпированного лазерного импульса с $a_0 = 0.5$ для лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 60$. Справа: Спектры лазерного импульса (нормализованы к максимальному значению спектра нечирпированного импульса) для случая нечирпированного лазерного импульса (синий цвет) и идеально чирпированных лазерных импульсов с $a_0 = 0.2$ (красный цвет) и $a_0 = 0.5$ (зелёный цвет) для лазерного импульса с длительностью $\tau_L = 600$. 140

7.4 Нормализованная частота y самого большого пика компенсированной фундаментальной линии значительно слабее зависит от нормализованного угла рассеяния $\gamma\theta$ при увеличении значений a_0, например, для $a_0 = 1$ (a) и $a_0 = 2$ (b), и следует модифицированной угловой зависимости нормализованной частоты фотонов (пунктирная кривая), которая задаётся ур. (7.6). Излучение становится более монохроматичным в более широком угловом диапазоне по сравнению с случаем линейного комптоновского рассеяния, частотно-угловая корреляция которого изображена штриховой линией. Таким образом, высокая интенсивность лазера $a_0 \gtrsim 1$ способствует уменьшению спектральной ширины компенсированного нелинейного комптоновского, когда рассеянное излучение собирается в пределах конечного угла коллимации, например, $\gamma\theta_c = 0.5$ (c). 143

7.5 Смоделированный энергетико-угловой спектр излучения в случае реалистического электронного пучка, взаимодействующего с фокусированным лазерным импульсом с пиковой амплитудой $a_0 = 2.83$. Белая пунктирная кривая показывает угловую зависимость энергии излучения в соответствии с ур. (7.6). Сплошная зелёная линия изображает распределение по частоте спектра рассеяния строго назад. 146

7.6 Слева: сравнение нормализованных спектров, посчитанных с без учета силы радиационного трения и с ее учетом, для параметров лазера $a_0 = 2$, $N_c = 30$ и $\gamma = 10^3$. Спектры без идеального чирпирования практически неразличимы, но с идеальным чирпированием наблюдается значительная разница между спектрами. Это означает, что можно измерить эффект радиационной трения в экспериментах, используя идеальное чирпирование. Справа: Зависимость спектра рассеяния строго назад от начальной энергии электрона (γ) при расчетах с учетом силы радиационного трения для случая идеального чирпирования. Параметры лазера остаются такими же, как для левого графика. 150

7.7 (a) Схематический эскиз двухимпульсной модели для генерации оптимизированных лазерных импульсов для узкополосных комптоновских источников. (b) Функция Вигнера для рекомбинированного двухимпульсного сигнала при $\mathbf{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ (b). Чёрная кривая представляет аналитическое выражение для мгновенной частоты $\omega_L(\tau)$, зелёная пунктирная кривая – аналитическое мгновенное значение $1 + a^2(\tau)$. 153

7.8 (a) Спектры рассеянных строго назад фотонов для $a_0 = 2$, $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$ при различных значениях параметров $\mathbf{B}$. Спектр для случая без чирпа с $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ изображён чёрной пунктирной линией. Обратите внимание, что для улучшения видимости этот спектр умножен на 5. Случай оптимального набора параметров $\mathbf{B} = \{1.4, 4.5, -4.6\}$ показан синей кривой. Красная кривая демонстрирует спектр рассеянных фотонов вдоль оси для согласованного гауссовского импульса (описано в тексте). (b) Соответствующие амплитуды $a(\tau)$ нормализованного лазерного векторного потенциала. 155

7.9 (a) Оптимальные параметры чирпирования B_0 (красные ромбы), B_1 (зелёные квадраты) и B_2 (синие круги), приводящие к наибольшему сужению спектра фотонов рассеянных строго назад, полученные из численного моделирования, в зависимости от a_0 при $\Delta\omega_L/\omega_0 = 0.1$. Заштрихованные области соответствующих цветов представляют предсказания модели согласно ур. (7.15). (b) Относительная ширина спектра фотонов рассеянных строго назад для оптимально чирпированного дуплета импульсов. (c) Пиковая спектральная яркость рассеянных строго назад фотонов в зависимости от a_0 для оптимально чирпированного дуплета импульсов (фиолетовые ромбы) в сравнении с согласованным гауссовским импульсом (оранжевые квадраты) и неоптимизированным (нечирпированным) случаем (голубые круги). Чёрная пунктирная кривая представляет аппроксимацию $f(a_0) = 637\, a_0^{2.8}$ для оптимизированного случая, заштрихованная область соответствует предсказаниям пиковой спектральной яркости, основанным на параметрах модели, как в пункте (a). 158

