

На правах рукописи

Миронов Арсений Антонович

**Генерация каскадов и рождение пар короткими  
интенсивными лазерными импульсами**

01.04.02 – теоретическая физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

26 ИЮЛ 2017



006658204

Москва – 2017

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном  
университете «МИФИ»

Научный руководитель: Нарожный Николай Борисович,  
д. ф.-м. н., профессор, заведующий кафедрой  
теоретической ядерной физики Национально-  
го исследовательского ядерного университета  
«МИФИ».

Федотов Александр Михайлович,  
к. ф.-м. н., доцент, доцент кафедры теорети-  
ческой ядерной физики Национального исследо-  
вательского ядерного университета «МИФИ».

Официальные оппоненты: Титов Александр Иванович,  
д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотруд-  
ник лаборатории теоретической физики Объ-  
единенного института ядерных исследований,

Ким Аркадий Валентинович,  
к.ф.-м.н., заведующий лабораторией экстре-  
мальной нелинейной оптики Института при-  
кладной физики Российской академии наук.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Защита состоится «04» октября 2017 г. в 17:00 на заседании диссертационно-  
го совета Д 212.130.06 на базе Национального исследовательского ядерного  
университета «МИФИ», расположенного по адресу: 115409, г. Москва, Ка-  
ширское ш., 31, телефон: 8(499)324-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте  
<http://ods.mephi.ru>.

Автореферат разослан «14» июня 2017 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзывы в двух экзем-  
плярах, заверенный печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Учёный секретарь диссертационного совета,

д.ф.-м.н.



И.А. Руднев

## Общая характеристика работы

**Актуальность** темы исследования.

Нелинейные эффекты квантовой электродинамики (КЭД) во внешнем сильном электромагнитном поле, связанные с поляризацией вакуума, такие как рождение электрон-позитронных пар, двойное лучепреломление и дихроизм, генерация гармоник, излучение Черенкова и другие, должны проявляться при напряженностях постоянного поля, приближающихся к критическому полю Завутера-Швингера  $E_S = m^2 c^3 / e \hbar \simeq 1.32 \cdot 10^{16}$  В/см или в случае магнитного поля  $H_S \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$  Гс. Поля такой величины могут возникать в астрофизических объектах, таких как пульсары или магнетары или в столкновениях тяжелых ионов, однако по разным причинам они не подходят для прямого наблюдения нелинейных эффектов КЭД [1].

Быстрый прогресс в лазерных технологиях создал условия для необычайного роста достижимых интенсивностей когерентного лазерного излучения. В настоящее время уже существуют установки, генерирующие фемтосекундные оптические импульсы интенсивностью до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [2], и в ближайшие годы ожидается дальнейшее повышение интенсивностей вплоть до  $10^{23} \div 10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup> благодаря новым установкам, например, VULKAN-10PW (Великобритания), PEARL 10 (Россия), ELI Beamlines (Чехия) и другим. Более того, планируется строительство лазерных систем, нацеленных на достижение интенсивностей вплоть до  $10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup> в рамках международных проектов — таких, как ELI (Европейский Союз) или XCELS (Россия). Данные установки откроют широкие возможности для экспериментального изучения эффектов КЭД во внешнем поле [1].

Одним из ярчайших нелинейных эффектов КЭД в сильных полях является возникновение самоподдерживающихся КЭД каскадов, теоретически предсказанных около 10 лет назад [3, 4]. КЭД каскады представляют собой цепочки последовательных элементарных процессов в присутствии внешнего

электромагнитного поля: излучения фотонов заряженными частицами (нелинейное обратное комптоновское рассеяние) и рождение электрон-позитронных пар жесткими фотонами (нелинейный эффект Брейта-Уилера). Например, каскады могут развиваться при столкновении пучка быстрых электронов с лазерным полем [5] или с сильным магнитным полем [6]. Каскады, развивающиеся за счет энергии быстрых частиц во внешнем электромагнитном поле, для краткости будем называть каскадами ливневого или S-типа. Эффект, напоминающий каскады S-типа, уже изучался в лабораторных условиях на установке SLAC (США) [7].

Другой механизм развития КЭД каскадов — за счет ускорения заряженных частиц лазерным полем — представляет гораздо больший интерес. Изначально медленный затравочный электрон, инжектированный в фокус двух встречных лазерных импульсов, ускоряется полем и излучает жесткий фотон, который затем может родить пару  $e^-e^+$  [4]. Согласно результатам численного моделирования при интенсивностях поля  $\gtrsim 10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup> [8–12] этот процесс может повторяться много раз, формируя лавинообразный самоподдерживающийся каскад, который мы будем называть каскадом лавинового или A-типа. Такие каскады могут накладывать естественное ограничение на достижимую интенсивность лазерного излучения [4, 13]. Каскады A-типа никогда не наблюдались в лабораторных условиях из-за нехватки интенсивности современных лазеров. Однако благодаря лазерным установкам нового поколения в ближайшие годы откроются возможности по проведению экспериментов, нацеленных на обнаружение таких каскадов, и поэтому они представляют особый интерес. Среди наиболее актуальных проблем можно выделить следующие: подробные теоретические исследования динамики каскадов с использованием реалистичных моделей фокусированных лазерных импульсов, выбор геометрии их столкновения, изучение влияния на зарождение и динамику каскадов параметров поля, а также решение проблемы инжекции затравочных частиц в область фокуса.

