

Динамика и излучение заряженных частиц в лазерных полях экстремальной интенсивности

С.В. Попруженко, А.М. Федотов

Представлен обзор современного состояния исследований в физике высокоинтенсивных лазерных полей и их взаимодействий с заряженными частицами. Приведены данные о лазерных установках мощностью в несколько петаватт и обсуждаются перспективные методы диагностики экстремально интенсивных лазерных импульсов. Рассмотрены эффекты, возникающие при взаимодействии таких импульсов с веществом в условиях доминирования радиационного трения. Подробно изложены методы описания нелинейных квантово-электродинамических процессов, включая эффекты высших порядков. Представлена критика некоторых теоретических результатов и идей, обсуждавшихся в последние годы, включая предсказания возможности влияния сильных лазерных полей на распады ядер и элементарных частиц и концепцию излучения Унру.

Ключевые слова: лазерные поля экстремальной интенсивности, нелинейная квантовая электродинамика, излучение электромагнитных волн, квантовые процессы, радиационное трение, распады ядер и элементарных частиц

PACS numbers: 41.75.Jv, **52.38. – r**, 52.40.Mj

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.03.039335>

Содержание

1. Введение (491).
2. Рекордно высокие интенсивности электромагнитного излучения (492).
 - 2.1. Роль интенсивности поля. 2.2. Мультипетаваттные лазерные установки. 2.3. Методы прямого измерения экстремальных интенсивностей. 2.4. Возможности дальнейшего увеличения пиковых значений интенсивности.
3. Радиационное трение в классическом режиме (497).
 - 3.1. Переход к режиму доминирования радиационного трения. 3.2. Обратный эффект Фарадея, индуцированный радиационным трением.
4. Простейшие квантовые процессы (500).
 - 4.1. Суммирование взаимодействий с внешним полем (представление Фарри). 4.2. Излучение фотона электроном в поле плоской волны и в постоянном поле. 4.3. Фоторождение пары. 4.4. Характерные масштабы, обратное влияние и приближение локально постоянного поля.
5. Процессы высших порядков (509).
 - 5.1. Одностадийные и каскадные процессы. 5.2. Самоподдерживающиеся квантово-электродинамические каскады. 5.3. Радиационные поправки и гипотеза Ритуса – Нарожного.
6. Влияние лазерного поля на распады ядер и элементарных частиц (518).

- 6.1. Пороговое поле для α - и β -распадов. 6.2. Квазиклассическая оценка для скорости α -распада. 6.3. Кинематический и динамический эффекты.
7. О концепции излучения Унру (521).
8. Заключение (522).
- Список литературы (523).

Посвящается памяти Николая Борисовича Нарожного и Владимира Степановича Попова, с которыми авторам посчастливилось работать в течение многих лет

1. Введение

В настоящем обзоре представлено современное состояние исследований в физике взаимодействия электромагнитных полей сверхвысоких интенсивностей с заряженными частицами. В последние десятилетия термины "лазерное поле экстремальной интенсивности" и "физика экстремального света" [1] стали общеупотребительными. Критерий того, какие поля следует называть экстремально сильными, конечно, зависит от рассматриваемых процессов. Поэтому вначале поясним, что подразумевается под этим термином в настоящем обзоре. Во-первых, речь пойдет об импульсах электромагнитного излучения с интенсивностью на пределе возможностей сверхмощных лазерных установок — как работающих в настоящее время, так и тех, ввод которых в эксплуатацию ожидается в обозримом будущем. Этот интервал охватывает интенсивности от 10^{21} Вт см $^{-2}$ до 10^{24} Вт см $^{-2}$. Во-вторых, мы обсудим электромагнитные поля интенсивностью $\simeq 10^{24} - 10^{25}$ Вт см $^{-2}$ и выше, получение которых откроет возможности исследования новых нелинейных эффектов взаимодействия излучения с веществом, а в перспективе и с вакуумом. Пока неясно, насколько скоро интенсивности, превышающие 10^{24} Вт см $^{-2}$, станут доступными в лазерных ла-

С.В. Попруженко^(1,*), А.М. Федотов^(2,†)

⁽¹⁾ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*) sergey.popruzenko@gmail.com, ^(†) AMFedotov@MEPhI.ru

Статья поступила 28 августа 2021 г.,
после доработки 13 марта 2023 г.

бораториях, однако успехи последних лет в разработке и создании сверхмощных лазерных систем позволяют рассчитывать, что и этот рубеж будет достигнут в обозримом будущем.

Теоретические работы, заложившие основу физики сверхсильных лазерных полей, были опубликованы уже в первой половине 1960-х годов [2–5], через несколько лет после создания лазеров. Экспериментальные схемы, направленные на наблюдение эффектов нелинейной квантовой электродинамики (КЭД) в сильных внешних полях, предлагались и обсуждались с конца 1960-х годов [6, 7]. Подробный обзор теоретических результатов в свете их возможного приложения к экспериментам по нелинейному рассеянию лазерного излучения на быстрых электронах приведён в работе [8]. Однако ввиду отсутствия технологий создания достаточно мощных лазерных источников до середины 1990-х годов физика экстремальных световых полей в основном оставалась областью теоретических исследований.

Широкое использование петаваттных лазерных систем [9, 10] в экспериментах по релятивистской нелинейной оптике и физике плазмы, начавшееся с середины 1990-х годов, принесло обильные экспериментальные плоды и стимулировало новые теоретические исследования. Статьи [11, 12] содержат общий обзор состояния этой области исследований и полученных на тот момент результатов. В более специальных обзорных работах подробнее обсуждались: радиационное трение [13, 14], ускорение ионов сверхсильными лазерными полями [14–16], коллективные эффекты, обусловленные фотон-фотонным рассеянием [17] и эффекты нелинейной КЭД [18–22].

С момента публикации перечисленных работ прошло уже довольно много времени, в течение которого, во-первых, было завершено создание нескольких новых лазерных установок, позволяющих поднять планку пиковой интенсивности как минимум на порядок, а во-вторых, появилось большое количество теоретических работ, посвящённых анализу новых режимов взаимодействия и физических эффектов в полях экстремальной интенсивности. По нашей оценке в настоящее время в известных физических журналах ежегодно публикуется не менее 100 работ, посвящённых получению лазерных полей экстремальной интенсивности, их использованию в эксперименте, а также развитию теории процессов в сверхсильных световых полях. Такое обилие нового материала требует его регулярной систематизации. Поэтому обзор недавних достижений в физике экстремальных световых полей представляется нам своевременной задачей.

Отбирая материал, мы не могли не учитывать, что физика экстремальных световых полей сейчас представляет собой область исследований, уже слишком широкую для того, чтобы уместить в одной публикации обзор всех её актуальных направлений. Такая попытка неизбежно привела бы к необходимости ограничиться перечислением многочисленных результатов, в то время как для глубокого проникновения в предмет иногда полезнее подробно разобрать несколько вопросов, чем поверхностно ознакомиться со многими. Поэтому нам представляется более насущным детальное обсуждение нескольких важных задач, привлекающих сейчас внимание исследователей в данной области. Круг рассматриваемых вопросов ограничен в основном эффектами КЭД,

которые могли бы наблюдаться при интенсивностях, достижимых в обозримой перспективе. Поэтому главное внимание уделено обсуждению эффектов взаимодействия отдельных заряженных частиц с лазерными импульсами; взаимодействие с плазмой рассматривается кратко в контексте проблемы радиационного трения. Перечень задач внутри обозначенной тематики не претендует на полноту и сформирован под влиянием научных предпочтений авторов. В него входят следующие пункты: доступные сейчас возможности по получению лазерных пучков сверхвысоких интенсивностей и перспективы на ближайшее десятилетие, а также методы диагностики экстремальных световых полей (раздел 2); эффекты радиационного трения, проявляющиеся при взаимодействии сверхсильных электромагнитных полей с заряженными частицами (раздел 3); элементарные КЭД-процессы в сильных внешних полях и радиационное трение в квантовом режиме (раздел 4); процессы высших порядков во внешнем поле, включая самоподдерживающиеся каскады, радиационные поправки и гипотезу об их усилении в интенсивном поле (раздел 5). Кроме того, мы посчитали полезным дать критический анализ некоторых ошибочных концепций, получивших распространение в рассматриваемой области физики. К данному кругу вопросов относятся дискуссии о возможности увеличения скорости радиоактивных распадов ядер и элементарных частиц в сильном лазерном поле (раздел 6) и концепция излучения Унру (раздел 7).

При таком ограниченном подборе тем многие важнейшие вопросы остаются за пределами настоящего обзора. В частности, много работ последнего времени посвящено рождению электрон-позитронных пар в различных схемах взаимодействия лазерного излучения с мишенями и лазерному ускорению заряженных частиц, генерации вторичного излучения лазерной плазмой и эффектам радиационного трения в квантовом режиме. Для ознакомления с ними мы отсылаем читателя к упомянутым обзорам [14–22] и недавно опубликованным обзорным работам [23–29].

2. Рекордно высокие интенсивности электромагнитного излучения

2.1. Роль интенсивности поля

Как правило, в сверхсильных полях электродинамические процессы протекают в нелинейном режиме, в частности, вероятности этих процессов являются нелинейными функциями напряжённости полей. В то время как при достаточно высокой интенсивности излучения характер проявления тех или иных эффектов определяется также и другими характеристиками лазерного излучения, включая длительность импульса, его энергию, пространственное распределение и поляризацию поля, при интенсивности ниже определённого порога вероятности этих эффектов становятся исчезающе малыми, в принципе исключая возможность их наблюдения. Данное обстоятельство выделяет интенсивность среди других характеристик лазерного излучения.

Интенсивность, обычно определяемая как абсолютное значение вектора Пойнтинга, не является релятивистски инвариантной величиной, поэтому вероятности процессов не определяются её значением непосредственно, а выражаются через инвариантные параметры.

Помимо двух инвариантов [30]

$$\mathcal{F} = \mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2, \quad \mathcal{G} = \mathbf{E}\mathbf{H}, \quad (1)$$

определяемых напряжённостями электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей, в классической и квантовой электродинамике важную роль играют ещё две безразмерные инвариантные величины:

$$a_0 = \frac{eE_0}{m\omega c}, \quad (2)$$

$$\chi = \frac{e\hbar}{m^3 c^4} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p^\nu)^2}, \quad (3)$$

известные как релятивистский и квантовый параметр соответственно. Инварианты a_0 и χ были введены в работе [3], а их смысл подробно обсуждался в [31]. Здесь e и m — абсолютное значение заряда и масса частицы, p^μ — её 4-вектор импульса, c — скорость света, $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, ω — частота электромагнитной волны, E_0 — характерное значение напряжённости поля. В настоящем обзоре мы определяем последнюю величину как $E_0 = \langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2}$, где угловыми скобками обозначено усреднение по времени. В качестве E_0 часто используют также амплитудное значение E_m электрического или магнитного поля. Параметр (2) равен отношению характерного импульса заряженной частицы, осциллирующей под действием волны, к mc , а (3) — отношению электрического поля волны в системе покоя частицы к критическому полю КЭД [32–34]

$$E_{cr} = \frac{m^2 c^3}{e\hbar}. \quad (4)$$

Для электрона $E_{cr} = 1,32 \times 10^{16}$ В см⁻¹. Условия $a_0 \gtrsim 1$ и $\chi \gtrsim 1$ задают области релятивистского (известного в литературе также как многофотонный или непертурбативный по полю) и квантового режимов взаимодействия соответственно. Хотя величина интенсивности и не определяет значений (2) и (3) однозначно, ясно, что наиболее прямой путь к увеличению параметров a_0 и χ состоит в использовании лазерных импульсов с максимально возможной интенсивностью. Поскольку самые мощные лазерные источники работают на длинах волн $\lambda \simeq 1$ мкм, частота ω в (2) не может опускаться ниже границы $\simeq 10^{15}$ с⁻¹. Энергии и импульсы частиц могут изменяться в широких пределах, и экспериментальное наблюдение нелинейных эффектов КЭД в некоторых случаях удастся осуществить за счёт увеличения энергии электронного пучка, а не напряжённости лазерного поля. В качестве примеров можно привести известный эксперимент E-144 по наблюдению эффекта Брейта–Уиллера на установке SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) [8, 37, 38] и недавние исследования нелинейного томсоновского рассеяния интенсивного лазерного излучения на ультрарелятивистских электронных пучках [39, 40]. Однако во многих случаях энергии заряженных частиц в эксперименте не являются заданными внешними пара-

метрами, а определяются характером протекания процессов рассеяния и излучения в плазме, возникающей при взаимодействии мощного лазерного пучка с мишенью². Таким образом, именно интенсивность лазерных полей является той характеристикой, возможности увеличения которой в наибольшей степени определяют перспективы исследований в этой области физики.

Напомним, что в поле плоской волны интенсивность $\mathcal{I}$ связана с амплитудным значением E_m электрического поля и эллиптичностью δ соотношением

$$\mathcal{I} = \frac{c}{8\pi} E_m^2 (1 + \delta^2), \quad (5)$$

где $\delta = 0$ для линейной поляризации и $\delta = \pm 1$ для циркулярной. В жёстко фокусированных пучках, поле которых может сильно отличаться от поля плоской волны, связь между $\mathcal{I}$ и E_0 или другой величиной, включая инварианты (1)–(3), не является универсальной и определяется распределением полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ в фокальной области. В ряде случаев, например, в задаче о рождении электрон-позитронных пар из вакуума, сколь угодно высокая интенсивность ещё не говорит о возможности наблюдения эффекта, вероятность которого определяется значениями инвариантов (1), в поле плоской волны равных нулю. Здесь принципиальную роль играет зависимость $\mathcal{F}(\mathcal{I})$, определяемая характером фокусировки. Анализ такой зависимости на примере точных решений уравнений Максвелла для жёстко фокусированных пучков можно найти в работах [42, 43].

2.2. Мультипетаваттные лазерные установки

История роста максимальной интенсивности лазерного излучения начиная с 1960 г. до настоящего момента показана на рис. 1. Нанесены и значения интенсивности,

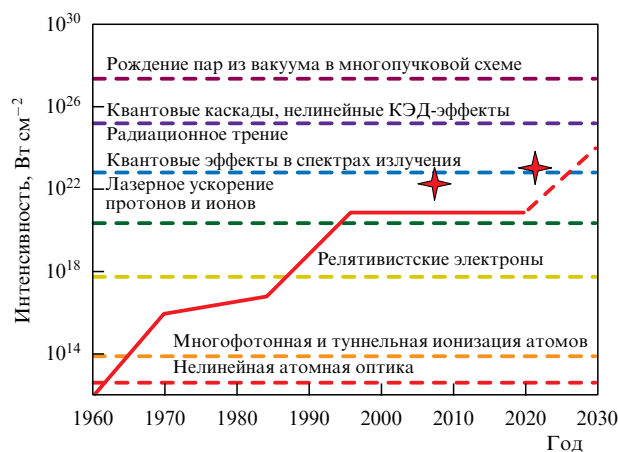


Рис. 1. Максимальная интенсивность лазерного излучения в разные годы (сплошная ломаная линия) и ожидаемое поведение этой величины в ближайшие годы (штриховой участок ломаной). Звёздами отмечены рекордные значения, о достижении которых сообщалось в работах [48, 49]. Эти сообщения пока не подтверждены наблюдением физических эффектов, характерных для заявленных величин интенсивности. Горизонтальными прямыми показаны ориентировочные пороги наблюдения больших групп нелинейных электродинамических эффектов или режимов взаимодействия.

¹ Рекордно высокие интенсивности электромагнитного излучения могут быть достигнуты также с помощью рентгеновских лазеров с энергиями фотонов $\simeq 1$ кэВ [35, 36], однако в таких полях из-за малой длины волны не реализуется интересующий нас здесь релятивистский режим взаимодействия, $a_0 \gg 1$.

² Такая схема известна в литературе как полностью оптическая установка (all-optical setup) [41].

достижение которых ожидается в ближайшей перспективе (см. также рис. 1 в обзоре [44] и рис. 2 в обзоре [28]). Резкий рост пиковой интенсивности начался в середине 1980-х годов благодаря внедрению технологии усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification — CPA) [45] и её модификации, использующей параметрическое усиление (Optical Parametric CPA — OPCPA) [46]. Принцип действия CPA основан на растяжении лазерного импульса во времени на несколько порядков, повторном его усилении до предельной мощности, определяемой порогом разрушения активной среды лазерной системы, и последующим сжатием до первоначальной длительности фемтосекундного временного масштаба. Разработка технологии CPA, позволившей увеличить интенсивность лазерного излучения примерно на восемь порядков, отмечена Нобелевской премией по физике за 2018 г. Второе плато, находящееся на уровне $\approx 10^{21}$ Вт см $^{-2}$, является следствием насыщения максимальной мощности лазерного излучения P_L , достигнутой в конце XX века [47] и остававшейся практически неизменной до начала 2020-х годов.

Для роста пиковой мощности за пределы ≈ 1 ПВт необходимо дальнейшее увеличение поперечных размеров усиливающих и оптических элементов лазерных систем, что требует преодоления значительных технологических трудностей. В результате переход от мощности ≈ 1 ПВт к ≈ 10 ПВт растянулся на десятилетия. К моменту написания настоящего обзора построено несколько установок 10-петаваттного класса, включая Extreme Light Infrastructure (ELI) в Венгрии, Румынии и Чехии [50, 51], Apollon во Франции [52], Superintense Laser Facility (SULF) [53–56] в КНР, а также установки в Advanced Photonics Research Institute (APRI) и Center for Relativistic Laser Science (CoReLS) в Южной Корее [57]. Установки, рассчитанные на достижение 100–200-петаваттного уровня мощности, пока находятся в стадии проектирования [58–60].

По известной мощности лазерного излучения $P_L \approx W_L/\tau_L$, где W_L и τ_L — энергия и длительность импульса соответственно, можно оценить максимальное значение интенсивности в фокусе как

$$I_{\max} \approx \kappa \frac{P_L}{\lambda^2}. \quad (6)$$

Величина коэффициента κ зависит от соотношения между углом сходимости пучка и дифракционным углом [44]. Для короткофокусных зеркал, применяемых при получении жёстко фокусированных пучков, характерное значение $\kappa \approx 0,5$ и оценка (6) для $\lambda = 1$ мкм и $P_L = 1$ ПВт даёт $I_{\max} \approx 5 \times 10^{22}$ Вт см $^{-2}$. При тех же условиях лазерный импульс мощностью в 200 ПВт [58] позволил бы достигнуть пиковой интенсивности около 10^{25} Вт см $^{-2}$.

Максимальные значения интенсивности, достигаемые в лабораторных условиях, могут оказаться ниже предсказываемых формулой (6). Петаваттные лазеры, по-видимому, стабильно обеспечивают мощность излучения на мишени 300–400 ТВт и интенсивность около 5×10^{21} Вт см $^{-2}$. В ряде случаев удаётся достигнуть интенсивности $\approx 10^{22}$ Вт см $^{-2}$ [48, 61–63] и выше на петаваттных и даже субпетаваттных лазерах. Наконец, в недавней работе [49] было заявлено о достижении интенсивности $\approx 10^{23}$ Вт см $^{-2}$ на лазерной установке CoReLS мощностью 4 ПВт. Хотя этот результат было бы же-

лательно подтвердить и прямым измерением интенсивности в фокусе (о методах измерения сверхвысоких интенсивностей см. раздел 2.3), нет оснований сомневаться в том, что в скором времени эксперименты с лазерными пучками интенсивностью $\approx 10^{22}–10^{23}$ Вт см $^{-2}$ станут рутинными.

2.3. Методы прямого измерения экстремальных интенсивностей

Распределения электромагнитного поля в пучке, включая интенсивность и фазу, легко измеряются оптическими методами при пониженной мощности лазера. Результаты таких измерений можно затем экстраполировать в область высоких мощностей, предполагая, что прохождение пучка через оптические системы лазера слабо зависит от мощности. Так были получены оценки рекордных интенсивностей в работах [48, 49]. Альтернативный подход к оценке высоких значений интенсивности основан на наблюдении в фокальной области физических эффектов, демонстрирующих высокую чувствительность к величине электромагнитного поля. В связи с ожидаемым переходом к интенсивностям $10^{22}–10^{24}$ Вт см $^{-2}$ в последние годы активно обсуждается вопрос о том, какие эффекты можно было бы использовать для таких измерений. Предложено несколько методов калибровки сверхвысоких интенсивностей. Требования к ним состоят в том, чтобы:

1) применять разрежённые мишени — иначе возникающие в процессе взаимодействия плазменные поля будут существенно влиять на исследуемые процессы и измерялось бы не поле в лазерном пучке, а суммарное поле лазерной волны и плазменной системы;

2) использовать предпочтительно локальные эффекты, вероятности которых определяются мгновенным значением электромагнитного поля в интересующей точке пространства;

3) обеспечить сильно нелинейный режим взаимодействия, при котором сечения процессов резко зависят от интенсивности, что позволило бы с учётом условий 1 и 2 провести достаточно точное измерение.

Указанным требованиям в той или иной мере удовлетворяет несколько процессов: нелинейное томсоновское рассеяние [64–66]; рассеяние электронов [66, 67]; рассеяние ионов, включая протоны [68], и туннельная ионизация атомов [69–74]. Ниже мы кратко комментируем каждый из них.

Нелинейное томсоновское рассеяние. Поскольку при рассматриваемых интенсивностях и длинах волн релятивистский параметр (2) $a_0 \gg 1$, движение электрона становится существенно нелинейным и спектр излучения содержит значительное число гармоник основной частоты. В классическом пределе $\chi \ll 1$ такой процесс излучения гармоник известен как нелинейное томсоновское рассеяние (НТР) [75]. В случае движения электрона в поле монохроматической плоской волны спектрально-угловые распределения излучения подробно исследованы, например, в [75], а для более общего случая нелинейного комптоновского рассеяния (НКР), когда отдача излучаемых фотонов играет существенную роль, — в [4, 76]. Подробно теория НКР обсуждается в разделе 3.2. В обоих случаях форма угловых распределений и спектров излучения существенно зависит от a_0 , что в принципе позволяет оценить величину интенсивности. Кроме того, в коротких импульсах форма распределений также зависит

от длительности и вида временной огибающей, что потенциально позволяет извлечь данные и об этих характеристиках лазерного излучения.

В работе [64] предлагается измерять значение интенсивности по величине отсечки углового распределения излучения ультрарелятивистского электрона, испытывающего лобовое столкновение с лазерным импульсом. Теоретический анализ, приведённый в [64], показывает, что интенсивность $\simeq 4 \times 10^{22}$ Вт см⁻² может быть определена с 10-процентной точностью, если используется электронный пучок с разбросом по энергии $\approx 5\%$, а положение угла отсечки измеряется с точностью $\approx 10\%$. В работе [66] предлагается исследовать одновременно излучение электронного пучка и его рассеяние на лазерном импульсе также в схеме с лобовым столкновением. При этом высокая точность определения интенсивности может быть достигнута при выполнении условий $\gamma \gg a_0$ и $b \ll w_0$, где γ — релятивистский гамма-фактор электронов, b — ширина электронного, а w_0 — лазерного пучка. Показано, что в данном случае одновременное измерение ширины углового распределения излучения и средней энергии электронов до и после столкновения позволяет определить величину a_0 с точностью около 10 %. Таким образом, обе схемы могут обеспечить высокую точность измерения, однако они трудны в практической реализации, поскольку требуют использования внешнего релятивистского электронного пучка с высоким качеством контроля над его параметрами.

Более удобные для экспериментальной реализации схемы основаны на использовании излучения электронов, образующихся при воздействии исследуемого лазерного пучка на мишень. В эксперименте [65] максимальное значение интенсивности лазерного пучка измерялось по сдвигу второй гармоники основной частоты, возникающему вследствие пондеромоторного эффекта, который также можно интерпретировать как появление у электрона, колеблющегося в световом поле, эффективной массы [75, 77]. Наблюдался процесс НТР на электронах, возникающих при ионизации молекулярного азота при низком ($\approx 10^{-3}$ атм) давлении, исключающем влияние столкновений и коллективных плазменных эффектов. Найденное таким способом значение интенсивности $\approx 10^{18}$ Вт см⁻² оказалось в хорошем согласии с результатами измерений распределения энергии лазерного излучения в фокальном пятне при пониженной мощности пучка. Основная неточность такой схемы измерения связана с тем, что сдвиг частоты излучаемых гармоник зависит не только от интенсивности, но и от начальных условий движения электрона, определяемых моментом ионизации. В обсуждаемом эксперименте однократная туннельная ионизация молекул азота происходила на переднем фронте лазерного импульса, что позволяло считать электрон покоящимся до начала взаимодействия. При более высоких значениях интенсивности будет происходить ионизация внутренних оболочек атомов, в результате чего электроны будут выбрасываться в континуум практически постоянно в течение действия лазерного импульса. Это приведёт к исчезновению однозначной связи между величиной a_0 и частотой гармоники; последняя в таких условиях будет значительно уширена. Дополнительными факторами, уширяющими спектр гармоник и понижающими точность измерения, являются малые размер фокального пятна и длительность лазерного импульса. Таким образом, схе-

ма, основанная на наблюдении спектра томсоновского рассеяния, становится менее надёжной с возрастанием интенсивности. Следует, однако, отметить, что при $I > 10^{25}$ Вт см⁻² будет наблюдаться НТР света на протонах, которое может быть использовано для тех же целей [65].