7.10 Энергетико-угловой спектр рассеяния полученный с помощью численного моделирования рассеяния сфокусированного лазерного импульса на реалистичном электронном пучке с зарядом 50 пК. Зеленая кривая показывает спектр рассеяния строго назад. . 160

7.11 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. 162

7.12 Спектры рассеяния строго назад для различных значений параметра β при $a_0 = 2$, $\tau = 4\pi$. Пунктирная чёрная линия показывает "складки", завершающиеся в точке перегиба (обозначена чёрной звездой). Красная звезда указывает максимальный пик, найденный в результате численного моделирования, зелёная и синяя звезды обозначают положения максимального пика, полученные с использованием различных аналитических методов. 163

7.13 Пик дифференциального числа испущенных фотонов, оцененный при оптимальном значении чирпа β_*, как функция от a_0 для $\tau = 6\pi$. Синяя линия показывает значения пиков, полученные из численного моделирования, чёрная сплошная линия показывает аналитическое предсказание, основанное на аппроксимации Пирси, зелёная линия показывает пик спектра для нечирпированного случая при $a_{\text{eff}}, \tau_{\text{eff}}$, рассчитанных при оптимальном значении β_*, а оранжевая линия показывает линейный предел Комптона для $\beta \gg 1$. Например, для $a_0 = 2$ пик увеличивается почти вдвое по сравнению с нечирпированным случаем и более чем в 8 раз по сравнению с пределом $\beta \gg 1$. (Вставка) $a_0 = 2$. Сплошные линии показывают спектры на оси (левая ось y): синяя линия соответствует оптимально чирпированному случаю, зелёная линия – нечирпированному спектру нелинейного Комптона при $a_{\text{eff}}, \tau_{\text{eff}}$, рассчитанных при оптимальном β_*, а оранжевая линия соответствует пределу линейного Комптона для a_0, τ. Синие и зелёные пунктирные линии (правая ось y) показывают спектры оптимально чирпированного и нечирпированного случаев, коллимированные на угол $\theta_c = 0.1/\gamma$. 166

7.14 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: $a_0 = 3, \tau = 8\pi$. 169

7.15 Энергетико-угловой спектр излучения в лабораторной системе отчета для оптимального значения задержки $\delta = \tau$, $\gamma = 529$. Основной график: один электрон, $a_0 = 3, \tau = 8\pi$. График в углу: электронный пучок, $a_0 = 2, \tau = 30\pi$. 171

7.16 Нормированный спектр обратного рассеяния гармоник для оптимального импульса с динамической поляризацией с различными длинами импульсов: $6\pi, 12\pi$; и амплитудами $a_0 = 1.5, 3$. Красная стрелка указывает расстояние между 31-й и 33-й гармониками. . 172

7.17 Дифференциальное число фотонов в гамма-области, рассеянных от реалистичного электронного пучка (10^8 электронов, представленных 4800 макрочастицами, $\gamma = 529$). Параметры лазерного импульса: $a_0 = 2, \tau = 30\pi$. 173

7.18 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 (6.35), зеленая штриховая – квантовое предсказание положения гармоники, соответствующее формуле (6.1). Для более высоких гармоник и энергии электрона разница между классическим и квантовым предсказанием становится более существенной. 175

7.19 Угловое распределение спектра рассеяния импульса с оптимальной динамической поляризацией на одном электроне ($\gamma = 1000$) для полярного угла, равного 0. Параметры лазера: $a_0 = 4$, $\tau_L = 16$. Слева: без учета радиационного трения. Справа: учитывая классическое радиационное трение. В угловом распределении уширение, вызванное классическом радиационным трением более заметно. 177