При рассмотрении эффектов КЭД во внешнем поле как правило предполагается, что частота лазерного излучения лежит в оптическом диапазоне. Тем не менее целесообразно рассмотреть вопрос о том, как влияет повышение частоты поля на развитие эффектов КЭД, например, процесса рождения пар при столкновении оптического лазерного пучка, который можно считать внешним полем, с когерентным импульсом жесткого рентгеновского или гамма-излучения [14, 15]. Подобные импульсы могут быть получены с помощью лазеров на свободных электронах, например, на установке XFEL (DESY, Германия), или с использованием технологий сокращения длительности импульсов. Однако поле короткого импульса существенно неоднородно, и может выходить за рамки существующих теоретических моделей в задаче о рождении пар. Поэтому требуется разработка новых непertурбативных подходов к описанию нелинейных процессов КЭД в присутствии высокочастотных сильных полей.

#### **Цели и задачи диссертационной работы.**

Главными целями настоящей диссертационной работы были: 1) разработка теоретической модели зарождения КЭД каскадов во внешнем электромагнитном поле, 2) моделирование возникновения и динамики каскадов в полях, образованных фокусированными лазерными импульсами сверхвысокой интенсивности, 3) выработка рекомендаций по постановке будущих экспериментов, нацеленных на обнаружение таких каскадов, 4) моделирование процесса рождения электрон-позитронных пар в коротком лазерном импульсе высокой частоты. Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Разработка теоретической модели зарождения самоподдерживающихся КЭД каскадов при помещении затравочной заряженной частицы в область сильного слабо неоднородного и медленно меняющегося (по сравнению с характерными масштабами формирования процессов КЭД) электромагнитного

поля электрического типа поля произвольной конфигурации.

2. Численное моделирование зарождения и динамики самоподдерживающихся КЭД каскадов в электромагнитных полях, сформированных фокусированными лазерными импульсами сверхвысокой интенсивности, в частности, в одиночном лазерном импульсе и в поле нескольких сталкивающихся импульсов.
3. Поиск оптимальной конфигурации лазерной установки, нацеленной на обнаружение самоподдерживающихся КЭД каскадов, в которой требования к полной мощности лазерного излучения будут минимальны.
4. Моделирование КЭД каскадов, возникающих при инжекции частиц высокой энергии в область фокуса интенсивного лазерного излучения.
5. Решение задачи о рождении электрон-позитронных пар при столкновении сверхкороткого импульса высокой частоты, например, рентгеновского диапазона, с полем оптического лазерного импульса.

#### **Научная новизна.**

- Разработана новая теоретическая модель самоподдерживающихся КЭД каскадов, обобщающая известные ранее результаты для упрощенных моделей лазерного поля на случай произвольного медленно меняющегося слабо неоднородного электромагнитного поля электрического типа. Данная модель позволяет проводить оценку характеристик поля, необходимых для зарождения самоподдерживающихся каскадов. С ее использованием впервые показано, что каскады могут развиваться в поле одиночного сильно фокусированного лазерного импульса.
- Предложена новая конфигурация лазерной установки, в которой полная интенсивность, необходимая для наблюдения формирования КЭД каскадов при помещении затравочного электрона в область фокуса, снижается вплоть

до  $\sim 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>. Результат достигается за счет использования многопучковой технологии и точной настройки поляризации каждого из импульсов.

- Впервые предсказан эффект коллапса и возрождения КЭД каскадов. Эффект возникает при столкновении быстрых электронов с электромагнитным полем, удовлетворяющим условиям возникновения самоподдерживающихся каскадов, и заключается в превращении каскада ливневого или S-типа, образующегося за счет энергии налетающих частиц, в самоподдерживающийся каскад A-типа, протекающий за счет ускорения частиц лазерным полем. На основе эффекта предложена реалистичная схема инжекции затравочных частиц для инициирования каскадов A-типа в области сильного электромагнитного поля.
- Предложена новая точно решаемая непертурбативная модель образования электрон-позитронных пар из вакуума при столкновении сверхкороткого импульса высокой частоты, напряженность поля которого описывается дельта-функцией Дирака, с постоянным скрещенным электромагнитным полем, соответствующим медленно меняющемуся оптическому лазерному импульсу. Данная модель впервые позволяет установить переход между пертурбативным подходом и полностью непертурбативным приближением локально постоянного поля.