Рассеяние электронов и ионов на лазерных пучках. Возможности определения пиковой интенсивности лазерного пучка по рассеянию на нём электронов и протонов теоретически проанализированы во многих работах, включая недавние [67, 68, 78, 79]. Импульсные распределения электронов или протонов, испытавших взаимодействие с лазерным пучком, несут подробную информацию о распределении электромагнитных полей в пучке, однако её извлечение требует решения обратной задачи, что в большинстве случаев крайне сложно, если вообще возможно. Для упрощения таких расчётов обычно требуются определённые предположения о распределении поля в фокусе [67]. Как и в случае томсоновского рассеяния, экспериментальную реализацию можно упростить, если отказаться от использования внешнего пучка, параметры которого необходимо точно контролировать, и измерять импульсные распределения заряженных частиц, образующихся внутри фокуса за счёт ионизации. Такой метод диагностики, основанный на измерении импульсных распределений протонов, возникающих в процессе ионизации водорода интенсивным лазерным пучком, теоретически проанализирован в работе [68]. Показано, что при интенсивностях $I \leq 10^{24}$ Вт см⁻², для которых протоны остаются нерелятивистскими, положение отсечки их энергетического спектра определяется пиковым значением интенсивности. Для той же цели можно использовать положение отсечки спектра тяжёлых ионов, образующихся в процессе многократной туннельной ионизации [79].

Туннельная ионизация тяжёлых атомов. Туннельная ионизация атомов и ионов является наиболее "локальным" способом определения интенсивности, поскольку отрыв электрона от атома происходит в пространственной области, по масштабу сопоставимой с атомным размером, за время, много меньшее периода колебаний электромагнитной волны лазерного импульса. Вероятность ионизации резко зависит от напряжённости поля электромагнитной волны и в туннельном режиме, который для рассматриваемых параметров реализуется с большим запасом, определяется в основном туннельной экспонентой [80–82]:

$$w(t) \sim \exp\left(-\frac{2E_{\text{ch}}}{3E(\mathbf{r}, t)}\right), \quad (7)$$

где $E(\mathbf{r}, t)$ — абсолютное значение электрического поля волны в момент ионизации t в точке расположения иона, $E_{\text{ch}} = E_{\text{at}}(I_p/I_H)^{3/2}$ — характерное поле для связанного состояния с потенциалом ионизации I_p , $E_{\text{at}} = 5,14 \times 10^9$ В см⁻¹ — атомное поле, $I_H = 13,6$ эВ — потенциал ионизации основного состояния атома водорода. В интересующей нас области экстремальных лазерных полей из-за сильной нелинейности вероятности (7) степень ионизации многоэлектронного атома оказывается очень чувствительной к пиковому значению интенсивности, что позволяет развить метод измерения, основанный на наблюдении многозарядных ионов, возникающих при ионизации разреженных газовых пучков. Метод экспериментально апробирован для интенсивностей

$\mathcal{I} \simeq 10^{19}$ Вт см⁻² в работах [69, 70]. В работе [71] наблюдение многократно заряженных ионов, возникающих при ионизации атомов неона и криптона на пета-ваттной лазерной установке Sandia Z, также продемонстрировало возможность определения интенсивности этим методом.

Резкая зависимость вероятности туннелирования от амплитуды приложенного поля в (7) приводит к тому, что населённость уровня в атоме или ионе, характеризуем определёнными значениями потенциала ионизации I_p , заряда атомного остатка Z (для нейтральных атомов $Z = 1$; величина заряда входит в вероятность через значение эффективного главного квантового числа $\nu = Z\sqrt{I_H/I_p}$, орбитального l и магнитного m квантовых чисел, ведёт себя практически как ступенчатая функция напряжённости лазерного поля $E(t)$ (см., например, рис. 3 в работе [72]), что позволяет сформулировать простой критерий полной ионизации уровня с потенциалом I_p [72]:

$$E_m > E_{\text{ion}} = 0,05(2I_p)^{3/2}, \quad (8)$$

$$\mathcal{I} > \mathcal{I}_{\text{ion}} = 8,79 \times 10^{-7} \left(\frac{I_p}{I_H} \right)^3 [10^{20} \text{ Вт см}^{-2}].$$

Согласно оценочной формуле (8) при интенсивности $\mathcal{I} = 10^{20}$ Вт см⁻² будут освобождены от электронов все уровни с $I_p < 1,4$ кэВ, что отвечает полной ионизации неона ($I_p(\text{Ne}^{9+}) = 1362$ эВ), а при интенсивности $\mathcal{I} = 2 \times 10^{24}$ Вт см⁻² следует ожидать полной ионизации ксенона. Даже при таких высоких интенсивностях для расчёта вероятностей ионизации достаточно использовать нерелятивистские формулы [72, 83]. На рисунке 2 показана функция $I_p(\mathcal{I})$ (т.е. зависимость, обратная (8)) с нанесёнными на вертикальной оси величинами потенциалов ионизации некоторых ионов. Эта качественная зависимость позволяет выбрать атом, ионизация которого могла бы использоваться для калибровки интенсивности лазерного излучения в заданном интервале.

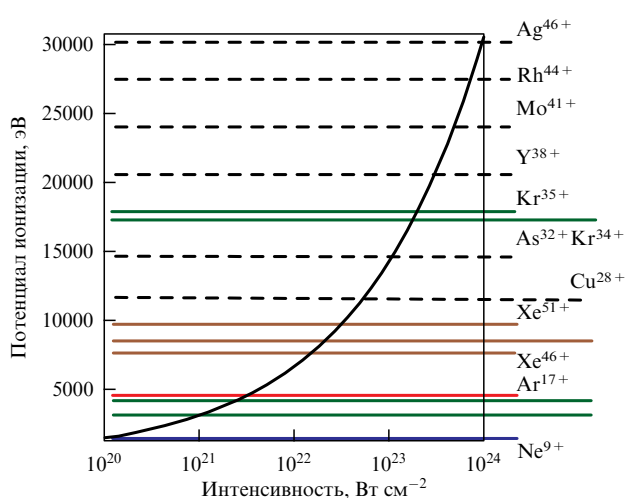


Рис. 2. Зависимость (8) максимального значения потенциала ионизации, при котором ещё происходит быстрый отрыв электрона, от интенсивности лазерного излучения. По вертикальной оси отложены потенциалы ионизации некоторых многозарядных ионов благородных газов и металлов. Наблюдение этих ионов в лазерном фокусе позволит локализовать пиковое значение интенсивности в выбранном интервале. (Из работы [72].)

Ионизационный метод измерения обладает помимо чувствительности к локальному значению электромагнитного поля ещё одним существенным преимуществом: количественная теория туннельной ионизации хорошо разработана и представлена простыми и достаточно точными аналитическими выражениями для скорости ионизации атомных уровней [80, 84, 85]. В работах [72–74] подробно проанализированы различные факторы, которые могут повлиять на возможность измерения интенсивности таким методом. Показано, что отклонение от туннельного режима ионизации в сторону надбарьерного и усреднение ионного сигнала по лазерному фокусу вносят существенные неопределённости в точность извлечения пикового значения интенсивности; тем не менее можно рассчитывать на точность измерения 30–50 %.

2.4. Возможности дальнейшего увеличения пиковых значений интенсивности

Нет оснований сомневаться в том, что на новых установках 10-петаваттного уровня мощности будут достигнуты интенсивности в несколько единиц 10^{23} Вт см⁻², а описанные выше методы измерения *in situ* позволят провести их надёжную калибровку. Однако несомненный интерес представляет дальнейшее повышение пиковой интенсивности лазерного излучения, поскольку большая часть неисследованных нелинейных эффектов классической и квантовой электродинамики располагается в области $\mathcal{I} > 10^{24}$ Вт см⁻² (см. рис. 1). Наиболее прямой путь связан с повышением мощности до уровня 100 ПВт и выше. Существующие в настоящее время проекты суб-экзаваттных лазерных установок находятся в стадии разработки [58–60] и объём инженерных и технических задач, решение которых потребуется для выхода на такой уровень мощности, ещё не полностью ясен. Альтернативные пути повышения интенсивности, позволяющие остаться в пределах уже достигнутых мощностей 1–10 ПВт, состоят в использовании многопучковой технологии, оптимизации распределения интенсивности в фокусе с помощью адаптивной оптики и дальнейшем уменьшении длительности лазерного импульса.

Технически сложное, но всё же осуществимое [86–88] разделение лазерного пучка на несколько в случае надёжного контроля относительной фазы, обеспечивающего конструктивную интерференцию при сложении пучков, позволит получить пространственное распределение поля с локально более высокими, чем в исходном пучке, значениями интенсивности и других важных параметров, например инварианта $\mathcal{F}$, определяющего вероятность образования электрон-позитронных пар. В работе [43] показано, что применение многопучковой схемы может привести к снижению порога рождения электрон-позитронных пар из вакуума почти на два порядка. Успешные примеры коррекции волнового фронта лазерного пучка, позволяющей существенно улучшить картину распределения интенсивности в фокусе, приводятся в недавней работе [49]. Наконец, дальнейшее уменьшение длительности уже усиленного лазерного импульса может обеспечить увеличение пиковой интенсивности ещё в несколько раз.

В работах [44, 89–91] был развит и реализован на базе установки PEARL (PEtawatt pARametric Laser) Института прикладной физики РАН метод повторного сжатия лазерных импульсов, получивший название CaFCA (Compression after Compression Approach). Схема нели-

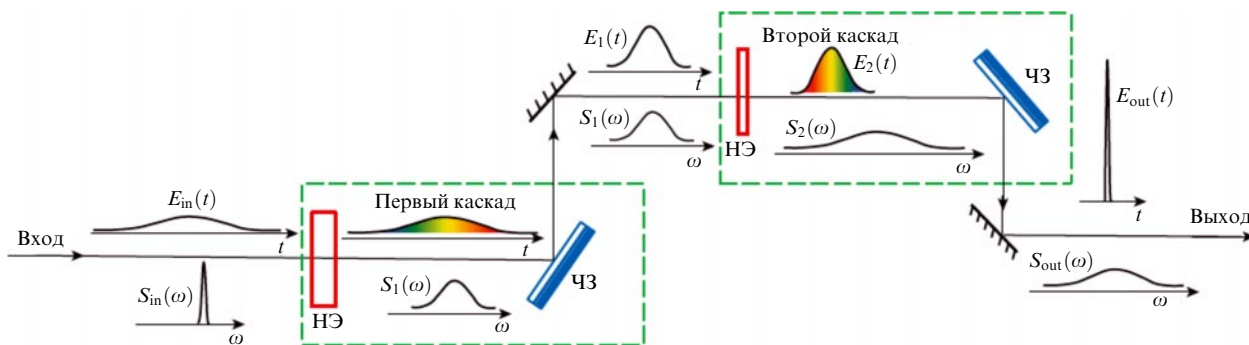


Рис. 3. Принципиальная схема метода CafCA, реализованного в работе [89]. Лазерный импульс $E_{in}(t)$ с полной энергией 17 Дж, центральной длиной волны 910 нм и длительностью от 54 до 74 фс, полученный на установке PEARL, пропусклся через нелинейный элемент (НЭ) (кварцевая пластинка), что привело к уширению спектра $S(\omega)$ и модуляции фазы $\varphi(\omega)$ относительно их первоначальных значений $S_{in}(\omega)$ и $\varphi_{in}(\omega)$. Отражение импульса от двух chirpiрующих зеркал (ЧЗ) меняет функцию $\varphi(\omega)$ так, что длительность импульса стремится к предельной, уменьшаясь до 11 фс. (Из работы [89].)

нейной компрессии лазерных импульсов, показанная на рис. 3 (см. также [91, рис. 1]), была предложена ещё в 1960-е годы [92, 93]. Суть её заключается в уширении спектра лазерного импульса при его пропускании через нелинейный оптический элемент. В результате лазерный импульс с длительностью после процесса СРА, близкой к предельной, $\tau_{min} \simeq 1/\Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — ширина спектра, может быть сжат ещё в несколько раз практически без потери энергии. Такой метод уменьшения длительности импульса и соответственного увеличения его пиковой интенсивности в настоящее время может применяться вне зависимости от мощности лазера, что делает его подходящим инструментом для дальнейшего увеличения интенсивности лазерного излучения без повышения энергии импульса. Эффективность метода CafCA продемонстрирована в работах [89, 91] на примере сжатия на установке PEARL лазерного импульса с первоначальной длительностью 60–70 фс до 11 фс. При этом пиковая мощность излучения возросла до 1,5 ПВт. Учитывая возможность применения метода для широкого круга мощных лазерных систем, можно рассчитывать, что с его помощью на лазерных источниках с затравочной мощностью $\simeq 10$ ПВт и длительностью импульса $\simeq 50$ фс будут достигнуты интенсивности $\mathcal{I} > 10^{24}$ Вт см $^{-2}$. Подробное описание метода CafCA, включая историю его разработки и примеры использования в лазерах высокой мощности, приводится в обзоре [44] и работах [89–91].

Хотя на сегодняшний день наибольшие интенсивности достигнуты с помощью лазеров инфракрасного диапазона, в качестве альтернативы им рассматриваются мощные источники когерентного коротковолнового излучения. Основное преимущество использования ультрафиолетового и рентгеновского излучения для достижения экстремальных интенсивностей заключается в возможности фокусировки пучка в гораздо меньшем объёме $\sim \lambda^3$, что существенно снижает требования к полной энергии в импульсе. Современные лазеры на свободных электронах позволяют достигнуть интенсивностей не менее 10^{20} Вт см $^{-2}$ [94]. Также обсуждаются возможные схемы конверсии мощных лазерных импульсов в коротковолновые и их жёсткой фокусировки. В частности, идея релятивистского плазменного зеркала [95, 96] реализована в экспериментах [97, 98]. Моделирование процесса отражения мощного лазерного импульса от вогнутой плазменной поверхности [99] также продемонстриро-

вало возможность жёсткой фокусировки высоких гармоник, генерируемых при отражении, и достижения экстремальных значений интенсивности в такой схеме.

3. Радиационное трение в классическом режиме

Сила радиационного трения, возникающая вследствие передачи импульса системы заряженных частиц испускаемому ими излучению, хорошо изучена в классической физике. Фундаментальная проблема введения классической силы радиационного трения как самодействия излучающего заряда снимается, как известно, пертурбативной трактовкой уравнения Абрахама–Лоренца–Дирака [100, 101], приводящей к выражению для этой силы в форме Ландау и Лифшица [30]. Основы теории радиационного трения в классической электродинамике с обсуждением задач, в которых оно играет существенную роль, содержатся в широко известных книгах [30, 102, 103] и в оригинальных работах, ссылки на которые можно найти в обзорах [11, 12, 24]. В указанных работах и в обзоре [104] обсуждается несколько точно решаемых задач электродинамики, которые оказались полезными при построении различных моделей, описывающих эффекты радиационного трения, а также для анализа принципиальных вопросов теории, таких как результативное отличие разных форм записи силы радиационного трения. Поскольку недавний обзор [24], посвящённый проблеме радиационного трения в классической и квантовой физике, даёт подробное описание современного состояния теории, численного моделирования и эксперимента, в настоящей работе мы ограничимся обсуждением вопроса о пороге "включения" радиационного трения с возрастанием интенсивности и о возможности наблюдения коллективных эффектов, порождаемых радиационным трением в лазерной плазме.

3.1. Переход к режиму доминирования радиационного трения

Из классической электродинамики [30, 102, 103] известно, что, за исключением некоторых специальных случаев, таких как *продольное* движение в однородном электрическом или в скрещённом поле, для ультрарелятивистских частиц с $\gamma \gg 1$ классическая сила радиационного трения $\mathbf{F}_{rad}$ возрастает квадратично с увеличением энергии час-

тицы $\mathcal{E}$ и напряжённости поля E :

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} \sim -\mathcal{E}^2 E^2 \mathbf{n}_v. \quad (9)$$

Здесь E задаёт порядок величины не только электрического, но и магнитного поля, $\mathbf{n}_v$ — единичный вектор, направленный вдоль скорости частицы. Такая зависимость является следствием выражения для силы радиационного трения $\mathbf{F}_{\text{rad}} = -P\mathbf{n}_v/c$, верном при условии $\gamma \gg 1$, где P — мощность излучения,

$$P = -\frac{2}{3} e^2 c \frac{du^\mu}{ds} \frac{du_\mu}{ds} \sim \alpha \chi^2. \quad (10)$$

Здесь u^μ — 4-вектор скорости, s — интервал.

Сила Лоренца $\mathbf{F}_L$ линейна по полю. В итоге с возрастанием напряжённости электромагнитного поля и энергии заряженных частиц должна реализоваться ситуация, известная как *доминирование радиационного трения*, т.е. такой режим взаимодействия, при котором силы F_L и F_{rad} как минимум сопоставимы по величине, а возможно, $F_L \ll F_{\text{rad}}$.

Режим доминирования радиационного трения подробно исследован в физике космических лучей и ускорителей заряженных частиц, т.е. в ситуации, когда условие $F_L \ll F_{\text{rad}}$ выполняется благодаря высоким кинетическим энергиям излучающих частиц. При этом электромагнитные поля в лабораторной системе отсчёта могут оставаться достаточно слабыми. Среди известных примеров такого рода — торможение электронов со сверхвысокими энергиями, $\mathcal{E} \simeq 10^{18}$ эВ, в магнитном поле Земли напряжённостью $\simeq 1$ Гс. Сверхсильные лазерные поля создают другую возможность для достижения похожего режима взаимодействия — за счёт увеличения напряжённости поля. Поскольку при этом заряженные частицы, если они не инжектированы в лазерный фокус извне с заданной высокой энергией, имеют энергию $\mathcal{E} \sim mc^2 a_0$, сила радиационного трения очень быстро возрастает с увеличением интенсивности лазерной волны:

$$F_{\text{rad}} \sim a_0^4. \quad (11)$$

Как обсуждалось в разделе 2.1, режимы взаимодействия определяются значениями инвариантных параметров, среди которых важную роль играют (2) и (3). Введём ещё один параметр, отвечающий за "включение" радиационного трения. Для его определения удобно рассмотреть излучение в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны и приравнять энергию, излучаемую электроном за период [75], его кинетической энергии. Такая оценка накладывает следующее условие на границу, разделяющую два режима взаимодействия — со слабым и сильным радиационным трением:

$$\xi = \frac{P}{\omega \gamma mc^2}. \quad (12)$$

Подставляя в (12) выражение для мощности излучения и гамма-фактора электрона, движущегося в поле волны (проще всего это сделать в системе отсчёта, где электрон в среднем покоится), получим

$$\xi = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0}{\lambda} a_0^3, \quad (13)$$

где $r_0 = 2,8 \times 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, а длина волны лазерного излучения λ измеряется в

определённой выше специальной системе отсчёта. С учётом этого параметр ξ является релятивистски инвариантным. Для $\lambda = 0,8$ мкм $\xi = 1$ при $a_0 \approx 400$, что отвечает интенсивности $\mathcal{I} \approx 7 \times 10^{23}$ Вт см⁻². Следовательно, возможности вводимых сейчас в строй мультиметаваттных лазерных установок близки к тому, чтобы достичь режима доминирования радиационного трения (см. рис. 1), причём не только для единичных электронов или разрежённых пучков, но и для плотной плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного импульса с твёрдыми мишенями.

С дальнейшим возрастанием интенсивности лазерного излучения всё более существенными будут становиться квантовые эффекты, связанные с отдачей при излучении фотонов электроном. Переход от режима нелинейного томсоновского рассеяния к нелинейному эффекту Комптона происходит при достижении квантовым параметром χ (3) значений, близких к единице. При $\chi \simeq 1$ импульс, теряемый электроном в единичном акте излучения, велик, так что понятие классической траектории теряет смысл, а вместе с тем становятся неприменимыми и выражения для силы радиационного трения, полученные в рамках классической электродинамики. В таком режиме описание эффектов радиационного трения осуществляется в основном с помощью моделирования последовательных актов излучения методом Монте-Карло (см. разделы 5.1 и 5.2). Детальное описание радиационного трения в квантовом режиме выходит за рамки настоящего обзора, более подробное обсуждение современных подходов и недавних результатов в этой области можно найти в работах [24, 28, 29]. Отметим, что квантовые эффекты начинают заметно влиять на процесс излучения и величину силы радиационного трения уже при $\chi \lesssim 1$. В этой области хорошо работает квазиклассическое описание, развитое в работах [31, 105, 106], причём мощность излучения и сила радиационного трения задаются классическими формулами, в которые вводится поправочный фактор подавления Гаунта, оказывающийся существенным уже при $\chi \simeq 0,1$ [107–109].

3.2. Обратный эффект Фарадея, индуцированный радиационным трением

При $\xi \simeq 1$ траектории заряженных частиц в поле электромагнитной волны начинают заметно отклоняться от рассчитанных с учётом только силы Лоренца, а при $\xi \gg 1$ эти отклонения качественно меняют динамику. Изменения особенно хорошо видны на примерах точно решаемых задач о движении электрона в поле плоской волны [110] и однородной плазмы в поле циркулярно поляризованной плоской волны [104]. Поправки, вносимые силой радиационного трения в динамику, проявляются в различных эффектах, возникающих при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с плазмой, включая процесс ускорения заряженных частиц и спектрально-угловые распределения вторичного излучения. Однако их влияние, в частности, на ускорение ионов, пока изучено довольно фрагментарно — отдельные проведённые моделирования не складываются в полную картину. Так, с одной стороны, продемонстрировано, что радиационное трение слабо влияет на ускорение ионов в режиме светового паруса (тонкой сильно непрозрачной мишени) [111–113]. Это представляется естественным, поскольку в таком режиме лазерное поле, проникающее в мишень на глубину скин-слоя, действует лишь на малую

часть электронов мишени. С другой стороны, отмечено, что учёт радиационного трения электронов может существенно уменьшить энергию ионов, ускоряемых в толстой непрозрачной мишени [114]. Наконец, радиационное трение существенно сказывается на динамике лазерной плазмы в тонких оптически прозрачных мишенях, в которых порог релятивистски индуцированной прозрачности, вообще говоря, зависит от толщины мишени, интенсивности лазерного импульса [115], его длительности [116] и других параметров. В частности, в последнем случае радиационное трение может приводить к усилению разделения заряда [117, 118] и к возрастанию энергии ускоряемых ионов [114, 119, 120].

Особый интерес представляют плазменные явления, возникающие именно вследствие радиационного трения. В классическом режиме взаимодействия $\chi \ll 1$ к эффектам такого типа относится, в частности, генерация коротких всплесков γ -излучения в режиме доминирования радиационного трения [121] (см. также литературу, цитируемую в обзорах [12, 28]). Другой недавно теоретически исследованный эффект радиационного трения состоит в возбуждении продольного квазистатического магнитного поля при отражении интенсивного лазерного импульса от плазменного слоя со сверхкритической плотностью $n > n_{cr}$ [122]. Здесь n_{cr} — концентрация электронов, при превышении которой не происходит распространения лазерной волны в плазме [11, 123]. При $n > n_{cr}$ лазерная волна проникает в плазму на глубину скин-слоя, что достаточно для возбуждения мощных электронных токов и излучения в приповерхностном плазменном слое. При высоких энергиях электронов, достигаемых в сверхсильном лазерном поле, эффективная частота парных столкновений мала и столкновительное поглощение энергии лазерного излучения не играет существенной роли даже при высокой плотности плазмы $n \simeq 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Бесстолкновительное приближение лежит в основе многих важных моделей и точно решаемых задач физики релятивистской лазерной плазмы [11]. В таких условиях излучение высоких частот, по свойствам близкое к синхротронному, становится основным механизмом диссипации энергии лазерного импульса, помимо её перехода в кинетическую энергию поступательного движения ускоренных электронов и ионов. Коэффициент диссипации η , который удобно определить как отношение энергии, излучённой на высоких частотах, к первоначальной энергии лазерного импульса, возрастает с увеличением интенсивности, по крайней мере до выхода из классического режима взаимодействия, т.е. при $\chi \ll 1$ [124]. На языке макроскопической электродинамики это означает, что мнимая часть диэлектрической проницаемости плазмы, убывающая по величине с возрастанием интенсивности в интервале $10^{18} - 10^{21} \text{ Вт см}^{-2}$ вследствие подавления столкновений, снова начинает возрастать с дальнейшим увеличением $\mathcal{I}$ уже за счёт радиационного трения [125]. В результате плазма, образуемая при облучении плёнок или поверхностей лазерным излучением интенсивностью более $10^{22} \text{ Вт см}^{-2}$, становится диссипативной средой, в которой циркулярно поляризованная волна возбуждает продольное квазистатическое магнитное поле, — явление, известное в литературе как обратный эффект Фарадея [126–128]. Численные расчёты, выполненные методом частиц в ячейках (Particle-In-Cell, PIC), с включением классической силы радиационного трения в уравнения

движения квазичастиц [122, 124] предсказывают эффект возбуждения продольного магнитного поля напряжённостью в несколько ГГц при взаимодействии циркулярно поляризованного фемтосекундного лазерного импульса интенсивностью $10^{23} - 10^{24} \text{ Вт см}^{-2}$ с плазменным слоем сверхкритической плотности в режиме, называемом в англоязычной литературе *hole boring*, т.е. образования канала в плотной закритичной плазме под действием лазерного излучения [129–131].