7.20 Дифференциальное число фотонов в единицу частоты. Параметры лазерного пучка: $a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$. Параметры электронного пучка представлены в тексте, кроме $\sigma_R = 4.2\lambda_L$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$. 178

7.21 Рассеяние оптимального поляризационно стробированного импульса на электронном пучке. Верхняя панель: обратный спектр. Нижняя панель: угловое распределение. Параметры лазерного импульса: $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$. Электронный пучок имеет нулевую угловую и энергетическую расходимость. Результаты представлены для различной радиальной расходимости: $\sigma_r = 2\lambda_L$, $\sigma_r = 4\lambda_L$ и $\sigma_r = 8\lambda_L$. Для последнего случая уширение от пондеромоторного рассеяния уже довольно существенно, хотя гармоники еще отчетливо видны. 179

7.22 Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при обратном рассеянии лазерного импульса ($a_0 = 2$, $\tau_L = 24\pi$, $w_0 = 32\lambda_L$) на электронных пучках ($\sigma_r = 4.2\lambda_L$ с различной угловой ии энергетической расходимостью. Верхняя панель: $\sigma_p = 0.3$: $\delta E = 0.1\%$, 0.5%, 1%. Нижняя панель: $\delta E = 0.1\%$: $\sigma_p = 0.2, 0.3, 0.4$. Угол коллимации $\gamma\theta_c = 0.2$. Более высокая угловая и/или энергетическая расходимость приводит к более заметному уширению гребенки из-за более широкого диапазона излучаемых частот. 181

8.1 Движение электронного слоя, полученное с помощью численного решения модельных уравнений для лазерного импульса с $a_0 = 10$ и продолжительностью 4 периода (FWHM), при $n_e = 400$. Электронный слой изначально расположен в точке $z_e = x_e = 0$. На рисунке (a) представлена траектория электрона, рисунок (b) демонстрирует поведение поперечной координаты x_e во времени, на рисунке (c) сплошная линия соответствует продольной координате z_e электрона (вертикальная ось) как функции времени (горизонтальная ось), а цветовое изображение представляет собой пространственно-временную картину плотности электронов, полученную из 1D-PIC моделирования с теми же параметрами лазера и плазмы. 191

8.2 a) Спектр отраженного лазерного импульса с $a_0 = 20$, гауссовой огибающей с длительностью 2 периода (FWHM) при концентрации электронов мишени $n_e = 81$. 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. . 192

8.3 Движение поверхности плазмы (по вертикальной оси отложено время, по горизонтальной – пространственная координата, обе величины в произвольных единицах) под воздействием линейно (a), циркулярно (b) и (c) динамически (метод поляризационного окна, polarization gating) поляризованных импульсов. В случае линейной поляризации (a) четко видны колебания поверхности (красный цвет). Генерируемый цуг аттосекундных импульсов, распространяющихся со скоростью света, показан желтым цветом. Циркулярная поляризация (b) не вызывает колебаний, и, следовательно, гармоники не генерируются. В случае импульса с динамической поляризацией (c) колебания поверхности подавлены в период циркулярной поляризации, и явно видны в период линейной поляризации. В этом случае генерируется одиночный аттосекундный импульс. Параметры моделирования следующие: $a_0 = 10$, что соответствует интенсивности порядка $2 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2 при длине волны $\lambda_L = 0.8$ микрон, длительность импульса (FWHM) 5 периодов (15 фс), $n_e = 40$. Рисунок взят из статьи автора [188]. 194

8.4 Метод получения импульса с динамической эллиптичностью. Первый двулучепреломляющий кристалл (угол между оптической осью и направлением линейной поляризации падающего импульса составляет 45°) разделяет падающий линейно-поляризованный импульс на два линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях импульса. Толщина кристалла выбирается так, чтобы пластинка была (множественно)-четвертьволновой, а также с помощью толщины можно управлять задержкой между пиками коротких импульсов $\Delta t = L\,(1/v_e - 1/v_o)$, где L – толщина пластинки, v_e и v_o – скорости необыкновенной и обыкновенной волны, соответственно. После первой пластинки суммарный лазерный импульс линейно поляризован на краях и циркулярно поляризован в середине, где обыкновенная и необыкновенная волна пересекаются. Вторая пластинка также является четверть волновой и меняет линейную поляризацию на циркулярную, а циркулярную на линейную. Таким образом, мы получаем лазерный импульс, у которого циркулярная поляризация по краям и линейная поляризация только в коротком окне (gate, которым можно управлять) посередине. 195