### **Теоретическая и практическая значимость.**

Разработанная теоретическая модель самоподдерживающихся каскадов может быть использована для: 1) разработки критериев возникновения каскадов в электромагнитных полях различных конфигураций; 2) поисков оптимальных конфигураций лазерных установок, нацеленных на обнаружение каскадов в лабораторных условиях; 3) поиска конфигураций поля, в которых можно избежать возникновения каскадов и, следовательно, истощения энергии поля, что имеет значение в рамках обсуждений о максимально достижимой интенсивности лазерного излучения.

Предложенная многолучковая схема лазерной установки, а также метод инъекции затравочных частиц в область сильного поля могут быть реализованы в будущих экспериментах, нацеленных на обнаружение каскадов.

На основе эффекта коллапса и возрождения каскадов предложена релятивистическая схема инъекции затравочных частиц в область сильного поля для инициирования самоподдерживающихся КЭД каскадов. Также выработаны рекомендации по проведению будущих экспериментов, нацеленных на обнаружение самоподдерживающихся КЭД каскадов.

Точно решаемая модель образования электрон-позитронных пар в столкновении сверхкороткого импульса высокой частоты с оптическим лазерным импульсом позволяет оценить число рождающихся пар в области параметров поля, при которых необходимо использовать пертурбативные методы, однако приближение локально постоянного и однородного электромагнитного поля неприменно.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Теоретическая модель зарождения самоподдерживающихся КЭД каскадов при помещении затравочного электрона в слабо неоднородное медленно меняющееся во времени электромагнитное поле электрического типа произвольной конфигурации.
2. Предсказание возникновения самоподдерживающихся КЭД каскадов в одиночном сильно сфокусированном лазерном импульсе при интенсивности поля  $\gtrsim 10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup>.
3. Схема проведения эксперимента по инициированию самоподдерживающихся каскадов с использованием многолучковой лазерной установки, позволяющая снизить требуемую полную интенсивность до  $\sim 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>.
4. Предсказание эффекта коллапса и возрождения КЭД каскадов при столкновении пучка электронов высокой энергии с интенсивным лазерным полем,



то есть превращения каскада из ливневого, формирующегося за счет энергии пучка, в самоподдерживающийся, развивающийся за счет ускорения частиц полем.

5. Точно решаемая непертурбативная модель образования электрон-позитронной плазмы из вакуума при столкновении сверхкороткого импульса высокой частоты с полем оптического лазерного импульса.

### **Степень достоверности научных результатов и выводов**

При получении аналитических результатов использовались общепринятые методы теоретической физики. Достоверность разработанной модели самоподдерживающихся каскадов подтверждается согласием с известными результатами моделирования динамики затравочного электрона и развития каскада в поле однородного вращающегося электрического поля [4, 8] и в стоячей электромагнитной волне [10]. Для численного моделирования каскадов применялся метод Монте-Карло. Достоверность расчетов обеспечивается согласием с известными результатами моделирования каскадов в постоянном магнитном поле и в однородном вращающемся электрическом поле [8]. Предложенные модели рождения электрон-позитронных пар при взаимодействии короткого высокочастотного и оптического лазерных импульсов воспроизводят известные результаты в предельных случаях параметров поля, что обеспечивает достоверность полученных результатов.

### **Апробация результатов.**

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на

- 7 международных конференциях: The 22nd Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'13) (15-19 июля 2013, Прага, Чешская Республика); The 23rd Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'14) (14-18 июля 2014, София, Болгария); International Conference on Ultra-High Intensity Lasers (ICUIL) 2014 (12-17 октября 2014, Панаджи, Индия); The 24th Annual International Laser Physics Workshop

(LPHYS'15) (21-25 августа 2015, Шанхай, Китай); V Международная конференция «Проблемы математической и теоретической физики и математическое моделирование» (5-7 апреля 2016, Москва); The 25th Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'16) (11-15 июля 2016, Ереван, Армения); III Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (24-27 января 2017, Москва);

- 3 российских конференциях: Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015 (16-20 февраля 2015, Москва); Конференция фонда «Династия» «Молодые ученые России» 2015 (13-14 апреля 2015, Москва); Семинар «Басовские чтения» 2015 (14-15 декабря 2015г., Москва).

#### **Публикации.**

Материалы диссертации опубликованы в 7 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и SCOPUS. Список работ приведен в конце автореферата.

#### **Личный вклад автора.**

Автором была разработана новая модель самоподдерживающихся каскадов, применимая для широкого класса электромагнитных полей, и с ее помощью получены условия возникновения таких каскадов в моделях поля одиночного лазерного импульса и многопучковой лазерной установки. Разработка компьютерной программы для численного моделирования каскадов в электромагнитном поле произвольной конфигурации, ее проверка и проведение моделирования проводились лично автором. Эффект коллапса и возрождения каскадов, возникающий при столкновении пучка быстрых электронов с фокусированным лазерным полем, был предсказан автором, а также им проводилось подробное моделирование динамики каскадов в такой схеме. Разработка модели рождения электрон-позитронных пар при взаимодействии короткого высокочастотного и оптического лазерных импульсов, получение выражения для числа образующихся пар и исследование предельных случаев

также проводились лично автором. Подготовка публикаций по диссертации проводилась совместно с соавторами.

### Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и библиографии. Общий объём диссертации 122 страницы, из них 107 страниц текста, включая 33 рисунка и 1 таблицу. Библиография включает 129 наименований на 12 страницах.

## Содержание работы

**Во введении** обоснована актуальность диссертационной работы, обсуждается степень разработанности темы диссертации, сформулирована цель и аргументирована научная повизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

**Первая глава** посвящена разработке теоретической модели КЭД каскадов в слабо неоднородных и медленно меняющихся по сравнению с масштабами квантовых процессов электромагнитных полях электрического типа произвольной конфигурации. Процессы КЭД во внешнем поле характеризуются безразмерными параметрами: классическим параметром нелинейности<sup>1</sup>  $\xi = eE/m\omega$ , где  $E$  и  $\omega$  — амплитуда и частота поля, и динамическим квантовым параметром частиц  $\chi = \sqrt{-(F_{\mu\nu}p^\nu)^2}/mEs$ , где  $F_{\mu\nu}$  — тензор электромагнитного поля, а  $p^\nu$  — 4-импульс электрона, позитрона или фотона. В оптических полях интенсивности  $\gtrsim 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> параметр  $\xi \gg 1$ . Это означает, что заряженные частицы быстро становятся ультрарелятивистскими, а для описания квантовых процессов во внешнем поле — излучения фотона электроном (или позитроном) и рождения пары фотоном — можно пользоваться приближением локально постоянного и однородного поля. В рамках этого

<sup>1</sup> Здесь и далее используются единицы  $\hbar = c = 1$ .

приближения вероятности квантовых процессов будут зависеть от параметра  $\chi$  входящих частиц. Кроме того, с большой точностью можно считать, что между квантовыми событиями заряженные частицы движутся вдоль классических траекторий, а фотоны излучаются вперед, и при этом локализованы и движутся прямолинейно.

Пусть затравочный электрон помещен в состоянии покоя в область сильного поля, и для него  $\chi \sim E/E_S \ll 1$ . Так как вероятность рождения пары излученным фотоном экспоненциально подавлена при  $\chi \ll 1$ ,  $W_{\text{гр}} \propto \exp[-8/3\chi]$ , каскад А-типа сформируется, только если при ускорении полем значение  $\chi$  электрона возрастет за время  $t \ll 1/\omega$  до значения  $\gtrsim 1$ . Таким образом, для того, чтобы ответить на вопрос, может ли зародиться каскад А-типа в той или иной конфигурации поля, необходимо знать динамику затравочного  $e^-$  и зависимость  $\chi(t)$  для него на временах  $t \ll 1/\omega$ . Будем рассматривать поля электрического типа  $E^2 - H^2 > 0$  общего вида. Используя разложение по  $\mathcal{O}(\omega t)$  и факт того, что частица становится ультрарелятивистской за малый промежуток времени  $m/eE \ll t$ , можно приближенно решить уравнения движения для  $e^-$  в таком поле. С использованием решения с точностью до  $\mathcal{O}((\omega t)^2)$  получен явный вид зависимости  $\chi(t)$ :

$$\chi(t) \approx \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{m^3} \omega_{\text{эф}}(F) t^2,$$

где  $\mathcal{E} = \sqrt{\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2} + \mathcal{F}$ ,  $\mathcal{F} = (E^2 - H^2)/2$ ,  $\mathcal{G} = \mathbf{E}\mathbf{H}$ , а эффективная частота  $\omega_{\text{эф}}(F)$  является функцией значения тензора электромагнитного поля  $F_{\mu\nu}$  и его производных  $F_{\mu\nu,\sigma}$  в точке начального положения частицы. В рамках использованного приближения удастся установить явный вид зависимости  $\omega_{\text{эф}}(F)$ , и полученная формула для  $\chi(t)$  обобщает все известные аналитические результаты [4, 10].

Благодаря полученной зависимости удастся вывести условие на параметры поля, которые необходимы для инициирования каскада. Характерное

среднее время излучения фотона электроном определяется из выражения  $t_{\text{free}} \sim W_{\text{rad}}^{-1}$ . Введем характерное время ускорения  $t_{\text{acc}}$ :  $\chi(t_{\text{acc}}) = 1$ . Если считать, что во время излучения электрон передает почти всю энергию фотону, и время жизни фотона по порядку величины соответствует  $t_{\text{free}}$ , то условие возникновения каскада примет вид:  $t_{\text{acc}} \ll t_{\text{free}} \ll 1/\omega$ , где последнее неравенство означает, что процесс ускорения и излучения может повториться много раз прежде, чем частицы покинут область фокуса лазерного поля. Подставляя известное выражение для  $W_{\text{rad}}(\chi)$ , можно получить условие зарождения каскада в простой форме:  $\mathcal{E} \gg \alpha E_S$ . Это условие обобщает известный результат, полученный в рамках модели вращающегося однородного электрического поля [4], на случай полей электрического типа произвольной конфигурации.