Аналитическая модель, развитая в [122, 132], на основе закона сохранения момента импульса и макроскопических уравнений, связывающих передачу момента импульса $\Delta L_x \approx \pm \Delta N \hbar$ от лазерного поля плазме (здесь ΔN — число поглощённых фотонов лазерной волны, а знак зависит от её поляризации), позволяет предсказать зависимость максимального значения B_{xm} продольного магнитного поля от амплитуды лазерной волны E_m и коэффициента диссипации η :

$$B_{xm} \simeq C \eta E_m, \quad E_m \equiv a_0 B_0, \quad B_0 = \frac{mc\omega}{e} = 0,134 \text{ ГГц}. \quad (14)$$

Здесь $C \approx 0,1 - 0,2$ — числовой коэффициент, зависящий в основном от формы лазерного импульса. Оценки амплитуды магнитного поля B_{xm} и её зависимости от интенсивности, которые можно сделать исходя из (14), качественно согласуются с представленными на рис. 4 результатами численного моделирования, выполненного PIC-методом. Моделирование показывает, что при интенсивности лазерного импульса $\simeq 10^{24} \text{ Вт см}^{-2}$ могут быть получены квазистатические магнитные поля напряжённостью в несколько ГГц. При $\mathcal{I} \approx 10^{23} \text{ Вт см}^{-2}$ воздействие магнитного поля уже заметно в результатах численных расчётов, а его величина $\approx 0,2 \text{ ГГц}$ достаточна для измерения стандартными методами протонной диагностики.

С дальнейшим возрастанием интенсивности влияние эффектов радиационного трения на траектории электронов в плазме, а также квантовых поправок к спектрам излучения приводит к замедлению возрастания коэффициента η и своеобразному "замораживанию" обратного

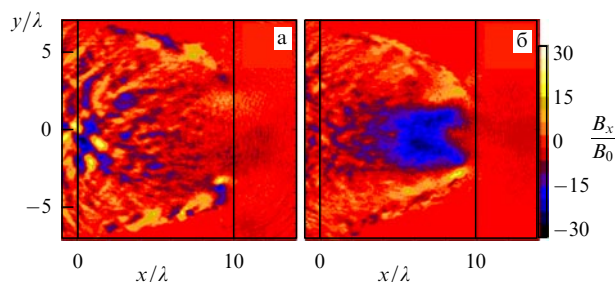


Рис. 4. Распределение компоненты B_x магнитного поля через ≈ 30 фс после отражения циркулярно поляризованного лазерного импульса от гелиевой плазменной мишени с концентрацией $1,55 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Лазерный импульс распространяется в направлении оси x . Распределение магнитного поля симметрично в плоскости yz . Цветовая шкала показывает отношение B_x/B_0 (14). Распределения соответствуют двум случаям: сила радиационного трения (а) исключена из уравнений движения, (б) присутствует в них в форме Ландау и Лифшица. Вертикальные линии указывают первоначальное положение границы плазмы, толщина которой выбиралась равной $10\lambda = 8 \text{ мкм}$. Интенсивность лазерного импульса $\mathcal{I} = 1,5 \times 10^{24} \text{ Вт см}^{-2}$, длительность $\tau = 10 \text{ фс}$, поперечный радиус $r_0 = 3,1 \text{ мкм}$. (Из работы [122].)

эффекта Фарадея при интенсивностях $10^{24} - 10^{25}$ Вт см $^{-2}$ [124, 132].

4. Простейшие квантовые процессы

Заряженные частицы во внешнем поле обмениваются с ним энергией и импульсом. Этот обмен тем сильнее, чем сильнее поле. На классическом языке заряженные частицы просто ускоряются и отклоняются полем, на квантовом — одеваются взаимодействием с ним, что приводит к модификации вероятностей всех КЭД-процессов с участием заряженных частиц [3, 4]. В частности, процессы, строго запрещенные законом сохранения энергии-импульса в отсутствие поля, вообще говоря, становятся разрешенными и протекают при наличии поля. Виртуальные заряженные частицы в присутствии поля могут выходить [133] или не выходить на массовую поверхность, причём соответствующие вклады в полную амплитуду процесса интерферируют друг с другом. Это наряду с модификацией кинематики при одевании полем приводит к сложной немоноотонной зависимости вероятностей процессов от напряжённости поля и других параметров, так что в зависимости от них некоторые процессы в присутствии поля усиливаются, другие — подавляются. Несмотря на наличие общего подхода, аналитически удаётся рассчитать только простейшие процессы.

В разделах 4.1–4.4 рассмотрим подробнее простейшие одновершинные процессы излучения фотона электроном [3, 134–136], однофотонного рождения электрон-позитронной пары в поле электромагнитной волны [2, 3, 136] и в постоянном скрещенном поле [3, 4], допускающие сравнительно простое аналитическое описание.

4.1. Суммирование взаимодействий с внешним полем (представление Фарри)

Напомним, что КЭД описывает взаимодействие квантованных электрон-позитронного поля $\psi(x)$ и электромагнитного поля $A^\mu(x)$ и выводится из лагранжиана [76, 137]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{e^+e^-} + \mathcal{L}_\gamma + \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad (15)$$

где $\mathcal{L}_{e^+e^-} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$ — лагранжиан свободного электрон-позитронного поля, $\mathcal{L}_\gamma = -(16\pi)^{-1}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ — лагранжиан свободного электромагнитного поля, $\mathcal{L}_{\text{int}} = -J^\mu A_\mu$ — лагранжиан взаимодействия, $J^\mu = J_{e^+e^-}^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ — электрон-позитронный ток. В представлении взаимодействия операторы эволюционируют со временем как свободные, а эволюция фоковых состояний определяется взаимодействием. А именно, начальное фоковское состояние $|\Psi_i\rangle$ эволюционирует в конечное $|\Psi_f\rangle = S|\Psi_i\rangle$, где S — оператор эволюции за время

взаимодействия (S -матрица),

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int d^4x_1 \dots \int d^4x_n T[\mathcal{L}_{\text{int}}(x_1) \dots \mathcal{L}_{\text{int}}(x_n)]. \quad (16)$$

Амплитуда вероятности процесса $|\Psi_i\rangle \rightarrow |\Psi_f\rangle$ определяется матричным элементом $S_{i \rightarrow f} \equiv \langle \Psi_f | S | \Psi_i \rangle$, квадрат её модуля определяет вероятность рассматриваемого процесса $W_{i \rightarrow f} = |S_{i \rightarrow f}|^2$. На практике ввиду малости константы связи — постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2 = 1/137,035999084(21)$ [138] — расчёты проводят по теории возмущений, обрывая ряд в формуле (16) и пренебрегая поправками высших порядков. Обычно в КЭД рассматривают процессы, в которых участвует небольшое число заряженных частиц и фотонов. Однако если помимо них имеются удалённые классические токи $J_\mu^{(\text{ext})}$, создающие классическое поле $A_\mu^{(\text{ext})}$, то полное поле имеет вид $A_\mu = A_\mu^{(\text{ext})} + A_\mu^{(q)}$, где $A_\mu^{(q)}$ — его квантованная часть. Тогда, отвлекаясь от излучения фотонов удалёнными источниками, КЭД-процессы можно эффективно описать тем же лагранжианом (15), в котором лагранжиан взаимодействия включает вклад обоих полей: $\mathcal{L}_{\text{int}} = -J_{e^+e^-}^\mu (A_\mu^{(\text{ext})} + A_\mu^{(q)})$. Далее для краткости индекс ext опускаем, так что A_μ будет обозначать классическую часть поля (внешнее поле). Введённая концепция внешнего поля точно эквивалентна [139, 140] полному квантовому описанию процессов, в которых электромагнитное поле вначале находится в произвольном когерентном состоянии [141], либо приближённо эквивалентна такому, если вначале имеется большое число фотонов в состояниях, занимающих малый фазовый объём, и в рассматриваемый процесс вовлечена лишь их малая часть [140, 142]. Именно такая ситуация, очевидно, реализуется в реальном лазерном поле.

Основным методом расчёта в задачах с сильным внешним полем является диаграммная техника в представлении Фарри [76, 143], эквивалентная точному суммированию всех взаимодействий заряженных частиц с внешним полем A_μ . Диаграммы, изображающие входящую внешнюю линию одетого электрона, показаны на рис. 5. Аналитически их сумма выражается в виде ряда

$$\Psi_p^{(A)} = \left\{ 1 + \frac{i}{\not{p} - m} (-ie\mathcal{A}) + \frac{i}{\not{p} - m} (-ie\mathcal{A}) \frac{i}{\not{p} - m} (-ie\mathcal{A}) + \dots \right\} \Psi_p^{(0)}, \quad (17)$$

где множитель $\Psi_p^{(0)} = C_p \exp(-ipx)u_p$, удовлетворяющий уравнению $(\not{p} - m)\Psi_p^{(0)} = 0$, отвечает внешней линии свободного электрона, $i/(\not{p} - m)$ — его пропагатор, u_p — биспинор, удовлетворяющий уравнению $(\not{p} - m)u_p = 0$, C_p — нормировочная постоянная, $-ie\mathcal{A}$ — вершина взаимодействия с внешним полем A_μ , согласно стандартному фейнмановскому обозначению $\mathcal{A} = \gamma^\mu A_\mu$ [137].

Предполагая $\not{p} - m \sim m$, получаем, что параметром разложения в (17) является введённый ранее безразмерный параметр (2). Этот факт можно также интерпретировать иначе, если заметить, что в присутствии фона

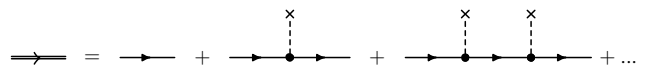


Рис. 5. Внешняя линия электрона, одетого внешним полем.

³ А также других заряженных полей, которые включаются в теорию аналогично.

⁴ В разделах 4 и 5 используется та же система единиц, что и в [76], в частности $\alpha = e^2/\hbar c$ и $\hbar = c = 1$. При сравнении с результатами ранних оригинальных и современных работ (в частности, [137]) следует иметь в виду, что в них, как правило, используется хэвсайдская система единиц, в которой $\mathcal{L}_\gamma = -(1/4)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, внешние линии фотонов не содержат множителей $\sqrt{4\pi}$, а фотонный пропагатор не имеет множителя 4π , при этом $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c)$. В итоге все результаты, будучи выраженными через α , совпадают.

фотонов внешнего поля вершина взаимодействия (константа связи) эффективно умножается на бозевский фактор [144]

$$\sqrt{\alpha} \mapsto \sqrt{\alpha} \sqrt{\bar{N}_\gamma^{\text{ext}}} \simeq \frac{e}{\sqrt{\hbar c}} \sqrt{\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \frac{2\pi c}{\omega} \frac{E^2}{4\pi\hbar\omega}} \simeq \frac{eE}{m\omega c} \simeq a_0,$$

где число $\bar{N}_\gamma^{\text{ext}}$ участвующих в процессе фотонов внешнего поля оценено как произведение их характерной плотности $E^2/(4\pi\hbar\omega)$ на объём трубки комптоновской толщины $\hbar/(mc)$, окружающей участок траектории электрона длиной, равной длине волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ внешнего поля. Таким образом, если $a_0 \gtrsim 1$, то взаимодействие электрона с внешним полем непертурбативно и требуется учёт взаимодействий с ним во всех порядках [31]. Отметим, что при классическом описании этот режим соответствует релятивистскому поперечному движению электрона во внешнем поле [30].

Для осуществления такого суммирования представим (17) в виде уравнения

$$\Psi_p^{(A)} = \Psi_p^{(0)} + \frac{i}{\not{p} - m} (-ieA) \Psi_p^{(A)}, \quad (18)$$

которое умножим на оператор Дирака $\not{p} - m$. В результате приходим к уравнению

$$(\not{p} - eA - m)\Psi_p^{(A)} = 0, \quad (19)$$

называемому уравнением Дирака во внешнем поле [76] (или иначе — в представлении Фарри [143]). Уравнение (19) допускает аналитическое решение лишь в отдельных упрощённых случаях, в частности в кулоновском поле, в постоянных однородных полях и поле плоской волны [145].

Случай плоской волны описывает лазерный пучок или импульс в вакууме без учёта фокусировки и поэтому представляет особый интерес. Данное поле имеет вид

$$A_\mu = A_\mu(\varphi), \quad \varphi = kx, \quad k^2 = kA = 0, \quad (20)$$

т.е. является поперечным и зависит только от фазы $\varphi = kx$, а волновой 4-вектор k^μ — светоподобный. Наличие точного аналитического решения уравнения Дирака в поле плоской волны обусловлено достаточным числом сохраняющихся в таком поле величин. А именно, в плоской волне сохраняются величины $p_- = p_0 - p_\parallel$ и $\mathbf{p}_\perp$, где выделены параллельная и перпендикулярная компоненты импульса электрона по отношению к направлению распространения волны [76, 145].

Решение уравнения (19) в поле (20), называемое волковским, имеет вид [76, 146, 147]

$$\begin{aligned} \Psi_p^{(A)}(x) &= C_p E_p(x) u_p, \quad E_p(x) = \exp(iS_p(x)) \Sigma_p(\varphi), \\ \Sigma_p &= 1 + \frac{e}{2kp} \not{k} A, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} S_p &= -px + S_p(\varphi), \\ S_p(\varphi) &= -\frac{e}{kp} \int_{\varphi_0}^{\varphi} \left(pA(\varphi) - \frac{e}{2} A^2(\varphi) \right) d\varphi, \end{aligned} \quad (22)$$

матрица $E_p(x)$ называется E_p -функцией Ритуса [148], $\Sigma_p(\varphi)$ — спиновый множитель (нетрудно увидеть, что спинор $\Sigma_p(\varphi)u_p$ прецессирует в волне согласно уравнению Баргмана–Мишеля–Телегди [149] с $g = 2$), S_p — классическое действие, S_p — его часть, зависящая только от фазы $\varphi = kx$. Решения (21) нумеруются квантовыми числами p_- и $\mathbf{p}_\perp$. Явно квазиклассический вид точного волковского решения (21) соответствует тому, что движение в поле волны квазиклассично при любых значениях этих квантовых чисел.

Выделение из действия части, зависящей только от фазы, неоднозначно. Так, если поле включается и выключается (т.е. если речь идёт об импульсе конечной длительности), то, полагая $\varphi_0 = -\infty$, видим, что 4-вектор p^μ (удовлетворяющий уравнению массовой поверхности $p^2 = m^2$) в формуле (22) имеет смысл импульса электрона до его влёта в волну. Если биспинор u_p нормирован стандартным условием $\bar{u}_p u_p = 2m$, то нормировке решения (21) на одну частицу в единице объёма до влёта в поле соответствует выбор $C_p = 1/\sqrt{2p_0}$.

Если волна периодическая (для определённости, 2π -периодическая по фазе φ), в частности монохроматическая, и биполярная (среднее $\langle A_\mu \rangle = 0$), то удобнее выделить из действия зависящую только от фазы часть альтернативным образом:

$$S_p = -qx + \tilde{S}_q(\varphi), \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} q^\mu &= p^\mu - \frac{e^2 \langle A^2 \rangle}{2kp} k^\mu, \\ \tilde{S}_q(\varphi) &= -\frac{e}{kq} \int_{\varphi_0}^{\varphi} \left[qA(\varphi) - \frac{e}{2} (A^2(\varphi) - \langle A^2 \rangle) \right] d\varphi. \end{aligned} \quad (24)$$

Поскольку $\tilde{S}_q(\varphi)$ — периодическая функция, определённый таким образом 4-вектор q^μ имеет смысл квазиимпульса:

$$\begin{aligned} \Psi_p^{(A)}(x + \Delta x) &= \exp(-iq\Delta x) \Psi_p^{(A)}(x) \\ \text{при } k\Delta x = \Delta\varphi &= 2\pi \times \text{целое число}, \end{aligned} \quad (25)$$

а его квадрат

$$q^2 = m^2 \left(1 - \frac{e^2}{m^2} \langle A^2 \rangle \right) = m^2 (1 + a_0^2) = m_*^2 \quad (26)$$

определяет эффективную массу m_* электрона в волне [4, 134]. В классической теории эффективная масса включает в себя среднюю энергию поперечных колебаний в волне [77, 150], а её зависимость от огибающей приводит к пондеромоторному эффекту [151]. Отметим, что $q_- = p_-$ и $\mathbf{q}_\perp = \mathbf{p}_\perp$. Плотность частиц в монохроматической волне периодически зависит от фазы, поэтому в данном случае естественно нормировать решение (21) на единичную среднюю плотность частиц в волне, чему соответствует выбор $C_p = 1/\sqrt{2q_0}$ [3].

4.2. Излучение фотона электроном

в поле плоской волны и в постоянном поле

Рассмотрим подробнее процесс $eL \rightarrow e\gamma L$ излучения фотона электроном в плоской монохроматической волне [3, 134, 135], где L обозначает, что процесс протекает в лазерном поле. Этот процесс, имеющий

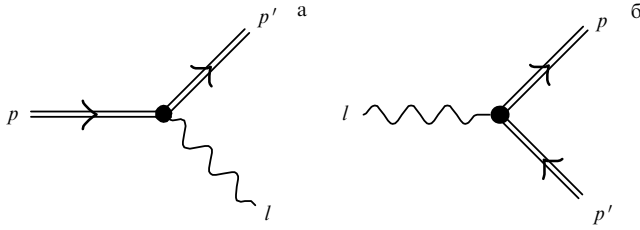


Рис. 6. Фейнмановские диаграммы: (а) излучения фотона во внешнем поле (нелинейного эффекта Комптона); (б) рождения электрон-позитронной пары фотоном (нелинейного процесса Брейта – Уиллера). Двойные линии обозначают электрон, одетый внешним полем (см. рис. 5).

классический аналог — нелинейное томсоновское рассеяние [75, 152], часто также называется нелинейным комptonовским рассеянием [153]. Его амплитуда определяется выражением⁵ (рис. 6а)

$$S_{e \rightarrow e\gamma} = -ie \int d^4x \bar{\Psi}_{p'}^{(A)}(x) \not{\epsilon}_l^* \frac{\exp(i l x) \sqrt{4\pi}}{\sqrt{2\Omega}} \Psi_p^{(A)}(x), \quad (27)$$

где $\Psi_p^{(A)}$ и $\Psi_{p'}^{(A)}$ — начальное и конечное волковские состояния электрона с 4-квазиимпульсами $q^\mu = \{\mathcal{E}, \mathbf{q}\}$ и $q'^\mu = \{\mathcal{E}', \mathbf{q}'\}$ соответственно⁶, $l^\mu = \{\Omega, \mathbf{l}\}$ и ϵ_l^μ — 4-импульс и 4-вектор поляризации излучаемого фотона ($l^2 = l_\epsilon l = 0$). Как обсуждалось выше, волковские функции точно учитывают взаимодействие электрона с волной до и после излучения фотона, которое можно интерпретировать как излучение и поглощение им фотонов волны. Подставляя в (27) волковские решения (21) и разлагая в них периодически зависящие от фазы множители в ряд Фурье, получим

$$S_{e \rightarrow e\gamma} = (2\pi)^4 \sum_{s=1}^{\infty} \delta^{(4)}(q' + l - q - sk) \frac{M_{e \rightarrow e\gamma}}{\sqrt{(2\mathcal{E})(2\mathcal{E}')(2\Omega)}}, \quad (28)$$

где $M_{e \rightarrow e\gamma}^{(s)}$ — инвариантная амплитуда излучения фотона с итоговым поглощением s фотонов из волны за период поля,

$$M_{e \rightarrow e\gamma}^{(s)} = -ie \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \exp[i(s\varphi + \tilde{\mathcal{S}}_q(\varphi) - \tilde{\mathcal{S}}_{q'}(\varphi))] \times \\ \times \bar{u}_{p'} \tilde{\Sigma}_{p'}(\varphi) \not{\epsilon}_l^* \Sigma_p(\varphi) u_p. \quad (29)$$

Входящая в (28) дельта-функция отвечает сохранению 4-квазиимпульса с учётом поглощённых из поля фотонов. В формуле (28) учтено, что, поскольку излучение

⁵ Строго говоря, при записи амплитуды следует различать in- и out-состояния, соответствующие в формулах (21), (24) выбору $\varphi_0 = \mp\infty$ и электрону до и после воздействия волны, и описывать начальные электроны in-состоянием, а конечные — out-состоянием. Однако в данном случае это приводит лишь к появлению дополнительного фазового множителя, выпадающего на этапе перехода от амплитуды к вероятности процесса.

⁶ Введение для описания начальных и конечных состояний электрона квазиимпульсов с самого начала удобно, но не обязательно. Волковские функции $\Psi_p^{(A)}$ нумеруются квантовыми числами $p_- = q_-$ и $\mathbf{p}_\perp = \mathbf{q}_\perp$. Массовый сдвиг, который удобно интерпретировать в терминах квазиимпульса, возникает в законе сохранения 4-импульса в монохроматической плоской волне динамически вследствие зависимости инвариантной амплитуды (29) от s [154].

фотона свободным электроном запрещено законами сохранения, фактически вклад могут давать только процессы с $s \geq 1$ (см. далее).

Таким образом, кинематика процесса совпадает с таковой для обычного линейного эффекта Комптона. В частности, в системе отсчёта, где электрон вначале в среднем покоится ($\mathbf{q} = 0$), частота излучённого фотона Ω при поглощении s фотонов из поля связана с углом θ между направлением $\mathbf{l}$ его излучения и направлением распространения волны $\mathbf{k}$ формулой [31]

$$\Omega_s(\theta) = \frac{s\omega}{1 + (s\omega/m_*)(1 - \cos \theta)}, \quad s \geq 1. \quad (30)$$

Основное отличие от линейного эффекта Комптона состоит в том, что в (30) вместо массы электрона m фигурирует эффективная масса m_* , зависящая от интенсивности поля. Как отмечалось, это чисто классический эффект, связанный с поперечными осцилляциями электрона в поле волны, однако его проявление (отличие знаменателя от единицы) уже связано с квантовым эффектом отдачи при излучении. В классическом приближении в этой системе отдачи исчезает, излучение становится изотропным и происходит строго на гармониках $s\omega$ частоты волны. В то же время в системе, где электрон покоится до попадания в волну (в ней $\mathbf{p} = 0$), частота излучённых фотонов даётся выражением [8, 134, 135]

$$\Omega_s(\theta) = \frac{s\omega}{1 + (s\omega/m + a_0^2/2)(1 - \cos \theta)}, \quad s \geq 1, \quad (31)$$

где теперь θ — угол излучения в этой системе. Таким образом, в такой системе даже в классическом пределе излучение остаётся анизотропным, а частоты гармоник, за исключением излучения строго в направлении распространения волны ($\theta = 0$), понижаются с возрастанием интенсивности волны, что обусловлено эффектом Доплера при увлечении электрона волной вследствие ponderomotorного эффекта.

Дифференциальная вероятность в единицу времени процесса с неполяризованными электронами определяется стандартной формулой [76]:

$$dR_{e \rightarrow e\gamma} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_s \langle |M_{e \rightarrow e\gamma}^{(s)}|^2 \rangle_{\text{pol}} \times \\ \times \delta^{(4)}(q' + l - q - sk) \frac{d^3q' d^3l}{(2\mathcal{E})(2\mathcal{E}')(2\Omega)}, \quad (32)$$

где $\langle |M_{e \rightarrow e\gamma}^{(s)}|^2 \rangle_{\text{pol}}$ — квадрат модуля инвариантной амплитуды (29), усреднённый по начальной поляризации электрона и просуммированный по его конечной поляризации и поляризации излучённого фотона. Его довольно громоздкий расчёт включает в себя вычисление шпуров и входящего в коэффициент Фурье (29) интеграла по фазе. В силу нелинейности по полю результат зависит от поляризации волны. Однако результат существенно упрощается для случая циркулярно поляризованной волны, в которой $A^\mu(\varphi) = (ma_0/e)(\epsilon_1^\mu \cos \varphi + \epsilon_2^\mu \sin \varphi)$, где $\epsilon_i^2 = -1$ и $k\epsilon_i = \epsilon_1\epsilon_2 = 0$, так что $A^2 = -(ma_0/e)^2 = \text{const}$ и коэффициент Фурье сводится к функциям Бесселя [75, 135, 136].