8.5 Зависимость эффективности генерации набора гармоник от эллиптичности падающего импульса для двух случаев: $a_0 = 10$ (красный цвет) и $a_0 = 20$ (синий цвет). 197

8.6 Задержка Δ, необходимая для 5-ти фемтосекундного поляризационного окна, в зависимости от длительности входного импульса (красная кривая) и амплитуда в линейной области импульса для этой задержки (синяя кривая). Для выбранных длительностей импульса в нижней панели показаны амплитуды двух компонентов поля, а также изменение эллиптичности. В пределах поляризационного окна один из компонентов уменьшается до уровня, при котором значение эллиптичности оказывается ниже порогового. . 199

8.7 Результаты моделирования с параметрами: $a_0 = 20$, $\tau_L = 7$, $n_e = 80$ для нормального падения линейной поляризации (a) и импульса полученного с помощью метода поляризационного окна (b). На обоих изображениях цветовая шкала показывает вейвлет-анализ (частотно-временной анализ), где вертикальная ось соответствует частоте, а продольная ось – времени. График справа от изображения представляет спектр отраженного света, где вертикальная ось показывает частоты, а продольная ось – нормированную интенсивность. График в верхней части показывает отраженный свет (синий цвет) и отфильтрованный импульс (20-100 гармоник, красный цвет). В случае использования метода поляризационного окна (b) также показана эволюция эллиптичности (черный цвет) и обозначено поляризационное окно (зеленый прямоугольник). . . 200

8.8 Эффективность генерации гармоник как функция эллиптичности и угла падения. Параметры моделирования такие же как и на Рис. 8.7. Представлены результаты для гармоник в диапазоне от 10-й до 20-й (a) и от 20-й до 50-й (b). Для эллиптичности $\epsilon = 0$ падающий импульс p-поляризован. Для обоих диапазонов на нижней части рисунка показана пороговая эллиптичность ϵ_0, при которой достигается 10% эффективность генерации гармоник, как функция угла падения. 202

8.9 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 такие же, что и на Рис. 8.7, но для угла падения $\theta = 15°$. 204

8.10 Результаты двумерного моделирования взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса с плазменной мишенью с помощью двумерной версии кода PICWIG. Параметры моделирования: $a_0 = 3.6$, $\tau_L = 15$ (примерно 45 фс для длины волны 1 микрон), радиус пучка $3\lambda_L$, концентрация электронов мишени $n_e = 100$, толщина $0.025\lambda_L$, падение происходит по нормали, что соответствует параметрам экспериментов, описанных в работе [185]. a) распределение электронной плотности в момент пика лазерного импульса, видно продавливание мишени, приводящее к кратероподобному распределению плотности; (b) спектр отраженного импульса рядом с мишенью как функция частоты и поперечной координаты. Видна разница для спектра строго на оси и под углом. Спектр, проинтегрированный по поперечной координате (по углам) представлен на рисунке (c). 206

8.11 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. Обратим внимание, что падающий по нормали гауссовский импульс циркулярной поляризации не приводит к генерации гармоник на плоской мишени. Однако из-за давления излучения лазерного импульса мишень деформируется, создавая компоненту электрического поля, приводящую к осцилляции стенок. Деформированная мишень затем 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. 207

8.12 a) Изоповерхности электрического поля разных гармоник: второй, третьей и четвертой. b) Поперечное распределение интенсивности каждой гармоники. c) Поперечное распределение фазы каждой гармоники. d) Фаза каждой из гармоник как функция угла ϕ для выбранного радиуса (показан пунктирной окружностью на рисунке c). 208

8.13 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. . . . 210