В качестве примера была рассмотрена реалистичная модель сильно фокусированного одиночного лазерного импульса [16]. В этом случае зависимость  $\chi(t)$  задается выражением  $\chi(t) \approx 136\sqrt{2}\frac{\Delta^5 e^2 E_0^2 \omega}{m^3} t^2$ , где  $E_0$  — пиковая напряженность поля, а  $\Delta$  — параметр, характеризующий угол апертуры импульса. Условие возникновения каскада в таком случае будет зависеть как от интенсивности поля, так и от степени его фокусировки:  $E_0 \gg \alpha E_S/\Delta$ . Например, при фокусировке до дифракционного предела, что соответствует  $\Delta \sim 0.1$ , каскады могут возникнуть в одиночном импульсе, если интенсивность поля  $I \gtrsim 10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Во второй главе с использованием подхода, описанного в главе 1, рассматривается вопрос о выборе оптимальной конфигурации лазерной установки для проведения будущих экспериментов по инициированию каскадов А-типа. С целью более детального изучения зарождения и динамики каскадов в полях произвольной конфигурации разработан пакет программ для численного моделирования методом Монте-Карло. В качестве примера было проведено моделирование развития каскадов А-типа при помещении затравочной частицы в одиночный сильно фокусированный лазерный импульс длительности 10 фс и вычислена пороговая интенсивность, необходимая для

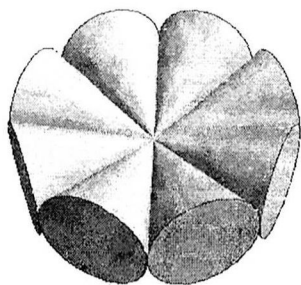


Рис. 1. Схема многопучковой лазерной установки: на плоскости расположено 8 лазерных пучков, сфокусированных до дифракционного предела в одной точке.

возникновения каскадов. Хотя на самом деле не существует резкого порога этого процесса, его можно определить формально: будем считать, что каскад сформирован, если в среднем на каждый затравочный электрон образовалась одна электрон-позитронная пара за некоторый промежуток времени, например, половину длительности лазерного импульса. При фокусировке  $\Delta = 0.1$  пороговая интенсивность поля соответствует  $I_{th} \approx 10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup>, что согласуется с оценками, проведенными в главе 1.

Мы предлагаем рассмотреть новую схему эксперимента, в которой несколько пар лазерных импульсов одинаковой интенсивности, расположенных в плоскости, фокусируются в одной точке, как показано на Рисунке 1, не ограничивая при этом выбор поляризации отдельных пучков. Каскады развиваются наиболее эффективно, если при ускорении параметр  $\chi$  затравочной частицы возрастает максимально быстро со временем. С использованием реалистичной модели фокусированного лазерного импульса мы показываем, что в рассматриваемой конфигурации  $\chi(t) \approx \frac{e^2 \omega^3 P}{2m^3} \kappa^2 \mathcal{F}_n t^2$ , где  $P$  — полная мощность лазерного излучения,  $\kappa$  и  $\mathcal{F}_n$  — множители, зависящие от геометрии столкновения, степени фокусировки импульсов и поляризации суммарного поля соответственно. Для инициирования каскадов при минимальной мощности, необходимо минимизировать  $P$ , при этом максимизировав  $\kappa$  и  $\mathcal{F}_n$ .

Оптимальное значение  $\mathcal{F}_n$  зависит от числа  $n$  сталкивающихся пучков, и в случае  $n = 2$  максимум достигается при циркулярной поляризации, а при  $n > 2$  — при эллиптической, причем необходимо подобрать поляризацию отдельных пучков так, чтобы длины векторов поляризации суммарного поля соотносились как  $\epsilon_1 : \epsilon_2 = \sqrt{2} : 1$ . Для максимизации геометрического множителя  $\kappa$  импульсы следует фокусировать до дифракционного предела, но таким образом, чтобы в плоскости можно было расположить максимальное число пучков без пересечения их апертур. При таких требованиях максимально возможное число пучков в плоскости равно 8. По результатам численных расчетов в этом случае при фиксированной мощности лазерного излучения множественность каскада в поле с оптимальной поляризацией в несколько раз выше, чем в случае циркулярной поляризации. Благодаря точной настройке лазерных пучков возникновение каскадов возможно при интенсивности поля  $I \sim 10^{23} \div 10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует параметрам строящихся лазерных установок нового поколения.