Полная вероятность, которая даётся интегралом от выражения (32) по квазиимпульсу конечного электрона и импульсу излучённого фотона, зависит от инвариантных параметров a_0 и $\chi = a_0(ql)/m^2$. Дифференциальную ве-

роятность удобно записывать в виде распределения по квантовому параметру излучённого фотона $\kappa = a_0(kl)/m^2$ или конечного электрона $\chi' = a_0(q'l)/m^2$, связанных законом сохранения $\chi = \chi' + \kappa$. При заданном s конечный квазиимпульс электрона $\mathbf{q}'$ однозначно определяется по импульсу излучённого фотона $\mathbf{l}$ законом сохранения (и наоборот), при этом пространственные компоненты дельта-функции снимают интегрирование по d^3q' (или, наоборот, по d^3l). Остающаяся временная компонента дельта-функции определяет дискретные частоты, на которых происходит излучение с поглощением из поля различного числа фотонов в зависимости от направления излучения (в системе, где электрон вначале в среднем покоится, определяемого формулой (30)). Интегрирование по оставшемуся импульсу фотона (соответственно конечному квазиимпульсу электрона) упрощается, если выполняется перед суммированием по s в системе центра инерции (зависящей от числа поглощённых фотонов s), где $\mathbf{q} + s\mathbf{k} = 0$. В рассматриваемом случае циркулярно поляризованной волны интеграл по азимутальному углу холостой, интеграл по энергии снимает оставшуюся дельта-функцию, а интеграл по полярному углу преобразуется в интеграл по инвариантной переменной κ :

$$\int \frac{d^3q' d^3l}{(2\mathcal{E}')(2\Omega)} \delta^{(4)}(q' + l - q - s\mathbf{k}) \dots = \frac{\pi}{2} \int \frac{d\kappa}{\chi} \dots \quad (33)$$

С учётом этого в итоге получаем [76, 135, 136]:

$$R_{e \rightarrow e\gamma} = \frac{\alpha m^2}{\mathcal{E}} \int_0^\kappa \frac{d\kappa}{\chi} \sum_{s=s_0(\kappa)}^\infty \left[-J_s^2(z) + \frac{a_0^2}{2} \left(\frac{\kappa^2}{2\chi\chi'} + 1 \right) \times \right. \\ \left. \times (J_{s+1}^2(z) + J_{s-1}^2(z) - 2J_s^2(z)) \right], \quad (34)$$

где $\chi' = \chi - \kappa$,

$$z = \frac{2a_0}{\sqrt{1 + a_0^2}} \sqrt{s_0(\kappa)(s - s_0(\kappa))}, \quad s_0(\kappa) = \frac{\kappa a_0(1 + a_0^2)}{2\chi\chi'}. \quad (35)$$

Здесь общий множитель α отвечает первому порядку процесса по квантованному полю, множитель $m/\mathcal{E}$ учитывает релятивистское замедление времени в системе, в которой электрон вначале в среднем покоится, а остальная часть выражения определяет зависимость от инвариантных безразмерных параметров a_0 и χ и распределение (уже непрерывное) вероятности по переменной κ , удобное для теоретического анализа. Для эксперимента, разумеется, более актуальны угловые и энергетические распределения, которые связаны с полученным (34) с учётом определения $\kappa = a_0(\omega\Omega/m^2)(1 - \cos\theta)$, однако их имеет смысл строить только для параметров конкретных экспериментов [8]. Число $s_0(\kappa)$, представляющее собой минимальное кинематически разрешённое при заданном κ число поглощаемых из волны фотонов, можно также найти исходя из кинематического неравенства Киббла $(\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho} q^\mu k^\lambda l^\rho)^2 \leq 0$ [76]. Наоборот, при фиксированном s неравенство $s \geq s_0(\kappa)$ ограничивает κ сверху значением κ_s , представляющим собой комптоновский край для процесса с поглощением s фотонов из волны.

Можно показать [76, 135, 136], что в пределе слабого поля, $a_0 \ll 1$, в формуле (34) доминирует слагаемое с $s = 1$ и она переходит в произведение сечения Клейна–Нисины [76, 137] и плотности потока фотонов $E^2/(4\pi\omega) =$

$= m\omega a_0^2/(4\pi e^2)$ в волне, а в классическом пределе $\chi \ll 1$ (34) (с соответствующими переобозначениями, в частности, после перехода от вероятности к интенсивности излучения) — в классическую формулу Шотта [30] для излучения электрона в постоянном перпендикулярном магнитном поле. Это естественно, поскольку классическое движение электрона, в среднем покоящегося в поле циркулярно поляризованной волны, как и в постоянном магнитном поле, представляет собой равномерное движение по окружности.

В наиболее интересном предельном случае $a_0 \rightarrow \infty$ (при $\omega \rightarrow 0$ и постоянных напряжённости $E_0 = m\omega a_0/e$ и χ) эффективные значения s в (34), определяемые условием $s \lesssim z$, оказываются $s \simeq 2s_0$. Отсюда видно, что при больших a_0 входящие в сумму значения $s \propto a_0^3$ очень велики [31, 136]. С учётом этого можно перейти от суммирования по s к интегрированию по новой, определённой согласно $s = 2s_0(1 + \tau/a_0)$, переменной τ , для которой отношение $z/s \approx 1 - (1 + \tau^2)/(2a_0^2)$ близко к единице, и воспользоваться асимптотикой [30, 155]

$$J_s(z) \approx s_0^{-1/3} \text{Ai} \left[\left(\frac{s_0}{a_0^3} \right)^{2/3} (1 + \tau^2) \right]. \quad (36)$$

С той же точностью нижний предел интегрирования $-a_0$ можно заменить на $-\infty$, тогда зависимость от a_0 исчезает, и после преобразований и вычисления интеграла по τ с использованием свойств функции Эйри приходим к [76, 156]

$$R_{e \rightarrow e\gamma} \approx R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}(\chi) = -\frac{\alpha m^2}{\mathcal{E}} \int_0^\kappa \frac{d\kappa}{\chi} \left\{ \text{Ai}_1(x) + \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{x} + \kappa\sqrt{x} \right) \text{Ai}'(x) \right\}, \quad x = \left(\frac{\kappa}{\chi\chi'} \right)^{2/3} \quad (37)$$

(поскольку в этом пределе квазиимпульс теряет смысл, целесообразно также изменить нормировку, понимая теперь под $\mathcal{E}$ не q_0 , а p_0). Выражение (37) совпадает с результатом для постоянного скрещенного поля [31] и, как видно из его вывода, обсуждаемое приближение, применимое при $a_0 \gg \max\{1, (\chi\chi'/\kappa)^{1/3}\}$, в частности, всегда нарушается при достаточно малых κ , однако хорошо работает в основной области излучения $\kappa \sim \chi$, если $a_0 \gg \chi^{1/3} \gtrsim 1$ [31, 157–159].

На рисунке 7 приведены распределения $dR_{e \rightarrow e\gamma}(\kappa)/d\kappa$ по инвариантной переменной κ при фиксированном $\mathcal{E}$, согласно формуле (34), при нескольких значениях a_0 , а также в сравнении с формулой (37). Из рисунка видно, что зависимость от κ — существенно немонотонная, что обусловлено закрытием каналов поглощения малого числа фотонов при возрастании κ . Также видно, что при $\kappa < \kappa_1$, а при $a_0 \lesssim 1$ во всей области, за исключением лишь $\kappa \approx \chi$, доминирует линейный эффект Комптона с поглощением одного фотона из волны. Наоборот, в области больших κ (чем больше a_0 , тем дальше простирающейся налево) существен вклад процессов с большими s и там формула (34) переходит в (37). В согласии с обсуждением выше при $a_0 \gg \max\{1, \chi^{1/3}\}$ эта область почти полностью определяет полную вероятность излучения. Анализ угловых и энергетических распределений в лабораторной системе можно найти, например, в работах [8, 38, 160].

Зависимость полной вероятности излучения фотона электроном в единицу времени $R_{e \rightarrow e\gamma}$ от a_0 изображена на

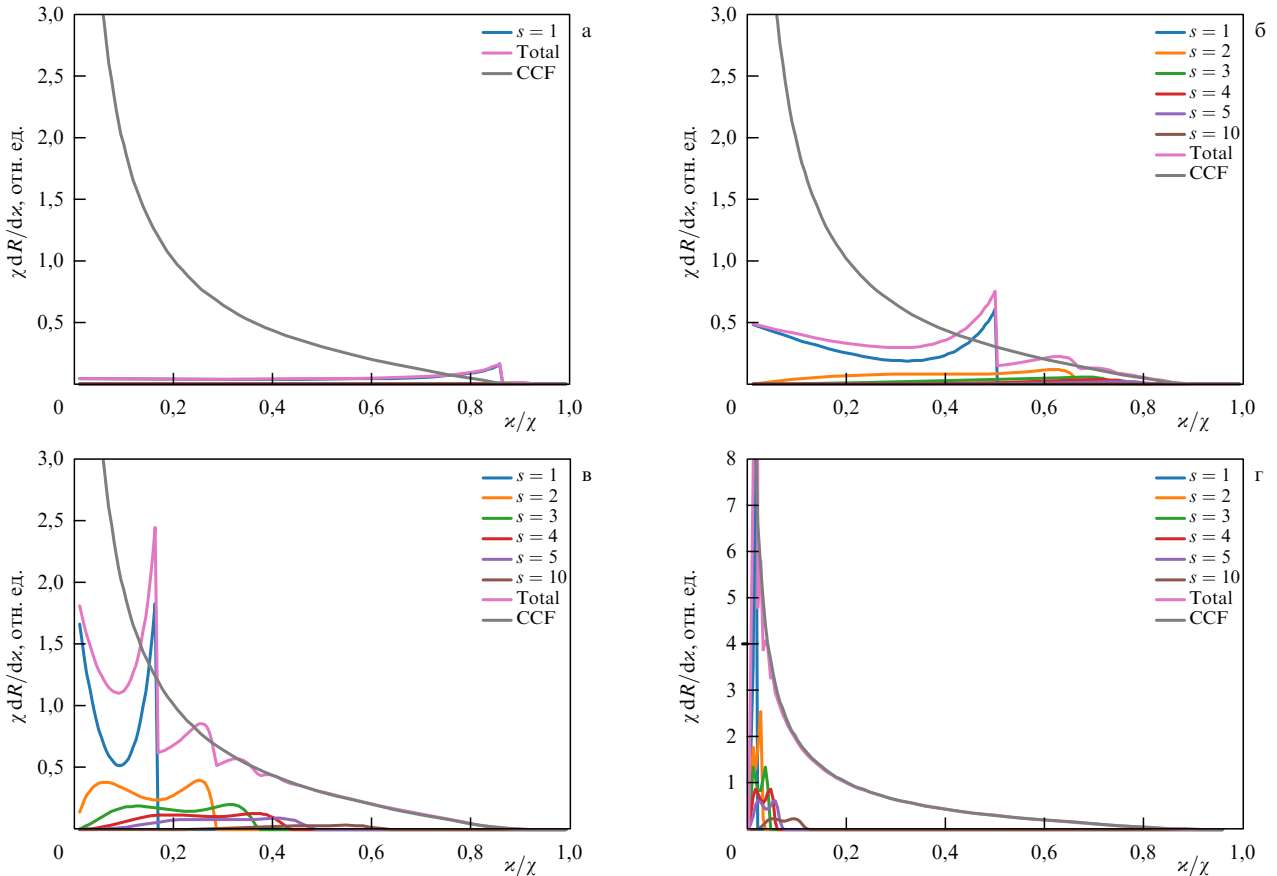


Рис. 7. Распределение $dR_{e \rightarrow e\gamma}(\chi)/d\chi$ по инвариантной переменной χ согласно формуле (34) (кривая Total), а также его сравнение с формулой (37) (кривая CCF) при $\chi = 1$ и (а) $a_0 = 0.3$, (б) $a_0 = 1$, (в) $a_0 = 2$ и (г) $a_0 = 5$. Дополнительно показан вклад парциальных процессов с поглощением $s = 1$ –5 и $s = 10$ фотонов из волны.

рис. 8. Из рисунка видно, что при $a_0 \lesssim 1$ основной вклад даёт канал с $s = 1$, а при $a_0 \gg 1$ вклад всех парциальных каналов убывает, так что вероятность определяется процессами с поглощением большого числа фотонов из волны. При этом она монотонно возрастает с увеличением a_0 и при $a_0 \gg 1$ (на практике с существенным запасом даже при $\chi = 1$) асимптотически стремится к вероятности

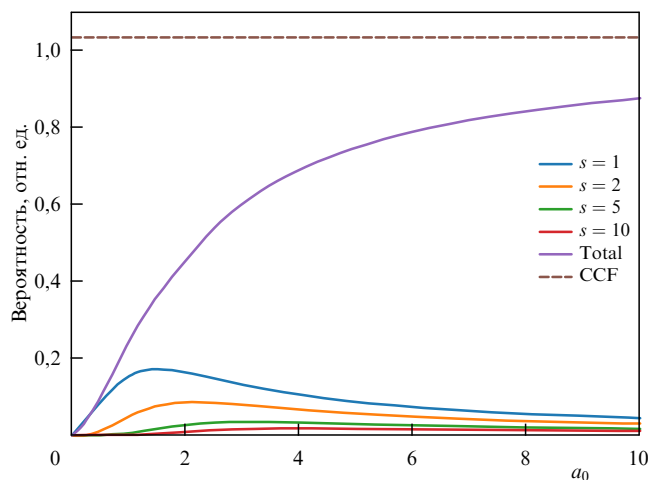


Рис. 8. Полная вероятность излучения фотона электроном в единицу времени $R_{e \rightarrow e\gamma}$ в плоской циркулярно поляризованной волне и вклад каналов с поглощением $s = 1, 2, 5, 10$ фотонов из волны в зависимости от a_0 при $\chi = 1$.

в постоянном скрещенном поле. В классической теории этот переход соответствует переходу от формулы Шотта к формуле синхротронного излучения [30, 102].

Зависимость $dR_{e \rightarrow e\gamma}^{CCF}/d\chi$ от χ , показанная на рис. 7, при не слишком больших χ носит характер монотонного убывания с возрастанием χ . При $\chi \rightarrow 0$ спектр имеет интегрируемую особенность $\propto \chi^{-2/3}$ [31], обусловленную предполагаемой бесконечной протяжённостью поля, а при χ , близких к χ , экспоненциально убывает: $dR_{e \rightarrow e\gamma}^{CCF}(u)/du \propto \exp[-2\chi/3\chi(\chi - \chi)]$. Однако при $\chi \gtrsim 16$ возникает максимум при χ , близких к χ , всё более чётко выраженный при дальнейшем возрастании χ (рис. 9а). Этот максимум, ещё более заметный при переходе от вероятности излучения к его интенсивности, предлагается использовать при создании фотонного коллайдера [161].

Зависимость полной вероятности излучения в единицу времени $R_{e \rightarrow e\gamma}^{CCF}(\chi)$ в постоянном скрещенном поле от χ при фиксированном $\mathcal{E}$ изображена на рис. 9б. Видно, что она монотонно возрастает с увеличением χ и имеет асимптотики [4, 31]

$$R_{e \rightarrow e\gamma}^{CCF}(\chi) \approx \frac{\alpha m^2}{\mathcal{E}} \begin{cases} 1.44\chi, & \chi \ll 1, \\ 1.46\chi^{2/3}, & \chi \gg 1. \end{cases} \quad (38)$$

Первая из них соответствует классической теории, поскольку при переходе от вероятности к интенсивности в пределе $\chi \rightarrow 0$ постоянная Планка выпадает. На практике данная асимптотика начинает заметно нарушаться уже

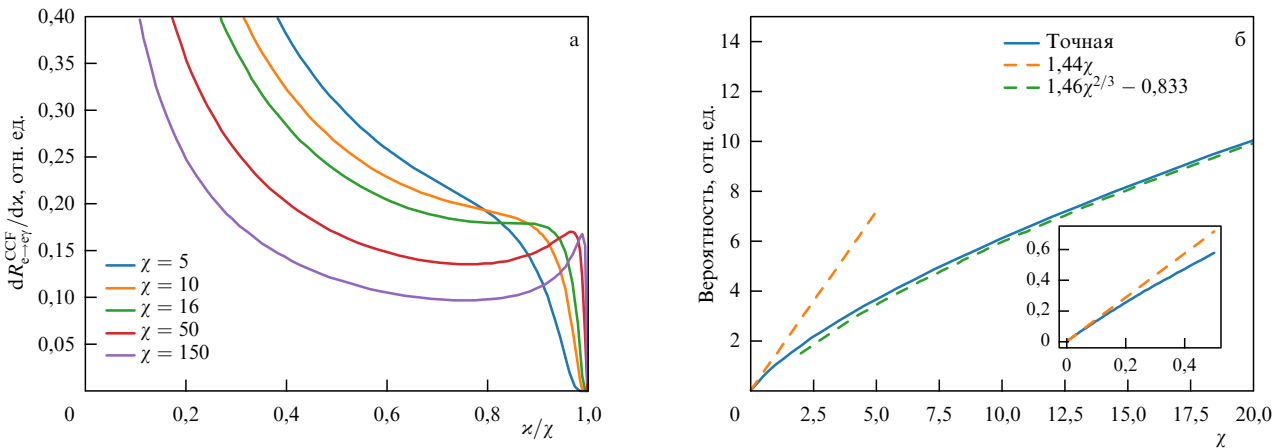


Рис. 9. (а) Распределения $dR_{e-e\gamma}^{CCF}(\chi)/d\chi$ излучения фотона в постоянном скрещенном поле по квантовому параметру χ излученного фотона при нескольких значениях χ . (б) Полная вероятность излучения фотона в единицу времени $R_{e-e\gamma}^{CCF}$ в постоянном скрещенном поле в зависимости от χ .

при $\chi \gtrsim 0,02$ [107, 108]. Вторая асимптотика, наоборот, соответствует существенно квантовому режиму и имеет точность 10 %, 5 % и 1 % при $\chi > 15$, $\chi > 40$ и $\chi > 430$ соответственно.

В случае эллиптической (в частности, линейной) поляризации общий подход и результаты в основном аналогичны таковым в случае циркулярной поляризации. Однако если под a_0 понимается не среднее квадратичное, а амплитудное значение, то некоторые формулы, в частности выражение для эффективной массы в (26), неявно входящее в формулы (35), нуждаются в соответствующей корректировке. Кроме того, интеграл Фурье в формуле (29) сводится к следующим функциям:

$$A_n(s, \alpha, \beta) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \cos^n \varphi \exp [i(s\varphi - \alpha \sin \varphi + \beta \sin (2\varphi))], \quad n = 0, 1, 2 \quad (39)$$

(которые в случае циркулярной поляризации $\beta = 0$ в свою очередь сводятся к функциям Бесселя). Наконец, в системе центра инерции начального электрона и s фотонов волны распределение уже не является азимутально симметричным. Соответствующие результаты обсуждаются в [3, 31].

В случае плоской волны конечной длительности (лазерного импульса) поле не является периодическим, соответственно инвариантная амплитуда раскладывается не в ряд, а выражается интегралом Фурье (при этом переменная s становится непрерывной и, по существу, приобретает смысл уже не числа, а энергии поглощенных из волны фотонов в единицах условной несущей частоты), а вместо вероятности в единицу времени $R_{e-e\gamma}$ вычисляют полную вероятность процесса $W_{e-e\gamma}$ за всё время действия импульса. При этом начальные и конечные состояния определяются в асимптотических областях, где поле ещё или уже отсутствует [162], в связи с чем нет необходимости явно вводить квазиимпульсы и эффективную массу начальных и конечных состояний электрона (в то же время его одевание внутри импульса, в частности формирование эффективной массы, по-прежнему корректно учитывается в волковских решениях и формулах для амплитуды процесса, в частности проявляется в спектре излученных фотонов) [154]. Аналог формулы (29) тогда сводится к интегралам

вида

$$A_n(s, \alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} g^n(\varphi) \exp [i(s\varphi - f(\varphi))] \frac{d\varphi}{2\pi}, \quad (40)$$

$$f(\varphi) = \alpha \int_{-\infty}^{\varphi} g(\varphi) d\varphi - \beta \int_{-\infty}^{\varphi} g^2(\varphi) d\varphi,$$

где $n = 0, 1, 2$, $g(\varphi)$ — профиль импульса (включающий и несущую, и огибающую). За исключением искусственных простейших случаев интегралы (40) не вычисляются аналитически и должны рассчитываться численно. Однако интеграл A_0 формально расходится и он должен быть предварительно регуляризован интегрированием по частям с отбрасыванием внеинтегрального слагаемого [163]:

$$A_0 \mapsto A_0 - \delta(s) = \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{+\infty} f'(\varphi) \exp [i(s\varphi - f(\varphi))] \frac{d\varphi}{2\pi}. \quad (41)$$

Смысл этой процедуры состоит в том, что она устраняет вклад кинематически запрещенного процесса излучения без поглощения фотонов из поля, длящегося формально бесконечное время и тем самым приводящего к расходимости. Для коротких импульсов результирующие спектры и угловые распределения сильно зависят от их профиля [18, 21, 164–168], однако в пределе длинных импульсов вероятность процесса является пропорциональной их длительности и воспроизводятся результаты для монохроматического поля. Также проводился расчёт процесса для поляризованных частиц в случаях монохроматической волны [169], коротких импульсов [170] и в постоянном скрещенном поле [171].

Поскольку реальные лазерные импульсы высокой интенсивности жёстко фокусированы, представляет интерес также учёт эффектов фокусировки, очевидно, требующий выхода за рамки приближения плоской волны. В случае быстрых частиц, пользуясь восходящим к Швингеру [108] операторным методом [76, 172], можно показать, что движение таких частиц в произвольном неоднородном поле является квазиклассическим⁷, а их излуче-

⁷ При дополнительном предположении $E, H \ll E_{cr}$. В плоской волне и в постоянном скрещенном поле такое описание становится точным, что и отражается в квазиклассической форме (21) точных решений уравнения Дирака.

ние описывается, по существу, классической формулой, в которой квантовый характер процесса в произвольном неоднородном поле проявляется лишь в необходимости дополнительного учёта эффекта Доплера при отдаче от излучения жёсткого фотона, а также спинowego вклада в излучение (спиновый свет [173]). Как было недавно показано для случая плоской волны, в котором уравнение движения с учётом радиационного трения в приближении Ландау и Лифшица решается точно [110], квантовую отдачу тогда можно учесть в классической формуле формально аналогично точному учёту радиационного трения в НТР [174, 175]. Альтернативный метод основан на обобщении рассмотренного выше подхода с использованием приближённых решений уравнения Дирака для быстрых частиц в произвольных полях, обобщающих волковские решения [176–178]. Оба подхода позволяют обосновать применимость приближения локально постоянного поля для быстрых частиц в сильных полях, однако систематический расчёт и анализ поправок пока проводились лишь для случая плоской волны [158, 159].

Процесс нелинейного комптоновского рассеяния наблюдался во второй половине 1990-х годов на SLAC в эксперименте E144 [37, 38], где электронный пучок, выходящий из линейного ускорителя с энергией 46,6 ГэВ, сталкивался под углом 17° с лазерными импульсами мощностью $\simeq 1$ ТВт, длительностью 1,5 пс и длиной волны 1054 нм (527 нм после удвоения частоты с эффективностью $\sim 50\%$). В этих условиях были достигнуты значения $a_0 \sim 0,5$ и $\chi \sim 0,3$ и наблюдались фотоны, излучённые с поглощением $s = 2, 3$ и 4 квантов из лазерного импульса — данные согласовывались с формулой (34) с точностью $\sim 10\%$. Основные проблемы в проведении подобных экспериментов состоят в необходимости совмещения и синхронизации мощного лазера и электронного ускорителя. В 2019 г. были опубликованы результаты экспериментов в RAL (Rutherford Appleton Laboratory) [39, 40], где лазерный импульс делился на два и электроны после ускорения кильватерной плазменной волной, генерируемой в газовой струе одним из них, сталкивались с другим. Такая схема упрощает синхронизацию, однако проблематичной становится нестабильность ускорения, из-за которой большинство выстрелов оказываются холостыми. Измерялся вклад радиационного трения в спектр рассеянных электронов. Наконец, в настоящее время проводятся эксперименты по нелинейному комптоновскому рассеянию в CoReLS, а в ближайшем будущем начнутся эксперименты LUXE (Laser Und XFEL Experiment) в DESY (нем. Deutsches Elektronen-Synchrotron) [179] и E-320 на SLAC [180], в которых планируется детально исследовать рассматриваемый процесс при $a_0 \sim 1-5$ и $\chi \sim 1$.