В третьей главе рассматривается взаимодействие пучка электронов высокой энергии с электромагнитным полем, образованным интенсивными фокусированными лазерными импульсами. При столкновении электронов с энергией  $\epsilon_0 \sim 1 \div 10$  ГэВ с полем, например, двух встречных циркулярно-поляризованных импульсов интенсивности  $I \sim 10^{24} \div 10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности  $\tau_L = 10$  фс, за счет энергии налетающих частиц будет развиваться каскад S-типа. По мере рождения вторичных частиц энергия пучка будет снижаться, и в какой-то момент каскад затухнет. Длительность каскада S-типа  $\tau_S$  будет зависеть от энергии  $\epsilon_0$  и напряженности поля. При указанных выше значениях  $\epsilon_0$ ,  $I$  и  $\tau_L$  оказывается, что  $\tau_S < \tau_L$ , то есть медленные вторичные частицы окажутся в области сильного поля. В выбранной конфигурации лазерной установки они будут ускоряться в поперечном к оптической оси направлении так, что сформируется самоподдерживающийся каскад (A-типа). Такое превращение каскада S-типа в каскад A-типа мы назовем эффектом

коллапса и возрождения каскадов. Благодаря ему удастся решить проблему инжекции затравочных частиц в область сильного поля для инициирования каскадов А-типа.

Мы подробно исследуем динамику каскадов с помощью численного моделирования. Коллапс и возрождение каскада легко вызвать, например, при изучении эволюции пространственного распределения частиц и средних значений энергии и параметра  $\chi$ , на которых удастся явно выделить две стадии развития каскада. Также изучено влияние начальных условий на развитие каскада. При изменении угла наклона падающих частиц к оптической оси динамика превращения каскада S-типа в каскад А-типа по существу не изменится, однако для повышения множественности самоподдерживающегося каскада предпочтительна геометрия, при которой электроны падают на центр фокуса лазерного поля поперечно оптической оси.

Из-за различий в динамике каскадов S- и А-типа эффект коллапса и возрождения каскадов можно обнаружить по характерным особенностям конечных распределений частиц. Множественность каскада S-типа пропорциональна напряженности поля, а в случае каскада А-типа — возрастает экспоненциально с ростом напряженности. При увеличении интенсивности поля от недостаточной для развития каскада А-типа до большой, когда каскад А-типа преобладает, на зависимости числа частиц от пиковой напряженности поля наблюдается характерный излом. По этой же причине при наличии каскада А-типа меняется угловое распределение фотонов: если в каскаде S-типа они излучаются в направлении движения падающего пучка электронов, то фотоны из каскада А-типа излучаются поперечно оптической оси. Это свойство позволяет независимо изучить особенности двух каскадов по распределениям фотонов.

Явление коллапса и возрождения является типичным для полей, которые удовлетворяют необходимым условиям зарождения каскадов А-типа. Мы продемонстрировали, что эффект может происходить не только в случае двух



сталкивающихся, но и в одиночном фокусированном лазерном импульсе. Хотя в последней схеме требуется большая интенсивность, она имеет свои преимущества. Например, она позволяет получать направленные короткие пучки жестких фотонов с энергиями до ГэВ, характеристиками которых можно управлять, варьируя параметры лазерной установки.

В четвертой главе рассмотрена общая задача о рождении пар при столкновении двух встречных лазерных импульсов с произвольным соотношением частот, в основном в контексте столкновения оптического когерентного и жесткого рентгеновского (или гамма) импульсов. Эта задача является непертурбативной и, вообще говоря, не имеет точного аналитического решения.

Пусть есть медленно меняющееся сильное внешнее поле, например, лазерный импульс оптической частоты. Для простоты будем считать, что это плоская линейно-поляризованная волна амплитуды  $E_L$ . В известных подходах к решению задачи о рождении пар при взаимодействии с полем  $E_L$  короткий импульс можно описывать либо как классическое поле, например, тоже линейно-поляризованной волны амплитуды  $E_s$ , либо как пучок отдельных некогерентных фотонов с энергией  $\omega_s$ , распространяющихся во внешнем поле ( $\omega_L \ll \omega_s$ ). В выбранной конфигурации поля вероятность процесса рождения пары в обоих подходах удастся выразить через общий набор параметров: классический параметр нелинейности короткого импульса,  $\xi_s = eE_L/m\omega_s$ , и динамический квантовый параметр фотона во внешнем поле,  $\chi_s = 2eE_L\omega_s/m^3$ . Если  $\xi_s \gg 1$  и  $\chi_s \ll 2e\sqrt{E_L E_s}/m^2$ , то для решения задачи применимо приближение локально постоянного и однородного поля, и можно рассматривать рождение пар из вакуума во внешнем поле. Пертурбативный подход, то есть рождение пар отдельными жесткими фотонами в поле  $E_L$ , можно использовать при любых значениях  $\chi_s$ , но только если  $\xi_s \ll 1$ . При этом в окрестности  $\xi_s \sim 1$ , которая соответствует довольно интенсивным полям для фотонов с частотами в диапазоне жесткого рентгеновского излучения или  $\gamma$ -лучей, не

работает ни к один из существующих подходов, и нет какой-либо модели, соединяющей указанные подходы.

В случае полей не слишком высокой напряженности для оценки числа образующихся пар можно воспользоваться верней квазиклассического метода, скомбинированного с вариацией метода среднего поля. В таком подходе удастся оценить вероятность рождения пары с учетом двух механизмов: ее образования из вакуума в суммарном постоянном электромагнитном поле двух сталкивающихся волн или рождения, инициированного выделенным высокочастотным фотоном в том же поле. Следует отметить, что в предельных случаях полученная формула переходит в указанные выше приближения. Однако такой метод не позволяет вычислить вероятность рождения пары точно.

Мы представляем новую точно решаемую модель рождения скалярных пар, справедливую при любых значениях  $\xi_s$ . Рассмотрим дельта-импульс электромагнитного излучения («жесткий» импульс), распространяющийся против произвольной плоской волны («мягкий» импульс), так что напряженности поля в некоторой фиксированной калибровке равны  $E_x = E_L + A_0\delta(x_+)$ ,  $H_y = E_L - A_0\delta(x_+)$ , где  $x_{\pm} = t \pm z$ . Хотя напряженность поля дельта-импульса бесконечна, можно ввести регуляризацию, если предположить, что продолжительность «жесткого» импульса является наименьшим характерным масштабом времени в задаче. Частицы образуются только на границе  $x_+ = 0$ , и области  $x_+ < 0$  и  $x_+ > 0$  (до и после прохождения дельта-импульса), можно определить как in- и out- области соответственно. В каждой из них существует полный набор решений уравнения Клейна-Гордона — волковские решения. Благодаря условию согласования in- и out- решений на границе  $x_+ = 0$  можно вычислить полное число рождающихся пар  $N_{e^+e^-} = \int d^2p_{\perp} \int_0^{\infty} dp_{-} \langle 0_{\text{in}} | a_{p_{\perp}, p_{-}}^{(\text{out})\dagger} a_{p_{\perp}, p_{-}}^{(\text{out})} | 0_{\text{in}} \rangle$ . В рамках выбранной конфигурации поля при  $\xi_s \ll 1$  полученный результат точно переходит в результат вычисления в пертурбативном приближении по пучку жестких фотонов, и с точностью до множителя порядка единицы воспроизводит результат вы-

числения в непертурбативном приближении локально постоянного поля при  $\xi_s \gg 1$ . Представленная модель является первой в своем роде, позволяющей рассмотреть переход между пертурбативным и полностью непертурбативным режимами.

**В Заключение** сформулированы основные результаты диссертационного исследования.

## Основные результаты

- Найдено общее выражение для временной зависимости инвариантного динамического квадрупольного параметра электрона, помещенного в интенсивное слабонеоднородное электромагнитное поле электрического типа произвольной конфигурации, на масштабах, малых по сравнению с характерным масштабом нестационарности и неоднородности поля. На основе этого выражения построена теоретическая модель самоподдерживающихся КЭД каскадов, обобщающая известные ранее результаты для частных случаев моделей поля на широкий класс электромагнитных полей.
- С использованием разработанной модели самоподдерживающихся каскадов, а также численного моделирования методом Монте-Карло впервые показано, что самоподдерживающиеся каскады могут развиваться в поле одиночного сильно фокусированного лазерного импульса. Пороговая напряженность электромагнитного поля, необходимая для зарождения каскада, обратно пропорциональна степени фокусировки лазерного импульса. При фокусировке до дифракционного предела будет возможно наблюдать каскады в импульсах интенсивности  $10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Предложена новая конфигурация лазерного поля для инициирования самоподдерживающихся каскадов при помещении затравочных частиц в область фокуса. Конфигурация заключается в синхронном столкновении нескольких

пар лазерных пучков. За счет специального выбора поляризации каждого из импульсов и жесткой фокусировки минимизируются требования к полной мощности установки, необходимой для наблюдения зарождения каскадов, вплоть до  $\approx 8$  ПВт, что соответствует интенсивности  $\sim 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>.

- Предсказан эффект коллапса и возрождения КЭД каскадов, возникающий при столкновении пучка быстрых электронов с фокусом интенсивного лазерного поля, которое удовлетворяет необходимым условиям зарождения самоподдерживающихся каскадов. Эффект может возникать, например, при столкновении электронов с энергиями порядка  $1 \div 10$  ГэВ с лазерным полем двух встречных лазерных импульсов интенсивности  $\gtrsim 10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup>. На основе эффекта предложена реалистичная схема инжекции затравочных частиц для образования каскадов А-типа в фокусе интенсивного лазерного поля.
- Получено выражение для вероятности рождения электрон-позитронной пары в поле встречных медленно меняющегося (оптического) и высокочастотного (рентгеновского) пучков в квазиклассическом приближении. Предложена новая точно решаемая непертурбативная модель образования пар из вакуума при столкновении сверхкороткого импульса, напряженность поля которого описывается дельта-функцией Дирака, с постоянным скрещенным электромагнитным полем, соответствующим медленно меняющемуся оптическому лазерному импульсу. Полученные выражения для вероятностей впервые позволяют установить переход от непертурбативного (по высокочастотному полю) режима к полностью непертурбативному.