4.3. Фоторождение пары

Второй элементарный процесс — рождение электрон-позитронной пары фотоном во внешнем поле $\gamma L \rightarrow e^+e^-L$ (многофотонный процесс Брейта–Уиллера) [2], его диаграмма изображена на рис. 6б. Видно, что она получается из диаграммы рис. 6а перестановкой начального электрона с конечным фотоном,

$$S_{\gamma \rightarrow e^+e^-} = -ie \int d^4x \bar{\Psi}_{p'}^{(A)}(x) \not{\epsilon}_l \frac{\exp(-ilx)\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2\Omega}} \Psi_{-p}^{(A)}(x), \quad (42)$$

и, согласно правилам кроссинг-симметрии, с учётом неизменности числа начальных и конечных поляризационных состояний в обоих случаях, усреднённый и просуммированный по поляризациям квадрат модуля инвариантной амплитуды этого процесса $\langle |M_{\gamma \rightarrow e^+e^-}^{(s)}|^2 \rangle_{\text{pol}}$ получается из такового (29) для процесса излучения фотона электроном заменами $l^\mu \rightarrow -l^\mu$, $p^\mu \rightarrow -p^\mu$ (в наших обозначениях эквивалентных заменам $\kappa \rightarrow -\kappa$, $\chi \rightarrow -\chi$) и изменением общего знака, обусловленного заменой матрицы плотности электрона матрицей плотности позитрона [3, 136]. Кроме того, в выражении для вероятности процесса в единицу времени интегрирование теперь следует проводить по 4-квазиимпульсам q^μ конечного позитрона и q'^μ конечного электрона, соответствующий фазовый объём:

$$\int \frac{d^3q d^3q'}{(2\mathcal{E})(2\mathcal{E}')} \delta^{(4)}(q' + q - l - sk) \dots = \frac{\pi}{2} \int \frac{d\chi}{\kappa} \dots \quad (43)$$

(распределение по χ' в данном случае идентично распределению по χ).

После соответствующих изменений в формуле (34) вероятность в единицу времени рассматриваемого процесса с неполяризованными фотонами в циркулярно поляризованной монохроматической волне выражается в виде [136]

$$R_{\gamma \rightarrow e^+e^-} = \frac{\alpha m^2}{\Omega} \int_0^\kappa \frac{d\chi}{\kappa} \sum_{s=s_0(\chi)}^\infty \left[J_s^2(z) + \frac{a_0^2}{2} \left(\frac{\kappa^2}{2\chi\chi'} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times (J_{s+1}^2(z) + J_{s-1}^2(z) - 2J_s^2(z)) \right], \quad (44)$$

где z и $s_0(\chi)$ по-прежнему определяются формулами (35), в которых, однако, теперь $\chi' = \kappa - \chi$. Важным отличием данного процесса от нелинейного эффекта Комптона является то, что минимальное число поглощаемых из поля фотонов ограничено кинематикой⁸:

$$s_{\min} = \min_\chi s_0(\chi) = \frac{2a_0(1+a_0^2)}{\kappa}, \quad (45)$$

таким образом, $R_{\gamma \rightarrow e^+e^-} \propto a_0^{2s_{\min}}$ при $a_0 \ll 1$, а в классическом пределе $\kappa \ll 1$, в котором $s_{\min} \rightarrow \infty$, фоторождение пары подавляется экспоненциально. Распределение рождённых пар по χ при $a_0 = 0,5$ приведено на рис. 10а. Интересно, что в данном случае вклад парциальных процессов при малых a_0 монотонно убывает с возрастанием s , тогда как при $a_0 \gtrsim 1$ он сначала возрастает, достигая максимума, а затем убывает.

Так же как и в случае процесса излучения фотона, при $a_0 \gg \max\{1, (\chi\chi'/\kappa)^{1/3}\}$ выражение (44) асимптотически переходит в результат для постоянного скрещенного поля [76, 156]:

$$R_{\gamma \rightarrow e^+e^-} \approx R_{\gamma \rightarrow e^+e^-}^{\text{CCF}}(\kappa) = \\ = \frac{\alpha m^2}{\Omega} \int_0^\kappa \frac{d\chi}{\kappa} \left[\text{Ai}_1(x) + \left(\frac{2}{x} - \kappa\sqrt{x} \right) \text{Ai}'(x) \right], \quad (46) \\ x = \left(\frac{\kappa}{\chi\chi'} \right)^{2/3}.$$

⁸ Число $s_{\min}$ можно также легко найти из неравенства $(l+sk)^2 \geq 4m_*^2$, вытекающего из законов сохранения 4-квазиимпульса с учётом поглощённых из поля фотонов.

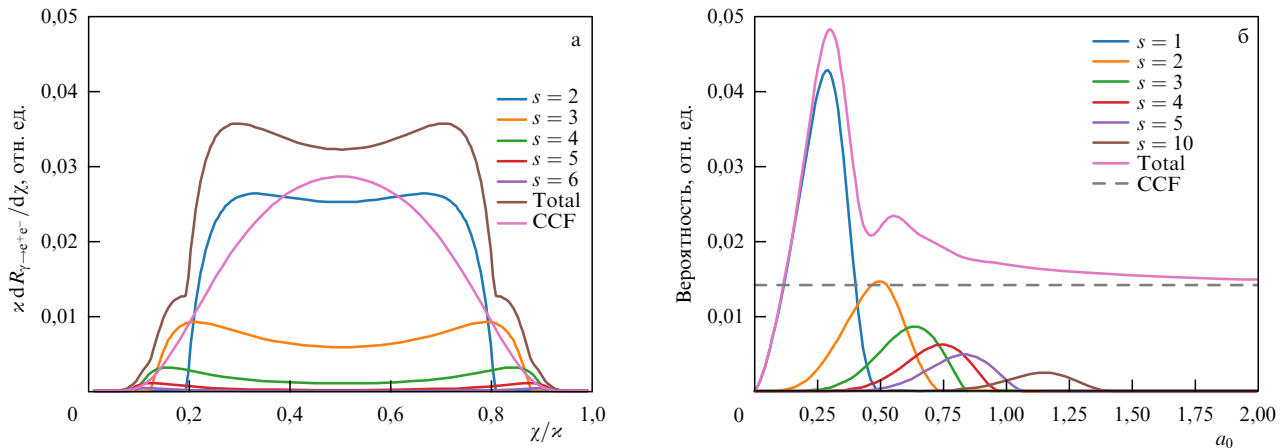


Рис. 10. (а) Распределение рождённых пар по инвариантной переменной χ и вклады каналов с разными s согласно формуле (44) (кривая Total), а также сравнение с формулой (46) (кривая CCF) при $\kappa = 1$ и $a_0 = 0.5$. (б) Полная вероятность фоторождения пары в единицу времени $R_{\gamma \rightarrow e^+e^-}$ в плоской циркулярно поляризованной волне и вклад в неё каналов с разными s в зависимости от a_0 при $\kappa = 1$.

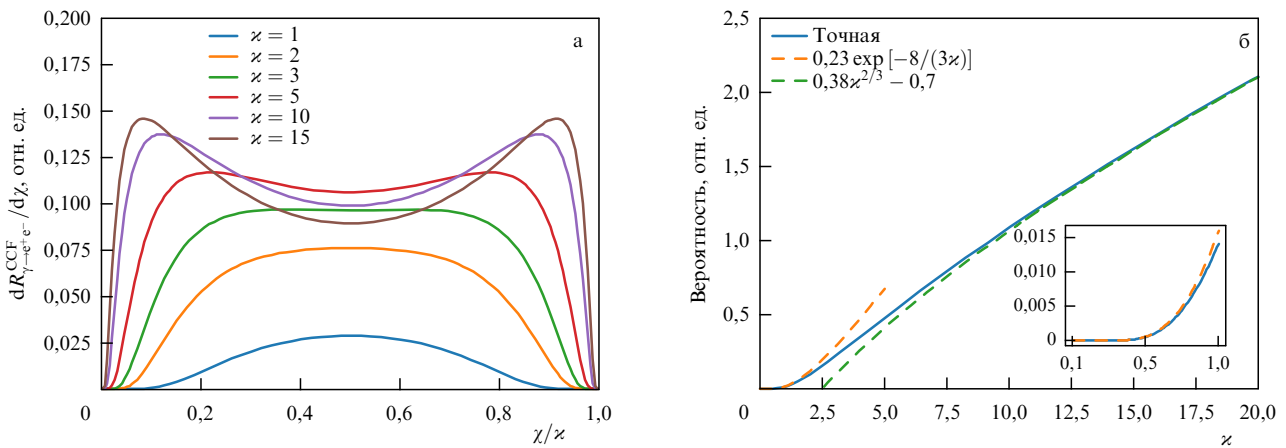


Рис. 11. (а) Распределения $dR_{\gamma \rightarrow e^+e^-}^{CCF}(\chi)/d\chi$ фоторождения пары в постоянном скрещенном поле по квантовому параметру χ излучённого фотона в зависимости от κ . (б) Полная вероятность фоторождения пары в единицу времени $R_{\gamma \rightarrow e^+e^-}^{CCF}$ в постоянном скрещенном поле в зависимости от κ .

Как видно из рис. 10б, с возрастанием a_0 полная вероятность (44), вначале изменяющаяся немонотонно, существенно превышает вероятность в постоянном скрещенном поле, однако при $\kappa = 1$ уже при $a_0 \gtrsim 2$ с хорошей точностью приближается к (46).

Зависимости распределения рождённых пар по переменной χ и полной вероятности фоторождения пары в единицу времени в приближении постоянного скрещенного поля приведены на рис. 11. Видно, что распределение по χ рождённой пары, при малых κ одnogорбое, однако при $\kappa \gtrsim 5$ — двугорбое со впадиной посередине. Полная вероятность рождения пары в единицу времени в постоянном скрещенном поле имеет следующие асимптотики [4, 31]:

$$R_{\gamma \rightarrow e^+e^-}^{CCF}(\chi) \approx \frac{\chi m^2}{\Omega} \begin{cases} 0.23 \chi \exp\left(-\frac{8}{3\chi}\right), & \chi \ll 1, \\ 0.38 \chi^{2/3}, & \chi \gg 1. \end{cases} \quad (47)$$

Отметим быстрое убывание вероятности данного процесса в классическом пределе $\kappa \rightarrow 0$ и неаналитическую, аналогичную возникающей в эффекте Швингера [34], зависимость от параметра κ , обусловленную бесконечностью числа фотонов (нулевой частоты), поглощаемых из поля в пределе постоянного поля.

Как и нелинейный эффект Комптона, фоторождение пары детально изучалось в импульсных полях (см, например, [18, 181–185]), а также наблюдалось в эксперименте SLAC-E144 [38, 186], где пары рождались рассеянными назад электронами при $a_0 \sim 0.2$ и $\kappa \sim 0.2$ (на границе пертурбативного режима) и детектировалось $\lesssim 0.02$ позитронов на выстрел, тем не менее удалось зарегистрировать начало выхода на верхнюю (при $\kappa \ll 1$) непертурбативную асимптотику (47). Более точное и детальное изучение этого эффекта при несколько более экстремальных параметрах планируется провести в ближайшие годы в экспериментах LUXE в DESY [179] и E320 на SLAC [180].

4.4. Характерные масштабы, обратное влияние и приближение локально постоянного поля

Обсудим ряд ключевых для понимания природы режима сильного поля тонких вопросов, связанных с концепцией эффективной массы, характерными масштабами процессов в режиме сильного поля и их иерархии, а также со смыслом и применимостью приближений внешнего и локально постоянного поля, иногда вызывающих путаницу в литературе. Для большей ясности обсуждение проведём на уровне качественных оценок.

Понятия квазиимпульса q^μ и эффективной массы $m_* = m(1 + a_0^2)^{1/2} \simeq ma_0$ (для простоты предполагаем $a_0 \gtrsim 1$, что соответствует релятивистскому поперечному движению в классической теории и непертурбативному одеванию в квантовой) характеризуют одевание частиц в электромагнитной волне и возникают уже при классическом описании в ней движения частиц, в котором эффективная масса учитывает часть энергии и импульса $\sim eE/\omega$, связанную с поперечными колебаниями заряженной частицы в волне, а квазиимпульс характеризует движение ведущего центра этих колебаний. Отсюда ясно, что характерное время их формирования порядка периода волны, $\tau_d \sim \omega^{-1}$, а m_* определяется характерными работой поля и передачей импульса частице полем за время τ_d , $m_* \simeq eE\tau_d$. В квантовой теории одевание полем характеризуется процессами обмена с полем фотонами, изображёнными диаграммой на рис. 5. Пусть при этом электрон поглощает s_{in} фотонов из волны и излучает s_{out} фотонов обратно в волну⁹. Тогда процессы с $s_{\text{in}} \leq s_{\text{out}}$ на классическом языке соответствуют замедлению или ускорению ведущего центра при отдаче от излучения (т.е. радиационному трению), а процессы с $s_{\text{in}} = s_{\text{out}}$ как раз приводят к формированию эффективной массы [31, 187]. Причём характерное число фотонов внешнего поля $s_d \sim m_*/\omega$, задействованных в одевании даже одного электрона, может быть очень большим, и возникает вопрос, может ли этот процесс истощить поле.

Приравнивая плотность энергии nm_* поперечного движения электронов в волне, где n — их плотность, плотности энергии поля $\langle E^2 \rangle / (4\pi)$, с учётом определения a_0 (2) получаем, что их равенство достигается при

$$\omega \gtrsim \omega_{\text{pl}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m_*}}, \quad n \gtrsim n_{\text{cr}} = \frac{m_* \omega^2}{4\pi e^2}. \quad (48)$$

Величина ω_{pl} называется релятивистской плазменной частотой, а условие (48) определяет порог поглощения волны в релятивистской лазерной плазме [123]. Таким образом, приближение внешнего поля работает в оптически прозрачной плазме и нарушается только при условии (48). В случае одной частицы среднюю плотность можно оценить как $n \sim \omega^3$, отсюда видно, что для лазеров оптического диапазона условие (48) нарушается с большим запасом, поэтому обратным влиянием (по крайней мере, на рассматриваемых временах $\sim \omega^{-1}$) можно полностью пренебречь. Отметим, что критическая концентрация пропорциональна a_0 и в режиме (48) следует учитывать изменение дисперсионного соотношения волны и соответственно модификацию волковского решения [188].

В то же время, как мы сейчас увидим, характерное время τ_f формирования излучения фотона (и фоторождения пары) в сильном поле существенно меньше. Для оценки τ_f предположим, что ультрарелятивистский электрон, двигаясь в перпендикулярном постоянном электрическом поле напряжённостью E с импульсом p и энергией $\mathcal{E} = \sqrt{p^2 + m^2} \gg m$, излучает вперёд фотон с частотой Ω и импульсом $l = \Omega$. В таком поле сохраняется перпендикулярная к полю компонента импульса, однако не сохраняется энергия, поскольку поле совер-

шает работу, отклоняя электрон, что и делает процесс возможным. За время t электрон приобретает импульс $p_\perp(t) = eEt$ в направлении поля, а его энергия меняется как $\mathcal{E}(t) = (p^2 + p_\perp^2(t) + m^2)^{1/2}$. В предположении нерелятивистского движения вдоль поля (к которому ещё вернёмся после завершения оценки) можно выполнить разложение

$$\mathcal{E}(t) \approx p + \frac{p_\perp^2(t) + m^2}{2p}, \quad (49)$$

и аналогично для энергии электрона $\mathcal{E}'$ после излучения им фотона. Тогда с учётом сохранения перпендикулярной к полю компоненты импульса $p = p' + l$ невязка энергии в процессе приобретает вид

$$Q(t) = \mathcal{E}'(t) + \Omega - \mathcal{E}(t) \simeq \frac{(p_\perp^2(t) + m^2)\Omega}{2\mathcal{E}(\mathcal{E} - \Omega)}. \quad (50)$$

Характерное время τ_f формирования процесса определяется [189–191] из соотношения неопределённостей $Q(\tau_f)\tau_f \sim 1$. Пренебрегая массой (см. далее), находим в терминах безразмерных квантовых параметров $\chi = eE\mathcal{E}/m^3$, $\kappa = eE\Omega/m^3$ и $\chi' = eE\mathcal{E}'/m^3 = \chi - \kappa$

$$\tau_f = \frac{m}{eE} \left(\frac{\chi\chi'}{\kappa} \right)^{1/3} = \frac{1}{\omega a_0} \left(\frac{\chi\chi'}{\kappa} \right)^{1/3}. \quad (51)$$

Оценка (51) согласуется с результатами, полученными в работах [157–159, 192] и в разделе 10 4.2.

При достаточно малых $\kappa \ll \chi$ время τ_f велико и принятые предположения не выполняются [157–159], и тогда $\tau_f \sim \omega^{-1}$. Однако при $\kappa \simeq \chi$ имеем $\tau_f \sim \chi^{1/3}/a_0\omega$ и при $a_0 \gg \chi^{1/3}$ выполняется неравенство $\tau_f \ll \tau_d$, подтверждающее принятые при выводе (51) предположения о постоянстве поля и ненужности учёта эффективной массы. Далее, имеем $p_\perp(\tau_f) \simeq m\chi^{1/3}$, так что пренебрежение массой в формуле (50) оправдано при $\chi \gtrsim 1$. Наконец, разложение (49) оправдано при $p \sim m\gamma \gtrsim m\chi^{1/3}$. Поскольку в сильном поле $\gamma \gtrsim a_0$ (где $\gamma \simeq a_0$ соответствует частицам, подхваченным полем, а $\gamma \gg a_0$ соответствует влёту в поле быстрых частиц), при $a_0 \gg \chi^{1/3}$ данное условие также автоматически выполняется, окончательно подтверждая корректность логики, использованной при оценке.

Итак, при условии $a_0 \gg \chi^{1/3} \gtrsim 1$ и не слишком малых κ , характерное время формирования процесса (51) много меньше периода волны, следовательно, поле можно считать локально постоянным. Именно этим объясняются выпадение эффективной массы при переходе от формулы (32) к (37) и отсутствие необходимости её учёта в вышеприведённом рассуждении. Выразив время формирования излучения через χ и $\mathcal{E}$, $\tau_f = \mathcal{E}/m^2\chi^{2/3}$, легко заметить, что оно по порядку величины определяет масштаб вероятности процесса в единицу времени в режиме $a_0 \gg \chi^{1/3} \gtrsim 1$ (нижняя асимптотика полной вероятности в (38)) согласно $R_{e \rightarrow \gamma}^{\text{CCF}}(\chi) \simeq \alpha/\tau_f$. Множитель α ,

⁹ Для явного введения этих чисел следует разложить волковские решения (21) в ряд Фурье перед их подстановкой в матричный элемент (27).

¹⁰ Приведённое рассуждение было сделано [191] специально для пояснения вывода характерных масштабов без использования явного вида волковских функций и матричных элементов, однако, разумеется, тот же результат получается и непосредственно из формул раздела 4.2, поскольку, как следует из вывода асимптотики (36), переменная интегрирования ψ в интегральном представлении функции Эйри формально связана с фазой волны ϕ соотношением $\psi = a_0(\kappa/2\chi\chi')^{1/3}\phi$.

очевидно, имеет естественный для процессов первого порядка смысл вероятности распада за время τ_f . Те же результаты и выводы, только с заменой $\chi \rightarrow \kappa$, очевидно, справедливы и для процесса фоторождения пары, за исключением того, что в соответствии с присущей ему кинематикой невязка энергии минимизируется при $\chi = \chi' = \kappa/2$ и особого случая, аналогичного излучению мягких фотонов, не возникает. Это объясняет универсальность асимптотик $\propto \chi^{2/3}, \kappa^{2/3}$ процессов первого порядка в постоянном поле при больших значениях квантового параметра.

Число Δs фотонов, поглощаемых из волны в процессе излучения, можно оценить как отношение невязки энергии $Q(\tau_f) \simeq \tau_f^{-1}$ к частоте волны ω , таким образом находим $\Delta s \sim a_0/\chi^{1/3}$. В условиях применимости приближения постоянного поля число Δs велико, однако возникает вопрос, как этот результат связан с намного большим числом $s_0 \sim (\Delta s)^3 \gg \Delta s$, фигурирующим в формуле (35). Число s_0 появляется, только если рассмотреть процесс излучения на временах $\tau_d \gg \tau_f$, на которых электрон после излучения переодевается и формируется эффективная масса [185]. Действительно, в таком случае, полагая $\mathcal{E} = (p^2 + m_*^2)^{1/2}$, $\mathcal{E}' = (p'^2 + m_*^2)^{1/2}$ и далее действуя по аналогии с предыдущим, вместо (50) приходим к

$$Q_* \simeq \frac{m_*^2 \Omega}{2\mathcal{E}(\mathcal{E} - \Omega)} = \omega s_0, \quad (52)$$

с тем же s_0 , что и в (35). Иными словами, фигурирующее в (35) число s_0 в действительности является числом фотонов, поглощаемых из волны не только в процессе собственно излучения, но и последующего переодевания электрона. Однако время последнего процесса $\tau_d \sim \omega^{-1} \gg \tau_f$ и он уже не имеет непосредственного отношения к излучению. На этой стадии процесс уже носит чисто классический характер, что видно из соотношения $Q_* \tau_d \sim s_0 \gg 1$. Наконец, как нетрудно увидеть, при $\gamma \gtrsim a_0$ всегда имеем $s_0 \lesssim s_d$, поэтому, согласно предыдущему обсуждению, несмотря на кажущееся катастрофическое возрастание $\propto a_0^3$ числа поглощаемых из поля фотонов с увеличением a_0 при переодевании электрона при излучении жёсткого фотона [31, 193], приближение внешнего поля хорошо работает вплоть до достижения границы непрозрачности, определяемой условием (48).

Очевидно, что ключевой и наиболее интересной особенностью процессов в сильном поле, существенно отличающей их от обычных КЭД-процессов с участием отдельных фотонов, является именно их многофотонный характер. В то же время сложный вид спектров на рис. 7а–в и 10а соответствует параметрам, при которых число участвующих в процессе фотонов из волны мало. В частности, резкие провалы на рис. 7а–в соответствуют изменению их числа на единицу. В многофотонном режиме подобные осцилляции сглаживаются (рис. 7г) (см. также [157]). С этой точки зрения настоящим режимом сильного поля следует считать именно режим $a_0 \gg \max\{1, (\chi\chi'/\kappa)^{1/3}\}$, в котором время формирования процесса τ_f мало по сравнению с характерным временем изменения поля ω^{-1} . В этом смысле приближение локально постоянного скрещенного поля (ЛПСП), в рамках которого пренебрегают интерференцией излучения, происходящего на неперекрывающихся интервалах формирования, является манифестацией режима сильного поля. В рамках приближения ЛПСП вероятность процесса излучения в произвольном поле представляется

в виде суммы некогерентных вкладов всех интервалов формирования:

$$W_{e \rightarrow e\gamma} = \int R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}(\chi(t)) dt, \quad (53)$$

где $R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}(\chi)$ — вероятность излучения в постоянном скрещенном поле, определяемая формулой (37), $\chi(t)$ — квантовый параметр, вычисленный по локальным напряжённости электрического и магнитного полей в текущем местоположении $\mathbf{r}(t)$ при текущих энергии $\mathcal{E}(t)$ и импульсе $\mathbf{p}(t)$ электрона на его траектории в рассматриваемом поле:

$$\chi(t) = \frac{e}{m^3} \left[\left(\mathcal{E}(t) \mathbf{E}(\mathbf{r}(t), t) + \mathbf{p}(t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}(t), t) \right)^2 - \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}(t), t) \mathbf{p}(t) \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (54)$$

При этом дополнительно использована (в поле плоской волны выполняемая точно без добавочных ограничений) квазиклассичность движения электрона с $\chi \gtrsim 1$ в произвольных полях $E, H \ll E_{\text{cr}}$, позволяющая ввести понятие классической траектории до и после актов излучения, а также между ними [76, 172]. Такое же по смыслу приближение используется для расчёта спектра излучённых фотонов и для других процессов, в частности фоторождения пары. Формально для обоснования формулы (53) можно исходить из локализованных волновых пакетов, построенных из известных (обобщающих волковское решение) решений уравнения Дирака в высокоэнергетическом приближении (по смыслу эквивалентном квазиклассике), представляя квадрат модуля амплитуды (27) в виде двойного интеграла по $d^4x d^4x'$, переходя в нём к интегрированию по $X^\mu = (x^\mu + x'^\mu)/2$ и $\xi^\mu = x^\mu - x'^\mu$, разлагая выражения в экспоненте и предэкспоненте по степеням ξ^μ и интерпретируя $X^\mu = (T, \mathbf{X})$ как текущие момент и местоположение интервала формирования, с которого рассматривается излучение [177].