## Список публикаций

1. Fedotov A. M., Mironov A. A. Pair creation by collision of an intense laser pulse with a high-frequency photon beam // *Physical Review A*. 2013. Vol. 88, no. 6. P. 062110.

2. Mironov A. A., Narozhny N. B., Fedotov A. M. Collapse and revival of electromagnetic cascades in focused intense laser pulses // *Physics Letters A*. 2014. Vol. 378. P. 3254.
3. Gelfer E. G., Mironov A. A., Fedotov A. M. et al. Optimized multibeam configuration for observation of QED cascades // *Physical Review A*. 2015. Vol. 92, no. 2. P. 022113.
4. Mironov A. A., Fedotov A. M., Narozhnyi N. B. Generation of quantum-electrodynamic cascades in oblique collisions of ultrarelativistic electrons with an intense laser field // *Quantum Electronics*. 2016. Vol. 46, no. 4. P. 305–309.
5. Gelfer E. G., Mironov A. A., Fedotov A. M. et al. Perspectives of implementing QED cascade production with the next generation of laser facilities // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. Vol. 594. 2015. P. 012054.
6. Fedotov A., Narozhny N., Mironov A. Threshold Laser Intensity Refinement and Scenarios for Observation of QED Cascade Production // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. Vol. 691. 2016. P. 012023.
7. Mironov A., Fedotov A., Narozhny N. Observable Features of QED Cascades in Collisions of GeV Electrons with Intense Laser Pulses // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. Vol. 826. 2017. P. 012029.

## Цитированная литература

1. Narozhny N. B., Fedotov A. M. Extreme light physics // *Contemporary Physics*. 2015. Vol. 56, no. 3. P. 249–268.
2. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G. et al. Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate // *Optics Express*. 2008. Vol. 16, no. 3. P. 2109–2114.
3. Bell A. R., Kirk J. G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 101. P. 200403.
4. Fedotov A. M., Narozhny N. B., Mourou G., Korn G. Limitations on the

- attainable intensity of high power lasers // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105, no. 8. P. 080402.
5. Sokolov I. V., Naumova N. M., Nees J. A., Mourou G. A. Pair Creation in QED-Strong Pulsed Laser Fields Interacting with Electron Beams // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105, no. 19. P. 195005.
  6. Akhiezer A. I., Merenkov N. P., Rekalov A. P. On a kinetic theory of electromagnetic showers in strong magnetic fields // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 1994. Vol. 20, no. 9. P. 1499–1514.
  7. Bamber C., Boege S. J., Koffas T. et al. Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses // *Physical Review D*. 1999. Vol. 60, no. 9. P. 092004.
  8. Elkina N. V., Fedotov A. M., Kostyukov I. Y. et al. QED cascades induced by circularly polarized laser fields // *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. 2011. Vol. 14, no. 5. P. 054401.
  9. Nerush E. N., Kostyukov I. Y. Kinetic modelling of quantum effects in laser-beam interaction // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011. Vol. 653, no. 1. P. 7–10.
  10. Bashmakov V. F., Nerush E. N., Kostyukov I. Y. et al. Effect of laser polarization on quantum electrodynamical cascading // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21, no. 1. P. 013105.
  11. Tamburini M., Di Piazza A., Keitel C. H. Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades // *arXiv preprint arXiv:1511.03987*. 2015.
  12. Jirka M., Klimo O., Bulanov S. et al. Electron dynamics and  $\gamma$  and  $e^-e^+$  production by colliding laser pulses // *Physical Review E*. 2016. Vol. 93, no. 2. P. 023207.
  13. Nerush E. N., Kostyukov I. Y., Fedotov A. M. et al. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma // *Physical review letters*. 2011. Vol. 106, no. 3. P. 035001.

14. Dunne G. V., Gies H., Schützhold R. Catalysis of Schwinger vacuum pair production // *Physical Review D*. 2009. Vol. 80, no. 11. P. 111301.
15. Otto A., Nusch T., Seipt D. et al. Pair production by Schwinger and Breit–Wheeler processes in bi-frequent fields // *Journal of Plasma Physics*. 2016. Vol. 82, no. 03. P. 655820301.
16. Narozhny N. B., Fofanov M. S. Scattering of relativistic electrons by a focused laser pulse // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2000. Vol. 90, no. 5. P. 753–768.

Подписано в печать: 10.07.2017

Заказ № 12047 Тираж - 100 экз.

Печать трафаретная.

Типография «11-й ФОРМАТ»

ИНН 7726330900

115230, Москва, Варшавское ш., 36

(977) 518-13-77 (499) 788-78-56

[www.autorcfrat.ru](http://www.autorcfrat.ru) [riso@mail.ru](mailto:riso@mail.ru)