Как отмечалось, приближение ЛПСП по смыслу полностью синонимично режиму сильного поля и, следовательно, позволяет корректно описывать любые явления, специфичные для этого режима. Однако осуществляемые в настоящий момент и планируемые на обозримое время эксперименты будут проводиться в режиме $\chi \sim a_0 \gtrsim 1$, в котором точность приближения ЛПСП ниже точности измерений. Кроме того, даже в случае полей с $a_0 \gg 1$ при влёте в область сильного поля и вылете из неё частицы всё равно неизбежно проходят через область слабого поля, в которой приближение ЛПСП неприменимо. Хотя вероятность рассматриваемых процессов в области сравнительно слабого поля подавлена, тем не менее для корректной интерпретации экспериментов в таких ситуациях необходимы расчёт поправок к приближению ЛПСП или развитие более общих подходов, чему уделяется большое внимание в современной литературе [157–159, 177, 194–198].

5. Процессы высших порядков

Помимо рассмотренных простейших процессов первого порядка, очевидно, могут происходить и более сложные процессы высших порядков. Их можно классифицировать по-разному. В частности, как и в обыч-

ной КЭД, диаграмма общего вида содержит скелет и петли. В достаточно сильных слабонеоднородных полях, $a_0 \gtrsim \alpha m/\omega$, общего вида могут доминировать древесные диаграммы большой множественности, такие процессы называются самоподдерживающимися каскадами. Петли определяют радиационные поправки к внутренним и внешним линиям (причём в присутствии поля поправки к внешним линиям не сводятся к перенормировке и приводят к нетривиальным эффектам), а также к вершинам. В случае очень сильных слабонеоднородных полей, $a_0 \gg \chi^{1/3} \gtrsim \alpha^{-1/2}$, роль радиационных поправок может стать определяющей. В современной литературе это утверждение известно как гипотеза Ритуса–Нарожного [199].

5.1. Одностадийные и каскадные процессы

В не слишком сильных (см. раздел 5.3) полях любой процесс достаточно рассмотреть в низшем по α порядке в древесном приближении. Основные отличия процессов высших порядков в древесном приближении от основных состоят в увеличении количества начальных и конечных взаимодействующих частиц и в появлении в диаграммах внутренних линий. Внутренним электронным линиям в амплитуде соответствует пропагатор во внешнем поле, который в поле плоской волны в координатном представлении имеет вид [148, 200]

$$S^{(A)}(x', x) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} E_p(x') \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2 + i0} \bar{E}_p(x) \quad (55)$$

(в монохроматическом случае в (55) удобно перейти от импульса к квазиимпульсу, при этом масса также заменяется эффективной массой).

Поскольку в КЭД-вершине всегда сходятся две электронные линии (каждая из которых может быть внутренней или внешней), в современных работах по процессам высших порядков принято переопределять диаграммную технику, перенося одевание с электронных внешних линий и пропагаторов в вершины [148, 201]. Тогда внешние и внутренние электронные линии становятся свободными, а вершины одеваются внешним полем, $-ie\gamma_\mu \mapsto -ie\Gamma_\mu^{(s)}(p', p)$. После такого переопределения в каждой одетой вершине выполняется закон сохранения $p^\mu + sk^\mu = p'^\mu + l^\mu$ с учётом поглощения s фотонов из волны в такой вершине, а инвариантная амплитуда включает в себя суммирование по числам фотонов, поглощённых в каждой из вершин. В принятых обозначениях, например, инвариантная амплитуда (29) нелинейного эффекта Комптона записывается в виде $M_{e \rightarrow e\gamma}^{(s)} = -ie\bar{u}_{p'} \varepsilon^\mu \Gamma_\mu^{(s)}(p', p) u_p$ (рис. 12а) (ср. с рис. 6а).

Наиболее изучены процессы второго порядка: трай-дент-процесс $eL \rightarrow ee^+e^-L$ (рис. 12б) [202–212] и двухфотонное излучение $eL \rightarrow e\gamma\gamma L$ (нелинейный двойной эффект Комптона) (рис. 12в) [213–219]. Инвариантная амплитуда, например, первого из них в плоской монохро-

матической волне в принятых обозначениях записывается в виде

$$M_{e^- \rightarrow e^- e^+ e^-}^{(s)} = 4\pi e^2 \sum_{s_1} \frac{(\bar{u}_{p'} \Gamma_\mu^{(s_1)}(p', p) u_p) (\bar{u}_{p_-} \Gamma_\mu^{(s-s_1)}(p_-, -p_+) u_{-p_+})}{(p + s_1 k - p')^2 + i0} - \{p' \leftrightarrow p_-\}, \quad (56)$$

при этом общий закон сохранения имеет вид $p^\mu + sk^\mu = p'^\mu + p_+^\mu + p_-^\mu$, а $\{p' \leftrightarrow p_-\}$ символизирует вклад обменной диаграммы, в которой переставлены конечные электроны.

Поскольку в присутствии внешнего поля процессы первого порядка кинематически разрешены, общим свойством процессов второго и более высоких порядков является возможность выхода виртуальных частиц (фотона на рис. 12б и электрона на рис. 12в) на массовую поверхность. В случае монохроматической волны или постоянного поля это приводит к расходимостям, известным как резонансы Олейника [133]. Для выделения расходящихся вкладов следует разбить пропагатор каждой внутренней линии на положительно-частотную и опережающую части [220], тогда первая из них содержит дополнительную дельта-функцию с носителем на массовой поверхности виртуальной частицы, после возведения в квадрат приводящую к дополнительному множителю $\delta(p^2 - m^2)|_{p^2=m^2}$, пропорциональному продолжительности процесса τ [203, 206, 221]. Эту часть процесса называют двухстадийной или каскадной, строго говоря, именно её наблюдали в эксперименте SLAC E-144 [38, 186]. Нетрудно увидеть, что в режиме сильного поля, $a_0 \gg \chi^{1/3}$ (т.е. в приближении ЛПСЦ), её вероятность $\propto (\alpha\tau/\tau_f)^2$ и факторизуется в свёртку распределений вероятностей последовательных процессов первого порядка.

На практике для расчёта многостадийных (каскадных) процессов широко используется численное моделирование, в котором движение электронов и позитронов в поле описывается как классическое, жёстких фотонов — как баллистическое, а элементарные процессы излучения жёсткого фотона электронами и позитронами и фоторождение пары моделируются методом Монте-Карло в приближении ЛПСЦ (см. раздел 4.4 и формулы (37), (46)). Данный подход является стандартным и используется, например, в кодах CAIN [222] и GUINEA-PIG [223] для моделирования столкновений пучков в коллайдерах. Однако ввиду специфики лазерной плазмы для моделирования процессов в сильных полях были независимо разработаны специальные коды. Предложено несколько альтернативных схем фактической реализации основных процессов, рассмотренных в разделе 4, методом Монте-Карло [224–229]. В простейшей из схем [224] временной шаг Δt интегрирования классических уравнений движения имеющихся частиц выбирается так, чтобы выполнялось условие $\Delta t \ll (a_0\omega)^{-1}$ [230], а, кроме того, вероятность рассматриваемого процесса (для определённости — излучения фотона, фоторождение пары включается аналогично) на этом шаге была мала ($R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}} \Delta t \ll 1$, что для электронов и позитронов с $\chi \gtrsim 1$ выполняется автоматически в силу

$$R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}(\chi) \Delta t \simeq \frac{\alpha m^2 \chi^{2/3}}{\mathcal{E}} \frac{1}{\omega a_0} \simeq \frac{\alpha}{\chi^{1/3}} \ll 1 \quad (57)$$

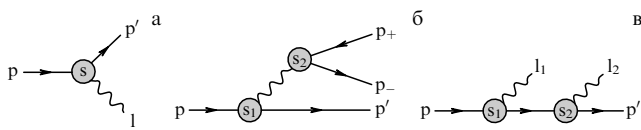


Рис. 12. Фейнмановские диаграммы в представлении голых линий и одетой вершины: (а) излучения фотона во внешнем поле (нелинейного эффекта Комптона) и процессов второго порядка — (б) трай-дент-процесса и (в) двухфотонного излучения.

с учётом $\chi \simeq a_0 \omega \mathcal{E} / m^2$, и далее на каждом шаге для каждой имеющейся частицы генерируются два псевдослучайных числа $r_{1,2} \in [0, 1]$. Если $r_1 < R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}(\chi) \Delta t$, то принимается, что данная частица на рассматриваемом шаге излучает фотон строго вперёд, с квантовым параметром $\varkappa = a_0(kl)/m^2$, определяемым решением уравнения

$$\frac{1}{R_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}} \int_0^{\varkappa} \frac{dR_{e \rightarrow e\gamma}^{\text{CCF}}}{d\varkappa} d\varkappa = r_2, \quad (58)$$

где распределение по $\varkappa$ определено в (37) (на практике для ускорения расчётов его предварительно интерполируют или табулируют). В такой схеме сильно переоценивается вероятность излучения мягких фотонов с $\varkappa \ll 1$, для которого приближение ЛПСР неприменимо. Однако такие процессы можно игнорировать, поскольку мягкие фотоны заведомо не рожают пары, а их излучение слабо влияет на динамику электронов. Строго говоря, по смыслу метода Монте-Карло результаты моделирования следует ещё усреднять по большому ($> 10^3$) ансамблю реализаций моделирования, однако, например, при моделировании множественного каскада на больших временах достаточно ограничиться усреднением по самому каскаду.

Вернёмся к выделению из амплитуды процесса многостадийной (каскадной) части. Остальные вклады, включая интерференционные, $\propto \alpha^2 \tau / \tau_f$. Поэтому на временах излучения $\tau_f \simeq \alpha^{-1} \tau_f$ с точностью $\mathcal{O}(\alpha)$ достаточно учитывать лишь каскадные процессы, поскольку остальные вклады (включая интерференционные), соответствующие одностадийному процессу, могут существенно проявиться лишь на больших временах, $\alpha^{-2} \tau_f \sim \alpha^{-1} \tau_f$, и в кодах Монте-Карло должны моделироваться отдельными генераторами событий. В связи с различием методики учёта каскадных и одностадийных процессов в кодах Монте-Карло, соответствующее разбиение процессов на много- и одностадийные носит принципиальный характер. В случае импульсного поля, как и для процессов первого порядка, суммы по s заменяются интегралами, а вместо вероятности в единицу времени изначально вычисляют полную вероятность процесса за всё время. Однако в случае длинных импульсов ($\tau \gg \tau_f$) полная вероятность процесса вновь содержит вклады, пропорциональные τ^2 и τ , которые отождествляются с двух- и одностадийными процессами соответственно. Кроме того, в работе [208] предложено альтернативное разбиение полной вероятности процесса в импульсе конечной длительности или вероятности за период в монохроматическом поле в соответствии с тем, что вероятность каскадного процесса второго порядка при $a_0 \gg 1$ асимптотически $\propto a_0^2$, а одностадийного $\propto a_0$. Это разумно, поскольку a_0 обратно пропорционально характерной частоте, т.е. в конечном счёте пропорционально периоду поля или его длительности. Заметим, что при $a_0 \lesssim 1$ приближение ЛПСР неприменимо и разбиение процессов на каскадные и одностадийные теряет всякий смысл.

Количественный расчёт спектров и полных вероятностей даже для простейших процессов второго порядка в поле плоской волны возможен только численно. Главными проблемами являются громоздкость вкладов, обусловленных взаимной интерференцией прямого процесса с обменным и двух- и одностадийных вкладов, а также расчёта пятикратного интеграла, остающегося

после снятия дельта-функций и других упрощений [206, 209]. Хотя принципиальная возможность таких расчётов в цитированных работах и продемонстрирована, зависимость вероятностей процессов, спектров и угловых распределений от параметров во всех интересных областях их изменения пока полностью не исследована. Стоит также отметить, что, согласно [209], после полного и аккуратного учёта всех интерференционных вкладов вероятность одностадийного трайдект-процесса в постоянном скрещенном поле отрицательна¹¹ при $\chi \lesssim 20$. Смысл этого результата также пока не ясен.

5.2. Самоподдерживающиеся квантово-электродинамические каскады

Предположим, что ультрарелятивистский электрон каким-либо образом попадает в область настолько сильного поля, что применимо приближение ЛПСР (уже влетел в неё или родился непосредственно в ней (см. далее)), $a_0 \gg \chi^{1/3}$. Тогда, согласно предыдущему, на временах $\tau_f \ll \tau \ll \alpha^{-1} \tau_f$ в его взаимодействии с полем доминируют каскадные (многостадийные) процессы. В приближении ЛПСР их интенсивность определяется локальным значением (54) квантового параметра (3), который в этом случае пропорционален перпендикулярной к скорости электрона компоненте действующей на него силы Лоренца. В полях, близких к полю бегущей плоской волны, вектор Пойнтинга отличен от нуля и значение χ максимально при движении электрона навстречу волне и минимально при движении вдоль неё. В полях типа стоячей волны вектор Пойнтинга может обнуляться в узлах, и тогда значение χ максимально при движении поперёк поля и минимально при движении вдоль него. За исключением указанных особых геометрий, в которых параметр χ аномально мал, по порядку величины $\chi \sim (E/E_{\text{cr}})\gamma$, где γ — лоренц-фактор электрона. Поэтому при достаточно больших значениях лоренц-фактора χ может достигать оптимальных для рассматриваемых процессов значений ~ 1 даже в полях $E \ll E_{\text{cr}}$ [31, 186].

В приближении ЛПСР в ходе отдельных процессов излучения фотона или рождения им пары величина χ начальной частицы делится между конечными. В классическом режиме $\chi \ll 1$ излучаются фотоны с параметрами $\varkappa \sim \chi^2 \ll \chi \ll 1$ [31], для которых вероятность рождения пары на следующей стадии каскадного процесса экспоненциально подавлена. В этом режиме порождаемый электроном каскадный процесс сводится к последовательному излучению большого числа мягких фотонов, причём отдача электрона при излучении отдельных фотонов пренебрежимо мала и носит кумулятивный характер. Данный режим соответствует классическому радиационному трению [31, 231], обсуждаемому в разделе 3. Однако при больших значениях параметра $\chi \gtrsim 0,1$ излучение переходит в квантовый режим и его характер качественно меняется. Во-первых, большая часть энергии в квантовом режиме в среднем передаётся уже жёстким фотонам с квантовыми параметрами $\varkappa \sim \chi$, сравнимыми с квантовым параметром электрона, так что вклад в отдачу излучения отдельных фотонов становится существенным. Возникающий вследствие этого доплеров-

¹¹ Полная вероятность с учётом двухстадийного вклада, разумеется, всегда положительна, речь идёт именно только о суммарном остальном вкладе.

ский сдвиг излучения в красную область приводит к существенному подавлению средней интенсивности излучения, которое можно описать поправочным фактором Гаунта. Одновременно становится существенным излучение, обусловленное прецессией магнитного момента электрона (спиновый свет). Наконец, существенным становится так называемый эффект разброса (straggling effect), состоящий в том, что доминирующий в энергетическом балансе излучения процесс излучения жёстких фотонов приобретает существенно стохастический характер, причём движение электрона на временах порядка τ_r между актами их излучения происходит практически без радиационного трения [232, 233].

При $\chi \gtrsim 1$ излучаемые жёсткие фотоны начинают рождать пары, что приводит к развитию КЭД-каскада [234–237]. Такие же каскады порождаются и затравочными фотонами, влетающими в область сильного поля с большими значениями $\chi \gtrsim 1$. Каскады, порождаемые в сильном поле частицами высокой энергии с $\chi \gg 1$, вполне аналогичны широким атмосферным ливням (ШАЛ), порождаемым в атмосфере космическими лучами [238]. Главным отличием является то, что вероятности излучения и рождения фотонами пар при столкновении с ядром определяются энергией налетающей частицы, а в сильном поле — величиной её квантового параметра. При больших значениях последнего множественность процесса быстро возрастает, однако в ходе её роста исходная величина квантового параметра примерно равномерно распределяется между частицами поколения каскада и для составляющих его частиц быстро убывает от поколения к поколению. Когда величина квантового параметра убывает до значений ~ 1 , фотоны перестают рождать пары, множественность стабилизируется и каскад затухает. Поэтому итоговая множественность такого каскада оказывается численно порядка значения χ квантового параметра затравочной частицы и не может быть слишком большой. Каскады в поле сами по себе также не являются экзотикой, например порождаются космическими лучами большой энергии в магнитосфере Земли.

Однако в достаточно сильном поле электрического типа¹² ($\mathcal{F} > 0$, т.е. $E > H$) становится существенным новое обстоятельство, принципиально отличающее каскады в этом поле от каскадов, порождаемых быстрыми частицами в слабых полях или в среде, а именно, в таком поле электроны могут быстро ускоряться в промежутке между актами излучения, восполняя энергию, затраченную перед тем на излучение жёсткого фотона. В таком режиме, называемом режимом самоподдерживающегося каскада, энергии частиц в каскаде не убывают от поколения к поколению, а в среднем стабилизируются, при этом множественность пар и жёстких фотонов экспоненциально возрастает со временем, и энергия на формирование каскада в конечном счёте извлекается из поля [239, 240]. Самоподдерживающиеся каскады инициируются частицами не высокой, а умеренной энергии с $\chi \gtrsim 1$ (в частности, возникающими на стадии затухания обычного каскада [236, 237]) и развиваются либо до вылета всех частиц из области сильного поля, либо до истощения поля. Если область сильного поля достаточно велика, то реализуется именно последний сценарий, в котором результирующая множественность каскада может дости-

гать макроскопических величин, а плотность частиц в каскаде — экстремальных значений [241] (см. далее).

Самоподдерживающиеся каскады напоминают другой, хорошо известный, процесс лавинного пробоя диэлектрика в сильном электрическом поле [242] (в котором аналогом рождения пары является процесс ударной ионизации), поэтому называемый также каскадом лавинного типа, в отличие от обычных каскадов, называемых каскадами ливневого типа [236]. Однако снова существенным отличием является то, что параметром, определяющим интенсивность протекания процессов излучения жёстких фотонов и фоторождения пары в сильном поле, является не энергия налетающей частицы, а её квантовый параметр, который и должен в самоподдерживающемся режиме восполняться при ускорении частиц полем. Это проявляется в тонких различиях между требуемым в рассматриваемых случаях характером ускорения частиц полем. В частности, поскольку при движении заряженной частицы в строго постоянном поле её квантовый параметр сохраняется, характерные для лазерных полей неоднородность и нестационарность становятся определяющими для обеспечения его восполнения в процессе ускорения [224, 240].

Для оценки пороговой интенсивности, необходимой для развития самоподдерживающегося каскада, воспользуемся упрощённой моделью однородного равномерно вращающегося электрического поля с напряжённостью E и круговой частотой вращения ω , которое по свойствам близко к полю в пучностях плоской циркулярно поляризованной стоячей волны [239, 240]. Кроме того, для простоты будем считать, что перед излучением жёсткого фотона квантовый параметр электрона $\chi \gtrsim 1$ (соответственно $a_0 \gg 1$ для применимости приближения ЛПСП), так что вероятность излучения электроном жёсткого фотона в единицу времени определяется нижней формулой в (38) и при излучении жёсткого фотона электрон практически полностью передаёт ему свою энергию (а сам соответственно полностью останавливается) [224, 240]. Сразу после излучения электрон вновь ускоряется, сначала вдоль электрического поля, быстро (на временах $t \sim m/(eE) \ll \omega^{-1}$, на которых поле успевает повернуться лишь на малый угол $\omega t \ll 1$) становясь релятивистским, а затем его лоренц-фактор продолжает увеличиваться со временем как $\gamma(t) \simeq eEt/m$. Как отмечалось, при ускорении в постоянном поле, несмотря на возрастание энергии, параметр χ строго сохраняется, для первоначально покоящегося электрона оставаясь малым ($\sim E/E_{\text{cr}} \ll 1$). Однако в неоднородном (или нестационарном) поле это уже не так. В частности, в чисто электрическом поле для ультрарелятивистского электрона формула (54) сводится к $\chi(t) \simeq E\gamma(t)\theta(t)/E_{\text{cr}}$. Существенно, что из-за вращения поля угол $\theta(t)$ между вектором поля и направлением движения электрона в процессе ускорения также увеличивается, в рассматриваемой модели составляя ровно половину угла поворота поля $\theta(t) = \omega t/2$ [240]. В общем случае ускорения первоначально покоящегося электрона в произвольном неоднородном нестационарном поле благодаря инертности импульс электрона неизбежно испытывает лаг при повороте действующей на него силы Лоренца, так что угол между ними вначале также линейно возрастает со временем, $\theta(t) \simeq \omega t$. По указанным причинам на временах, на которых электрон уже релятивистский, однако малых по сравнению с масштабом неоднородности или неста-

¹² То есть способном совершать работу.

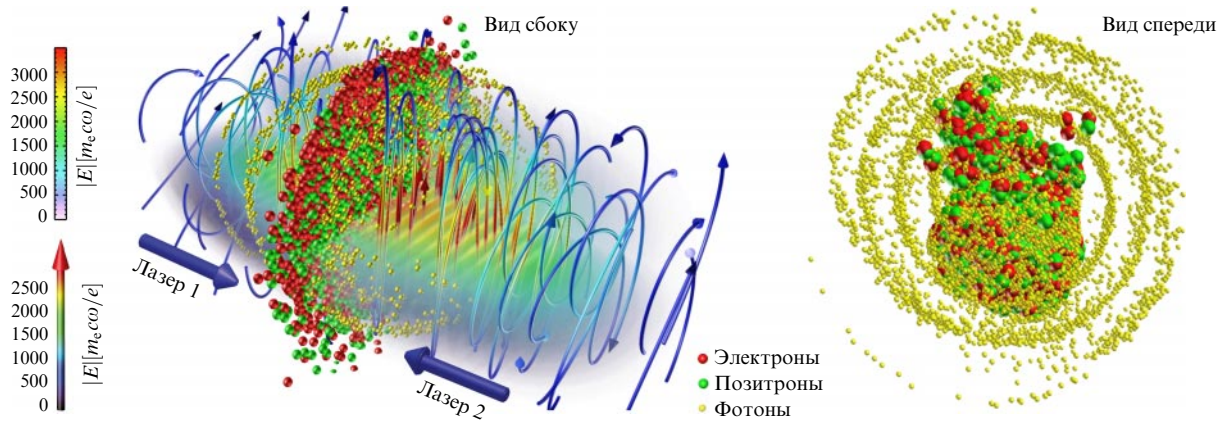


Рис. 13. Визуализация трёхмерного PIC-QED-моделирования самоподдерживающегося каскада в стоячей волне. Величина электрического поля, возникающего в результате биения двух лазерных импульсов, представлена цветной полосой. Кривые со стрелками показывают линии электрического поля. Электроны, позитроны и фотоны отображаются соответственно красным, зелёным и жёлтым цветом. Показанные частицы представляют собой лишь небольшую часть частиц в моделировании. (Из работы [254].)

ционарности поля (в нашем случае ω^{-1}), его квантовый параметр возрастает квадратично со временем:

$$\chi(t) \simeq \frac{m}{\omega} \left(\frac{E}{E_{\text{cr}}} \right)^2 (\omega t)^2. \quad (59)$$

Подставляя энергию $\mathcal{E}(t) = m\gamma(t) \simeq eEt$ и (59) в нижнюю формулу в (38), из условия равенства вероятности процесса (53) единице можно оценить среднее время излучения τ_r , а также лоренц-фактор $\gamma(\tau_r)$ и квантовый параметр электрона $\chi(\tau_r)$ в момент излучения [224, 240]:

$$\begin{aligned} \tau_r &\simeq \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\omega}{\alpha^2 m}} \left(\frac{E_{\text{cr}}}{E} \right)^{1/4}, \\ \gamma(\tau_r) &\simeq \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\alpha^2 m}{\omega}} \left(\frac{E}{E_{\text{cr}}} \right)^{3/4}, \quad \chi(\tau_r) \simeq \left(\frac{E}{E_{\text{cr}}} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (60)$$

Формулы (60), дающие грубую оценку характерного времени излучения или рождения пары и средних энергий $m\gamma$ и квантовых параметров $\chi \sim \chi$ частиц в каскаде¹³, записаны с выделением характерных масштабов рассматриваемых величин. Заметим, что фигурирующий в (60) не зависящий от интенсивности поля множитель $\sqrt{\alpha^2 m / \omega}$ имеет смысл корня из отношения характерного масштаба энергии связи в атоме водорода (ридберга) к частоте поля. Для лазерных полей он имеет порядок нескольких единиц и для грубой оценки по порядку величины может быть с той же точностью опущен. В остальные множители поле входит только в виде отношения к характерному значению $E_{\text{casc}}^* = \alpha E_{\text{cr}}$. В частности, для того чтобы излучённый фотон мог в дальнейшем породить пару, необходимо выполнение условия $\chi(\tau_r) \gtrsim 1$. Отсюда видно, что значение E_{casc}^* естественно принять в качестве пороговой напряжённости для развития самоподдерживающихся каскадов [240]. В лазерном поле E_{casc}^* соответствует интенсивности $\mathcal{I}_{\text{casc}}^* = (E_{\text{casc}}^*)^2 / (4\pi) \simeq 5 \times 10^{25}$ Вт см⁻². Важно, что при $E \gg E_{\text{casc}}^*$ одновременно также выполнено и условие $\tau_r \ll \omega^{-1}$, означающее, в частности, что на периоде поля (и тем более на протяжении длительности его действия) процессы ускорения и излучения жёсткого фотона (а также присутствующее на тех же масштабах времени

фоторождение им пары) происходят многократно, приводя к формированию каскада большой множественности. Как нетрудно проверить, при этом также выполнены условия $a_0 = eE/(m\omega) \gg \chi^{1/3}(\tau_r)$ (причём с большим запасом) и $\gamma(\tau_r) \lesssim a_0$. Первое из них означает, что использованное приближение ЛПСП действительно применимо, а второе — что в процессе ускорения полем электрон не успевает полностью одеться взаимодействием с полем и обрести эффективную массу до излучения им очередного жёсткого фотона.

Разумеется, приведённые простые оценки носят подчеркнuto грубый характер и требуют уточнений и фактической проверки. Для моделирования динамики плотной плазмы в сильном поле разработаны PIC-QED коды [224, 227–229, 241], в которых реализация элементарных процессов методом Монте-Карло (см. раздел 5.1) включалась в PIC-коды, моделирующие динамику макрочастиц в самосогласованном поле, посредством совместного численного решения их уравнений движения и уравнений Максвелла. КЭД-процессы также включались на уровне макрочастиц, причём для обеспечения контроля над их числом в последнее время используются разнообразные алгоритмы их объединения с перераспределением весов [243]. В описанной схеме сравнительно низкочастотное излучение, связанное с коллективной плазменной динамикой, описывается классическим полем на сетке, а жёсткие фотоны — макрочастицами. Это не приводит к трудностям, поскольку, как показано в [228], в типовых ситуациях диапазон частот излучения, обусловленного коллективными плазменными процессами, существенно меньше характерных частот излучаемых ультрарелятивистскими электронами жёстких фотонов.

С использованием разработанных кодов проведена большая работа по моделированию каскадов, порождаемых отдельными затравочными частицами в равномерно вращающемся поле [224, 244], в том числе — с учётом динамики поляризации фотонов [245] и электронов¹⁴ [246] и в поле стоячей волны [106, 229, 241, 248, 249]. Визуализация типового трёхмерного (3D) моделирования показана на рис. 13. В частности, в [224] продемон-

¹³ Напомним, что в квантовом режиме средние энергии излучаемых фотонов сравнимы с энергией электронов.

¹⁴ Отметим, что в [246] моделирование проводилось не методом PIC-QED, а, следуя [247], путём непосредственного решения кинетических уравнений на сетке.

стрирована адекватность предложенных в [224, 240] оценок (60) при $E \gg E_{\text{casc}}^*$. В то же время для полей более общего вида обсуждались уточнения оценок [237, 248], в том числе на основе детального анализа каскадных уравнений [229, 244, 250]. В частности, в работе [237] выведена формула, обобщающая (59) для случая произвольного слабонеоднородного электромагнитного поля, и проверена численным моделированием каскадов, порождаемых в поле одиночного фокусированного лазерного импульса (в случае слабой фокусировки такое поле максимально отличается по свойствам от однородного равномерно вращающегося поля в первоначальной модели).

Вместе с тем, согласно результатам моделирования, при $E \sim E_{\text{casc}}^*$ оценки характеристик каскада (60) работают существенно хуже, в частности, фактически наблюдавшийся при моделировании порог зарождения каскадов в стоячей волне оказался почти на порядок ниже, чем $E \gtrsim E_{\text{casc}}^*$, и примерно соответствовал интенсивности $\sim 10^{24}$ Вт см $^{-2}$ [229, 241, 250–252]. Основные причины этого состоят в сильной стохастичности процесса вблизи порога, в условности самого определения порога (например, его возможной зависимости от длительности действия поля), и, наконец, в том, что жёсткие фотоны фактически могут рождать пары не при $\kappa \gtrsim 1$, а уже при несколько меньших значениях [253]. Перечисленные факторы с трудом поддаются учёту в рамках простой модели. Проведённое PIC-QED-моделирование также подтвердило, что в случае достаточно большой протяжённости области сильного поля на начальной стадии развития каскада его множественность сначала возрастает со временем экспоненциально, $\propto \exp(t/\tau_r)$ [224, 229, 241, 246], а при достижении критической плотности, определяемой формулой¹⁵ (48), внешнее поле начинает истощаться (экранироваться) и каскад затухает. В этом режиме на каждую затравочную частицу может рождаться до 10^{14} пар, формирующих сверхплотную сильно неравновесную электрон-позитронную плазму плотностью $\sim 10^{26}$ см $^{-3}$, при том что основную часть каскада составляют γ -кванты ГэВ-ных энергий [241, 254].

Поскольку рекордно высоким интенсивностям лазерного излучения предлагается достигать с использованием жёсткой фокусировки, при которой уже при $I \sim 10^{28}$ Вт см $^{-2} \gg I_{\text{casc}}^*$ предсказано спонтанное рождение пар из вакуума [42, 255, 256], истощение поля множественными каскадами, инициируемыми парами, спонтанно рождающимися из вакуума в области максимума интенсивности поля, может препятствовать достижению более высоких значений лазерной интенсивности [237, 240]. Отметим, что до сих пор в применяемые для моделирования самоподдерживающихся каскадов коды не включались обратные процессы, при учёте которых априори мог бы быть возможен и альтернативный сценарий насыщения каскадов термализацией генерируемой плазмы при её меньшей плотности без существенного истощения поля. К таким процессам, в частности, относятся одно- и двухфотонная аннигиляция электрон-позитронных пар (первая индуцируется внешним полем [31], а вторая им модифицируется). Однако, согласно недавним оценкам [257, 258], вклад обоих процессов в

кинетику каскадов при рассматриваемых параметрах пренебрежимо мал.

Более поздние работы включают PIC-QED-моделирование каскадов при фокусировке лазерных импульсов на газовых [259, 260] и твердотельных [261–265] мишенях при реалистических параметрах. В частности, акцент делается на возможное применение каскадов в качестве ультраярких источников МэВ-ных γ -квантов [266–269] и позитронных (в том числе поляризованных [270]) пучков [263, 269, 271]. Наименьший порог развития каскадов достигается в стоячей волне, формируемой при изотропном столкновении нескольких лазерных пучков [272–274]. Экспериментальное изучение каскадов в такой ситуации планируется на специально проектируемой с учётом этого обстоятельства 12-пучковой 200-петаваттной установке XCELS (Exawatt Center for Extreme Light Studies) [59].

5.3. Радиационные поправки и гипотеза Ритуса–Нарожного

Помимо влияния на стандартные (идущие и без поля, как, например, рассеяние жёсткого фотона или электрона на электроне, двухфотонная аннигиляция пары и т.д.) КЭД-процессы и рассмотренное выше индуцирование процессов первого порядка и древесных процессов с большим числом конечных частиц, сильное поле также модифицирует радиационные поправки ко всем процессам, которым соответствуют петлевые диаграммы. Простейшие диаграммы такого типа приведены на рис. 14: собственные энергии электрона (рис. 14а) [200, 275–277] и фотона (рис. 14б) [278–281], меняющие их массы в поле; неприводимая поправка к вершине, определяющая, в частности, зависимость аномального магнитного момента электрона от поля (рис. 14в) [282, 283], и индуцируемая в поле трёхфотонная вершина, соответствующая процессам расщепления и слияния фотонов (рис. 14г) [284–289]. Благодаря большому числу вершин, чем в древесных диаграммах с теми же внешними линиями, амплитуды таких процессов пропорциональны более высоким степеням α и поэтому в отсутствие поля всегда малы [76, 137] (диаграмма на рис. 14г отлична от нуля только в присутствии поля и является доминирующей среди трёхфотонных). Тем не менее учёт и обсуждение упомянутых процессов имеют смысл, поскольку в присутствии внешнего поля они могут приводить к принципиально новым, пусть и тонким, эффектам [31], которые можно надеяться обнаружить в прецизионных экспериментах. Более того, мы увидим, что в режиме сильного поля вклад таких процессов может существенно возра-

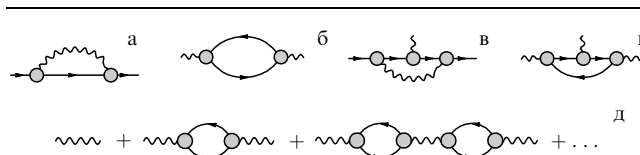


Рис. 14. Однопетлевые радиационные поправки: (а) массовый оператор (собственная энергия электрона), (б) поляризационный оператор (собственная энергия фотона), (в) неприводимая поправка к вершине, (г) индуцированная трёхфотонная вершина, (д) фотонный пропагатор с кумулятивным учётом однопетлевого поляризационного оператора. Серые круги обозначают одетые полем вершины. В диаграммах на рис. а–г внешние линии предполагаются отрезанными и изображены исключительно для указания мест их присоединения при вставке рассматриваемых блоков в диаграммы конкретных процессов.

¹⁵ При такой плотности частиц также плотность энергии каскада $\sim \text{туп}$ практически сравнивается с плотностью энергии внешнего поля $\sim E^2/(4\pi)$.

стать [275] и тем самым может уже принципиально изменять характер поведения частиц в очень сильных полях.

В непертурбативном по внешнему полю режиме расчёт радиационных поправок проводится стандартными методами КЭД [31, 148], описанными в разделах 4.2 и 5.1, с использованием точных электронных внешних линий (21) и пропагаторов (55). Регуляризация и перенормировка петлевых диаграмм также проводятся стандартно, поскольку возникающие в них расходимости — те же, что в отсутствие поля, и не зависят от него [31, 278]. На практике в однопетлевых поправках удобно выделять перенормируемый стандартным образом (в частности, для внешних линий обнуляющийся после перенормировки) вклад при отсутствии поля и не требующий перенормировки конечный вклад, обусловленный влиянием собственно внешнего поля. При этом подразумевается, что все перенормированные величины (включая масштаб самого внешнего поля) определяются в ситуации отсутствия поля, так как произведение заряда на напряжённость внешнего поля является ренорминвариантной величиной.

В то же время, в отличие от результатов стандартной КЭД, из-за расчётных сложностей на данный момент надёжные результаты получены только для одночастично-неприводимых однопетлевых и частично двухпетлевых поправок, а также для соответствующей модификации внешних линий и пропагаторов с кумулятивным учётом одночастично-неприводимых однопетлевых массовых поправок посредством их суммирования или решения уравнения Дайсона – Швингера [148, 200, 278] (суммирование кумулятивных вкладов одночастично-неприводимой поправки к собственной энергии фотона в его одетый радиационными поправками пропагатор проиллюстрировано на рис. 14д).

Лучше всего изучены¹⁶ одночастично-неприводимые однопетлевые массовые поправки к электронным и фотонным линиям, называемые массовым (рис. 14а) и поляризационным (рис. 14б) операторами соответственно, в постоянных полях [200, 275, 278–280] и в поле плоской волны [276, 277, 281]. В качестве иллюстрации обсудим подробнее результаты учёта массовых поправок к фотонным линиям в режиме сильного поля, в котором они формируются на малых масштабах и за счёт обмена большим числом фотонов с внешним полем [278]. При этом для фотонов с частотой, существенно превышающей частоту внешнего поля, случай произвольного поля сводится к постоянному скрещенному полю¹⁷, а при дополнительном условии $a_0 \gg \kappa^{1/3}$ его можно считать ещё и локально постоянным [281].

Влияние постоянного скрещенного поля на распространение фотона с частотой Ω и волновым вектором $\mathbf{l}$, направленным под углом ϑ к вектору Пойнтинга поля,

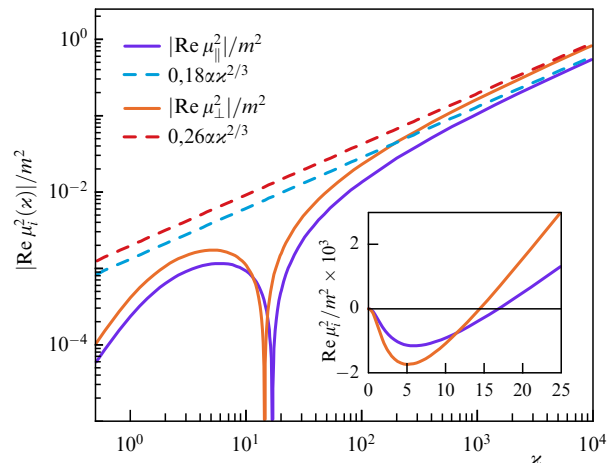


Рис. 15. Зависимость вещественной части квадратов эффективных масс фотона с поляризациями вдоль электрического поля и перпендикулярной ему в постоянном скрещенном поле от квантового параметра фотона. Штриховыми линиями показаны асимптотики при $\kappa \gg 1$. На вставке в увеличенном масштабе представлена область, в которой квадрат массы отрицателен.

описывается единственным квантовым параметром $\kappa = eE\Omega(1 - \cos \vartheta)/m^3$, максимальным при $\theta = \pi$, т.е. при распространении фотона навстречу вектору Пойнтинга поля. Учёт кумулятивных одночастично-неприводимых петлевых массовых поправок приводит к динамической генерации масс $\mu_i(\kappa)$ физических (поперечных) состояний фотона¹⁸, так что их дисперсионные уравнения принимают вид $\Omega^2 = \mathbf{l}^2 + \mu_i^2(\kappa)$ [278]. Индекс $i = \{\parallel, \perp\}$ соответствует поляризациям вдоль главных осей поля $\varepsilon_{\parallel, \mu} \propto F_{\mu\nu} l^\nu$ и $\varepsilon_{\perp, \mu} \propto (1/2)\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta} l^\nu$. В системе отсчёта, где фотон распространяется навстречу волне, главные оси поля направлены вдоль внешних электрического и магнитного полей соответственно. Квадрат массы произвольно поляризованного фотона выражается через главные значения μ_i^2 и параметры Стокса [293]. Квадраты индуцированных масс комплексны, их мнимые части отрицательны и связаны оптической теоремой с вероятностью рождения в единицу времени пары фотоном соответствующей поляризации соотношением $R_{\gamma_i \rightarrow e^+e^-} = -\text{Im}(\mu_i^2)/\Omega$, усреднённая по поляризациям фотона вероятность приводилась в разделе 4.3 (см. формулы (46), (47)). В частности, при $\kappa \ll 1$ они экспоненциально малы ($\propto \exp(-8/3\kappa)$). Вещественная часть квадрата массы фотона эквивалентна появлению эффективного показателя преломления $n_i = (1 - \text{Re}(\mu_i^2)/\Omega^2)^{1/2}$, зависимость которого от κ изображена на рис. 15.

В частности, при $\kappa \ll 1$ имеем [278, 295, 296]

$$\text{Re}(\mu_{\parallel, \perp}^2) = - \begin{bmatrix} 0,028 \\ 0,050 \end{bmatrix} \alpha m^2 \kappa^2, \quad (61)$$

$$n_{\parallel, \perp}(\mathcal{I}, \theta) \approx 1 + \begin{bmatrix} 0,028 \\ 0,050 \end{bmatrix} \alpha \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_{\text{cr}}} \sin^4 \frac{\vartheta}{2},$$

где результат записан через интенсивность поля $\mathcal{I}$ в лабораторной системе отсчёта при предположении, что поле представляет собой плоскую линейно поляризован-

¹⁶ Мы не обсуждаем вакуумные поправки [290], хотя и связанные с массовыми поправками градиентным разложением [291, 292], однако актуальные только при приближении напряжённостей полей к критическому значению (4), и поправки в кулоновском поле, которые выходят за рамки рассматриваемого в обзоре контекста процессов в лазерных полях.

¹⁷ Подразумевается, что напряжённости поля также существенно меньше критической E_{cr} , точные условия имеют вид [279] $|\mathcal{F}|/E_{\text{cr}}^2, |G|/E_{\text{cr}}^2 \ll 1, \kappa$, где κ — квантовый параметр фотона, и выполняются даже в жёстко фокусированных полях доступной интенсивности для рентгеновских и более жёстких фотонов с $l_0 \gg \omega a_0$.

¹⁸ Поскольку нефизические моды при этом остаются безмассовыми, такая динамически генерируемая масса не нарушает калибровочной инвариантности.

ную волну. Зависимость показателя преломления от поляризации называется двойным лучепреломлением, от интенсивности — керровской нелинейностью, от направления (угла ϑ между волновым вектором и вектором Пойнтинга внешнего поля) — анизотропией. Все эти свойства типичны для анизотропных сред [297], к которым, по сути, относится и внешнее поле. В результате распространение фотонов в вакууме в достаточно сильных полях должно сопровождаться широким спектром эффектов, характерных для нелинейной оптики анизотропных сред [297, 298], только в данном случае количественная величина этих эффектов оказывается на 16 порядков меньше, чем в типичных кристаллах. К сожалению, при достижимых и в настоящее время интенсивностях лазерных полей все такие эффекты являются чрезвычайно слабыми и находятся либо на грани, либо за гранью возможностей экспериментального наблюдения. Тем не менее работы по экспериментальному изучению некоторых из них ведутся или планируются в обозримом будущем [12]. В качестве иллюстрации кратко обсудим лишь несколько таких эффектов.

При распространении фотона, первоначально поляризованного линейно под углом к главным осям, двойное лучепреломление приводит к преобразованию поляризации фотона в эллиптическую. Эллиптичность $\delta^2 \sim (\delta\varphi/2)^2$, где $\delta\varphi \sim \Omega d(n_{\parallel} - n_{\perp})$ — разность фаз, набираемая между модами, отвечающими поляризациям вдоль главных осей, на выходе из области сильного поля, d — длина распространения в поле. Эксперименты по обнаружению этого эффекта в магнитном поле проводятся давно и пока безуспешно [299]. Поскольку лазерные поля обеспечивают гораздо большие напряжённости поля, обсуждалась и планируется постановка аналогичных экспериментов с их использованием. Согласно оценкам, при $\mathcal{I} \sim 10^{22} - 10^{23}$ Вт см $^{-2}$, $\Omega \sim 10$ кэВ и $d \sim 10$ мкм ожидаемый сигнал $\delta^2 \sim 10^{-10}$ [300–302] находится на границе возможностей детектирования методами современной рентгеновской поляриметрии [303], что требует их дальнейшего развития [304, 305].

Далее, как видно из рис. 15, при $\kappa \lesssim 15$ оба главных значения эффективной массы фотона отрицательны, а коэффициент преломления больше единицы. Следовательно, фазовая скорость фотонов меньше, чем в вакууме. Данное условие является характеристическим для возможности излучения Вавилова – Черенкова, соответствующий эффект был предсказан и обсуждался в работах [306–308]. Поскольку электроны в сильном поле испытывают огромные ускорения, $w \sim m\chi$, они неизбежно излучают также за счёт рассмотренного в разделе 4.2 синхротронного (при $\chi \gtrsim 1$ — квантового) механизма. Черенковское излучение в сильном поле в вакууме, по видимому, нельзя наблюдать в чистом виде, а лишь в виде синергетического синхротрон-черенковского излучения [309–311], т.е. оно должно проявляться в модификации интенсивности, углового распределения и спектра, а также (в связи с наличием двойного лучепреломления) в сложной нелинейной зависимости его поляризации от параметров, по сравнению с таковой в случае обычного нелинейного эффекта Комптона.

Наконец, согласно (61), фазовая скорость фотонов, распространяющихся под углом к вектору Пойнтинга, тем меньше, чем сильнее поле, что должно приводить к фокусировке пробного пучка фотонов вблизи максимума неоднородного сильного поля, являющейся частным

случаем нелинейно-оптического эффекта взаимной фокусировки скрещенных световых пучков в сильных полях [312]. Поскольку для фотонов, распространяющихся вдоль волны ($\vartheta = 0$), эффективные показатели преломления остаются равными единице и поляризация вакуума не проявляется, вопрос о возможности самофокусировки сильной волны в вакууме является более тонким и, хотя он уже обсуждался [312–314], на наш взгляд, пока остаётся окончательно не прояснённым.

При $\kappa \gtrsim 1$ мнимая часть квадрата массы фотона в постоянном скрещенном поле перестаёт быть малой, что соответствует возможности его распада на электрон-позитронную пару (см. раздел 4.3), а при $\kappa \gtrsim 15$ его вещественная часть становится положительной, что соответствует сверхсветовой фазовой скорости и закрывает канал черенковского излучения. При $\kappa \gg 1$ имеем асимптотические зависимости [278]

$$\operatorname{Re}(\mu_{\parallel, \perp}^2) = \begin{bmatrix} 0,18 \\ 0,26 \end{bmatrix} \alpha m^2 \chi^{2/3}, \quad (62)$$

$$\operatorname{Im}(\mu_{\parallel, \perp}^2) = - \begin{bmatrix} 0,30 \\ 0,46 \end{bmatrix} \alpha m^2 \chi^{2/3},$$

фактически применимые для мнимой части при $\kappa \gtrsim 10^2$, а для вещественной — при $\kappa \gtrsim 10^3$ (см. рис. 15). В этом режиме, помимо указанных выше эффектов, становится существенной зависимость эффективных показателей преломления от частоты (дисперсия, в частности $n_i(\Omega \rightarrow \infty) = 1$). Существенно, что радиационная поправка к массе электрона при $\chi \gg 1$ имеет такую же (с точностью до общего численного коэффициента порядка единицы) асимптотику $\delta m^2 \simeq \alpha m^2 \chi^{2/3}$, где χ — квантовый параметр электрона [31, 200]. Отсюда и из формулы (62) видно, что в этом режиме радиационные поправки для электрона и фотона в постоянном скрещенном поле пропорциональны комбинированным параметрам $g_{\chi} = \alpha \chi^{2/3}$ и $g_{\kappa} = \alpha \kappa^{2/3}$ соответственно и неограниченно возрастают с увеличением квантового параметра, пропорционального напряжённости поля и энергии соответствующей частицы. В работах Ритуса [31, 200, 275] этот эффект был назван усилением радиационных поправок внешним полем.

При $g_{\chi} = \alpha \chi^{2/3} \gtrsim 1$ ($g_{\kappa} = \alpha \kappa^{2/3} \gtrsim 1$), что соответствует $\chi, \kappa \gtrsim 1600$, получаем $\delta m^2 \gtrsim m^2$ (соответственно $\mu^2 \gtrsim m^2$), одновременно с этим вероятности излучения жёсткого фотона (см. (38)) и фоторождения пары (см. (47)) становятся порядка единицы в собственной системе¹⁹ на комптоновских временах $\tau \sim m^{-1}$. Последнее указывает на то, что в таких сильных полях взаимодействие частиц с полем должно уже полностью определяться индуцированными полем радиационными поправками²⁰ [31, 199].

¹⁹ С целью унификации терминологии для электронов и фотонов здесь под "собственной системой жёсткого фотона" условно подразумевается такая система отсчёта, в которой частота фотона порядка массы покоя электрона.

²⁰ Заметим, что характерные для постоянного скрещенного поля универсальные асимптотики $\propto \chi^{2/3}, \kappa^{2/3}$ зависимостей вероятностей элементарных процессов и связанных с ними оптической теоремой квадратов эффективных масс от квантового параметра, в свою очередь связанные (см. раздел 4.4) с их масштабом формирования, также однозначно фиксируются их независимостью от массы электрона при стремлении напряжённости поля к бесконечности.

Таблица. Известные асимптотики радиационных собственно-энергетических поправок для фотона (слева) и электрона (справа)*

Одна петля							
(1а)		$\alpha\chi^{2/3}$	[278]	(1б)		$\alpha\chi^{2/3}$	[275]
Две петли							
(2а)		$\alpha^2\chi^{2/3}\log\chi$	[315]	(2б)		$\alpha^2\chi\log\chi$	[148, 203]
				(2в)		$\alpha^2\chi^{2/3}\log\chi$	[213]
Три петли							
(3а)		$\alpha^3\chi^{2/3}\log\chi$	[316]	(3г)		$\alpha^3\chi^{2/3}\log^2\chi$	[316]
(3б)		$\alpha^3\chi^{2/3}\log\chi$	[316]	(3д)		$\alpha^3\chi^{4/3}$	[316]
(3в)		$\alpha^3\chi\log^2\chi$	[317]	(3е)		$\alpha^3\chi\log^2\chi$	[317]
				(3ж)		$\alpha^3\chi^{5/3}$	[317]

* Для каждой диаграммы приведены асимптотическая зависимость от квантового параметра и ссылка на источник. Наиболее резко возрастающая зависимость в каждом порядке выделена жирным шрифтом.

Так как вероятность ограничена единицей, неограниченное возрастание однопетлевых поправок подразумевает, что в таком режиме рассматриваемые квантовые процессы, непертурбативные по взаимодействию с внешним полем, должны потерять пертурбативность также и по отношению к радиационным поправкам (по крайней мере определённых типов). В современной литературе эта гипотеза называется гипотезой Ритуса – Нарожного [199]. С целью более детального изучения возможности такого дважды непертурбативного режима были проанализированы известные двухпетлевые одночастично-неприводимые массовые поправки для фотона и электрона в постоянном скрещенном поле [148, 203, 213, 315] и оценены некоторые трёхпетлевые поправки [316, 317]. Результаты этих исследований суммированы в таблице, где для каждой поправки приведены соответствующая ей диаграмма, характер асимптотики при большом значении квантового параметра и литературный источник для подробного ознакомления. Видно, что при данном числе петель в высших порядках лидируют поправки типа (3в), (2б) и (3ж), диаграммы которых максимально насыщены однопетлевыми поляризационными вставками (пузырьками). Такие диаграммы называют пузырьковыми. В правой колонке (для электрона) отношение последовательных поправок при переходе от двух петель к трём $\propto g_\chi = \alpha\chi^{2/3}$, в согласии с гипотезой. В недавней работе [294] рассмотрены и просуммированы все такие пузырьковые поправки (рис. 16), в частности показано, что их отношение в соседних порядках действительно стабилизируется и сохраняется во всех более высоких порядках. В первых низших порядках, однако, оно аномально мало, что приводит к подавлению непертурба-

тивного пересуммированного вклада. В частности, в левой колонке таблицы все асимптотики (отвлекаемся здесь от несущественных для наших целей логарифмических множителей) сдвинуты на единицу в сторону более высоких порядков из-за наличия лишней (не входящей в цепочку последовательных пузырьков) общей электрон-позитронной петли и в приведённых порядках не успевают стабилизироваться, однако по аналогии естественно предположить, что стабилизация должна произойти при переходе от трёхпетлевых поправок к четырёхпетлевым.

Смысл $g = \alpha\chi^{2/3}$ как параметра разложения поправок пузырькового типа в постоянном скрещенном поле можно пояснить и без сложных вычислений следующим образом. К поправкам массового типа для электрона применимы соображения и оценка характерного времени формирования, приведённые в разделе 4.4, в частности формула (51). Однако, поскольку фотон в петле теперь является виртуальным с $l^2 \neq 0$ и $\Omega = (\mathbf{l}^2 + l^2)^{1/2} \approx |\mathbf{l}| + l^2/2|\mathbf{l}|$, следует дополнительно учесть вклад фотона $\simeq l^2/(2\Omega)$ в невязку энергии (50) на времена формирования петли. Характерный масштаб виртуальности фотона при этом определяется из условия соизмеримости вкладов электрона и фотона в невязку энергии $Q \simeq 1/\tau_f$ (где время формирования τ_f процесса излучения определено в (51)), откуда с учётом $\kappa \simeq eE\Omega/m^3$ находим

$$l^2 \simeq m^2 \frac{\kappa^{4/3}}{(\chi\chi')^{1/3}}, \quad (63)$$

где в данном случае $\chi' = \chi - \kappa$ — квантовый параметр виртуального электрона во внешней петле. В пузырьковых диаграммах каждой фотонной линии соответствует свободный пропагатор $\sim 4\pi/l^2$, каждому пузырьку — поляризационный оператор, с точностью до тензорных структур $\sim \mu^2$. Отсюда ясно, что характерным параметром петлевого разложения по числу пузырьковых вставок является отношение

$$g = \frac{\mu^2(\kappa)}{l^2} \simeq \frac{\mu^2(\kappa)}{m^2\kappa^{4/3}} (\chi\chi')^{1/3}. \quad (64)$$



Рис. 16. Пузырьковые поправки к массовому оператору (многоточие символизирует сумму аналогичных диаграмм с тремя и более поляризационными вставками).

Характер зависимости $\mu_i^2(\kappa)$ уже обсуждался выше; из него, в частности, вытекает, что отношение $\mu_i^2(\kappa)/\kappa^{4/3}$ является ограниченным и достигает максимума $\sim \alpha m^2$ при $\kappa \sim 1$. Тогда, как видно из (64), при $\chi \gg 1$ действительно $g \sim \alpha \chi^{2/3}$ в соответствии с результатами работы [294].

Отметим, что предполагаемое на основе анализа таблицы доминирование пузырьковых поправок [294, 317] всё ещё является гипотезой, поскольку при одинаковой асимптотике в однопетлевом приближении пока остаётся непонятным и, возможно, аномальным для изученных низших порядков подавление электронных массовых поправок по сравнению с пузырьковыми. Кроме того, ввиду громоздкости соответствующих расчётов оценка роли радиационных поправок, связанных с модификацией вершины (рис. 14в), до сих пор не проводилась ни в каких процессах, даже в простейшем процессе излучения фотона. Предполагалось лишь исходя из опыта расчётов в отсутствие поля, что она несущественна²¹. Именно этим объясняется отсутствие соответствующих диаграмм в таблице. В то же время сама вершинная поправка (рис. 14в) рассмотрена в работах [282, 283], где показано, что, хотя лидирующий вклад в ней тоже $\mathcal{O}(g)$, он выпадает из амплитуд процессов с учётом массовых электронных поправок того же порядка, таким образом, по крайней мере на массовой поверхности, существуют лишь вклады $\mathcal{O}(\alpha \chi^{1/3}) \ll \mathcal{O}(g)$ [283]. Последнее означает, что должна существовать такая калибровка, в которой асимптотически поправками к вершине можно пренебречь. Этот вывод нуждается в подтверждении и надёжном обосновании, поскольку позволил бы, пренебрегая вершинными поправками, найти самосогласованное решение уравнений Дайсона – Швингера и систематически учесть совместное влияние всех массовых поправок в непертурбативном режиме.

Обсуждалась также возможность экспериментальной реализации рассматриваемого непертурбативного режима. Он, по-видимому, не может возникать в самоподдерживающихся каскадах ввиду сомнения в принципиальной возможности генерации полей электрического типа швингеровской напряжённости (способных ускорять и одновременно рождать из вакуума частицы), поскольку с учётом оценок (60) для них $\alpha \chi^{2/3} \sim E/E_{\text{cr}} \leq 1$. Поэтому единственной возможностью является инжекция в поле достаточно энергичных частиц. Однако если в рассмотренных ранее процессах, где условие $\chi \sim 1$ можно было сравнительно просто реализовать с использованием ультрарелятивистских частиц ГэВ-ных энергий, при этом непертурбативный режим взаимодействия с внешним полем обеспечивался уже при $a_0 \gtrsim 1$, то в рассматриваемом случае для возникновения непертурбативности также и по отношению к радиационным поправкам требуются существенно большие значения $\chi \gg 10^3$ и соответственно наложение намного более жёсткого ограничения на a_0 . Последнее существенно, поскольку, как явно продемонстрировано расчётами в поле плоской волны [318, 319], асимптотики типа (62) со степенной зависимостью

от квантового параметра, обеспечивающие усиление однопетлевых массовых поправок в сильном поле, как и асимптотики (38), (47) для связанных с ними оптической теоремой процессов излучения или распада, возникают только при выполнении условия $a_0 \gg \chi^{1/3}$, определяющего многофотонный характер взаимодействия с внешним полем и обеспечивающего применимость приближения ЛПСП (см. раздел 4.4). Более того, как мы видели, электронные массовые поправки пузырькового типа формируются сравнительно мягкими виртуальными фотонами с квантовым параметром $\kappa \sim 1 \ll \chi$, для которых время формирования процесса (51) ещё больше и соответственно условие применимости приближения ЛПСП ещё сильнее: $a_0 \gg \chi^{2/3}$. Помимо обеспечения достаточно сильного поля, для практической реализации возможности взаимодействия частицы с ним в рассматриваемом режиме следует также дополнительно обеспечить достаточно резкое возрастание поля при влёте в него пробных частиц. Последнее необходимо, чтобы обеспечить квенчинг (отсутствие радиационного высвечивания) электронов с большими $\chi \gg 1$ или распадов фотонов с $\kappa \gg 1$ на пары до достижения ими области максимального поля [320, 321]. На данный момент уже показано, что подходящие условия в принципе можно обеспечить при столкновениях встречных ГэВ-ных электронных пучков на лептонных коллайдерах [321] при пролёте ультрарелятивистских частиц через кристаллы [322], а также при их взаимодействии с аттосекундными импульсами, генерируемыми при отражении мультитераваттных фемтосекундных лазерных импульсов от твердотельной мишени [323, 324].

Работа по выявлению характеристических свойств, в частности расчёт процессов излучения в описываемом дважды непертурбативном режиме, активно продолжается и пока ещё далека от завершения. Упомянем лишь, что важнейшим из этих свойств, по-видимому, является фундаментальная нестабильность всех частиц по отношению к элементарным процессам излучения или распада на временах их формирования [199]. Так, отношение характерного времени жизни фотона к времени формирования процесса его излучения

$$\frac{\tau_\gamma}{\tau_f} \simeq \left(\frac{R_{\gamma \rightarrow e^+e^-}}{Q} \right)^{-1} \sim \left(\frac{\text{Im} \mu^2 / \Omega}{l^2 / \Omega} \right)^{-1} \sim \frac{l^2}{\mu^2} \sim \frac{1}{g} \ll 1 \quad (65)$$

при $g \gg 1$. Поскольку кинематика процессов излучения фотона и фоторождения пары в ультрарелятивистском пределе идентична с точностью до обозначений, такая же оценка имеет место и для отношения времени излучения электроном жёсткого фотона к времени формирования фоторождения пары. Смысл этого результата в том, что наблюдаемые проявления непертурбативного режима при $g \gg 1$ должны быть связаны с процессами большой множественности $\propto g$, причём одностадийными (когерентными), в отличие от каскадов, рассмотренных в разделе 5.2. Однако, как отмечалось, возможности расчёта таких процессов во внешнем поле пока сильно ограничены, так что их проведение требует разработки принципиально новых расчётных методов.

6. Влияние лазерного поля на распады ядер и элементарных частиц

Распады играют важнейшую роль в физике элементарных частиц, космофизике и физике ядра [325, 326].

²¹ Видимо, на основании того, что при $\chi \gg 1$ мнимые и вещественные части массового и поляризационного операторов одного порядка, при этом, согласно оптической теореме, мнимые части вкладов, не содержащие вершинных поправок, соответствуют прямым, а содержащие — обменным вкладам в вероятность излучения или распада, и с учётом того, что для ультрарелятивистских частиц вторые по сравнению с первыми подавлены.

Естественно, изучение возможностей влияния внешних факторов на скорости распадов привлекает внимание широкого круга исследователей. Особенно многообещающими представляются две возможности: 1) изменение правил отбора за счёт воздействия внешнего поля, в результате чего запрещённые в обычных условиях распады могли бы реализоваться и происходить с высокой вероятностью; 2) многократное увеличение скорости разрешённого распада. Если речь идёт об α - или β -распаде атомных ядер, то задача обретает значительный практический интерес в связи с проблемой утилизации радиоактивных отходов [327]. Идея о возможности индуцированного электромагнитным полем ускорения распадов представляется интересной и с точки зрения фундаментальной физики.

История теоретического исследования возможности управления распадами с помощью сильного электромагнитного поля насчитывает более полувека. Несмотря на то что ответ на вопрос о силе внешнего поля, необходимой для существенного изменения скорости распада мюона, был получен ещё на заре лазерной эры в работе [328], хорошо известной и цитируемой в научном сообществе, а аналогичные оценки для β -распада ядер известны с 1980-х годов [329, 330], в ведущих физических журналах продолжают появляться ошибочные статьи, посвящённые данной теме. В этих "сенсационных" публикациях, как правило, "обосновывается" возможность существенного, в несколько раз или даже на много порядков, увеличения скорости распада при использовании лазерного излучения с большой длиной волны. В разделах 6.1–6.3 мы приведём оценки, показывающие, что заметное влияние на скорость распада могут оказывать только лазерные поля чрезвычайно высокой интенсивности, недостижимой в настоящее время и вряд ли достижимой вообще. Мы также разъясним происхождение наиболее характерной ошибки, приводящей к многократно завышенной величине скорости распада.

6.1. Пороговое поле для α - и β -распадов

Построение точной теории α - и β -распада в интенсивном внешнем электромагнитном поле невозможно по той же причине, что и в случае нелинейной ионизации атомов и молекул сильными лазерными полями, — не существует точного аналитического решения уравнений Шрёдингера, Клейна–Гордона или Дирака, описывающего состояния заряженной частицы в плоской электромагнитной волне в присутствии кулоновского, сильного или электрослабого взаимодействия. Однако между задачами об ионизации и распаде есть и существенное различие: в то время как анализ процессов ионизации с помощью численного решения нестационарных одночастичных уравнений Шрёдингера или Дирака превратился в последние десятилетия в рутинную процедуру, в случае распадов во внешнем поле этот подход нереализуем по следующим причинам. Во-первых, характерное время распада (например, период полураспада $\tau_{1/2}$), определяющее эволюцию волновой функции, как правило, на много порядков превышает длительность лазерного импульса. Во-вторых, для корректного численного описания волновой функции в области локализации частицы потребовался бы расчёт с очень высоким пространственным разрешением на масштабе размеров ядра или радиуса слабого взаимодействия. Этот масштаб ничтожен по сравнению с амплитудой колебаний

заряженной частицы в поле излучения. Принимая длительность импульса лазерного излучения $\tau_L \simeq 100$ фс, интенсивность $I \simeq 10^{26}$ Вт см⁻² и длину волны $\lambda = 1$ мкм, можно легко убедиться, что в случае распада ядра урана-238 отношения этих масштабов составляют соответственно $\tau_L/\tau_{1/2} \approx 10^{-30}$ и $l_\alpha/l_L \approx 10^{-7}$. Здесь l_α — пространственный масштаб, характерный для α -распада (см. оценку ниже), $l_L = 2eE_m/(m_\alpha\omega^2)$ — размах колебаний нерелятивистской α -частицы в поле лазерной волны, E_m — амплитудное значение напряжённости электрического поля. Таким образом, численный расчёт волновой функции продуктов распада с точностью, необходимой для обнаружения её малых изменений, вызванных воздействием лазерной волны, потребовал бы невообразимых вычислительных мощностей. С другой стороны, именно малость отношений $\tau_L/\tau_{1/2}$ и l_α/l_L позволяет сделать простые качественные оценки, демонстрирующие степень возможного влияния сильного электромагнитного поля на такие процессы. Приведённые ниже рассуждения следуют в основном работам [190, 329–331].

Акты α - и β -распада локализованы в малой пространственной области и происходят за малое время. В случае β -распада $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ значения этих величин определяются комптоновской длиной волны для мюона и составляют $l_\beta \simeq 10^{-13}$ см и $\tau_\beta \simeq 10^{-23}$ с соответственно. При α -распаде ядер те же величины задаются шириной кулоновского барьера, сквозь который туннелирует α -частица, и её характерной скоростью. Типичные значения в этом случае $l_\alpha \simeq 10^{-12}$ см и $\tau_\alpha \simeq 10^{-21}$ с. На расстояниях, больших по сравнению с $l_{\alpha,\beta}$, продукты распада могут рассматриваться как свободные частицы, поэтому влияние поля электромагнитной волны на их движение, хотя и может быть значительным, не приведёт к изменению вероятности распада. Ясно, что для существенного изменения вероятности внешнее поле должно совершить заметную работу на длине $l_{\alpha,\beta}$. Как несложно понять, учитывая, что времена $\tau_{\alpha,\beta}$ отвечают частотам $\omega \sim 1/\tau \approx 10^{21}$ с⁻¹ и выше, т.е. энергиям кванта $\hbar\omega > 1$ МэВ, при оценке этой работы поле любого лазерного источника можно считать постоянным. В постоянном поле с напряжённостью E энергия, переданная заряженной частице за время распада, по порядку величины составляет

$$\Delta\mathcal{E}_{\alpha,\beta} \simeq eEl_{\alpha,\beta}. \quad (66)$$

Если величина (66) сравнима с энергетическим масштабом $Q_{\alpha,\beta}$, характеризующим распад, то влияние внешнего поля на динамику процесса заведомо станет значительным. Отсюда следует оценка для напряжённости электрического поля $\tilde{E}$, при которой скорости распадов должны существенно измениться:

$$\tilde{E}_{\alpha,\beta} \simeq \frac{Q_{\alpha,\beta}}{el_{\alpha,\beta}}. \quad (67)$$

Для α -распада ядра урана ($Q_\alpha \approx 4,2$ МэВ) и для β -распада мюона ($Q_\beta \simeq m_\mu c^2 \approx 100$ МэВ) оценка (67) даёт $\tilde{E}_\alpha \simeq 10^{19}$ В см⁻¹, $\tilde{E}_\beta \simeq 10^{21}$ В см⁻¹ соответственно. Отметим, что $\tilde{E}_\beta = m_\mu^2 c^3 / e\hbar$ — просто критическое поле КЭД для мюона [328, 332, 333]. Для α -распада пороговое поле $\tilde{E}_\alpha$ оказывается меньше, но и оно примерно на три порядка превосходит критическое поле КЭД (4). При

распадах ядер и в переходах $p \rightarrow pe^+ \nu_e$ (запрещённых в отсутствие внешнего поля) энергия Q_β значительно ниже, чем в случае распада мюона, что в соответствии с (67) понижает величину порогового поля, однако и тогда оно сопоставимо с (4) или даже превышает его (см., например, оценки в работах [330, 334]). Получение лазерных полей такой напряжённости пока не представляется возможным.

6.2. Квазиклассическая оценка для скорости α -распада

Более аккуратное рассмотрение показывает, что оценка (67) может оказаться завышенной и нуждается в уточнении. Продемонстрируем это на примере α -распада, для которого квазиклассический расчёт легко выполняется с помощью модели Гамова [335]. Учитывая оценку для τ_α , мы можем рассматривать поле лазерной волны как медленно меняющееся даже в случае рентгеновских источников с энергией фотона около 1 кэВ и периодом колебаний 10^{-18} с. В ещё большей степени это относится к лазерам оптического и инфракрасного диапазонов. Обобщая модель Гамова для случая медленно меняющегося внешнего поля, для которого время можно рассматривать в качестве параметра, запишем вероятность распада в единицу времени (скорость распада) в виде [331]

$$R \approx v_0 \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^b \sqrt{2m_r [V(r) - ez_{\text{eff}} E(t) r - Q_\alpha]} dr \right). \quad (68)$$

Здесь v_0 — частота колебаний α -частицы в ядре [336], m_r — приведённая масса α -частицы и дочернего ядра, $V(r)$ — потенциальная энергия их взаимодействия, на большей части траектории представляющая собой кулоновское поле отталкивания, $z_{\text{eff}} = (2A - 4Z)/(A + 4)$ — эффективный заряд, определяемый зарядовым Z и массовым A числами дочернего ядра, наконец, $b = 2Ze^2/Q_\alpha$ — ширина потенциального барьера в отсутствие лазерного поля. В формуле (68) начало координат совпадает с центром инерции материнского ядра. Из-за малого времени подбарьерного движения даже в очень сильном лазерном поле α -частица будет оставаться нерелятивистской вплоть до момента выхода из-под барьера. Дальнейшее (при $r > b$) движение α -частицы вполне может быть релятивистским, но оно уже никак не влияет на величину вероятности.

Считая лазерное поле слабым по сравнению с кулоновским, мы можем аппроксимировать подбарьерную траекторию α -частицы прямой, каковой траектория являлась бы в отсутствие лазерной волны. Та же малость позволяет разложить интеграл в (68) в ряд по внешнему полю. Подробности вычислений приводятся в [331]. В результате при $E \ll \tilde{E}_\alpha$ скорость распада представляется в виде

$$R(t) = R_0 R_L(t). \quad (69)$$

Здесь $R_0 = v_0 \exp(-2\pi v_\alpha)$ — гамовская скорость распада в отсутствие поля, $v_\alpha = 2Ze^2/(\hbar v_\alpha)$ — параметр Зоммерфельда, $v_\alpha = \sqrt{2Q_\alpha/m_r}$ — скорость α -частицы. Полевой фактор R_L , описывающий изменение скорости распада, имеет вид

$$R_L(t) \approx \exp \left(\frac{2E(t)}{E_{\text{eff}}} \cos \theta \right), \quad (70)$$

где θ — угол между направлениями вылета частицы и электрического поля волны. В формуле (70) возникает величина эффективного поля

$$E_{\text{eff}} = \frac{2\hbar\sqrt{2}Q_\alpha^{5/2}}{3\pi Z^2 z_{\text{eff}} e^5 \sqrt{m_r}}, \quad (71)$$

отличная от (67).

Из (70) следует, что влияние внешнего поля на скорость распада становится значительным при $E \simeq E_{\text{eff}}$. Как несложно заметить, поле (71) в $3\pi v_\alpha/8 \gg 1$ раз меньше $\tilde{E}_\alpha$, так что наивная оценка (67) оказывается завышенной примерно на порядок. Тем не менее и поле (71) лежит за пределами современных экспериментальных возможностей. Отсылая читателя за числовыми данными к работе [331], в которой приведено также следующее слагаемое разложения в показателе экспоненты (70), ограничимся характерным примером: в случае распада ядра ^{232}Pu с $Z = 92$ и $Q_\alpha \approx 5$ МэВ эффективное поле $E_{\text{eff}} \approx 10^{17}$ В см $^{-1}$ почти на порядок больше критического поля КЭД (4).

Выбирая для оценки значение интенсивности $\mathcal{I} = 10^{26}$ Вт см $^{-2}$, которое может быть достигнуто в ближайшие 10–20 лет, получим, что для того же распада множитель R_L отличается от единицы в максимуме поля на $\approx 6 \times 10^{-3}$, а после усреднения по осцилляциям и направлениям вылета α -частицы — на 3×10^{-6} . С учётом крайне малого числа распадов, происходящих в объёме лазерного фокуса за время действия импульса, эти числа означают практическое отсутствие влияния даже столь сильного лазерного поля на α -распад ядер.

Отметим два существенных обстоятельства.

1. Неравенство $E_{\text{eff}} \ll \tilde{E}$ характерно для туннельных процессов. Значительное влияние дополнительного взаимодействия на вероятность туннелирования достигается уже тогда, когда обусловленная этим взаимодействием поправка к классическому действию становится порядка $\hbar$, в то время как при $E \simeq \tilde{E}_\alpha$ она становится порядка невозмущённого действия, т.е. $\gg \hbar$. Напротив, β -распад не представляется в виде туннельного процесса, и для него такого понижения порогового поля не происходит. Пороговое поле $\tilde{E}_\beta$, полученное нами из оценок, возникает и при строгом количественном расчёте [190, 328].

2. Разложение классического действия, приводящее к формулам (69), (70), сделано по параметру $E/\tilde{E}$, поэтому слагаемые, стоящие в показателе экспоненты, не обязательно малы. Формула (70) применима и при $E \simeq E_{\text{eff}}$.

6.3. Кинематический и динамический эффекты

Обсудим вопрос о причине допускаемой при решении задачи о влиянии лазерного излучения на распады характерной ошибки, приводящей к "сенсационным" предсказаниям возможности лазерного управления процессами радиоактивного распада. Заметим, что, помимо рассмотренного выше динамического эффекта, оказывающегося исчезающе малым, электромагнитное излучение может также вызывать значительный кинематический эффект, заключающийся в изменении скорости распада за счёт релятивистского замедления времени для распадающихся частиц, колеблющихся в поле волны, а также изменении кинетических энергий продуктов распада, движущихся под действием силы Лоренца. В силу неравенства $\tau_{\alpha,\beta} \ll 1/\omega$ последний эффект описывается ещё проще, чем динамический. Распад можно

считать мгновенным процессом, задающим начальное условие для движения заряженной частицы в лазерном поле. В большинстве работ, посвящённых этой тематике, лазерное поле описывается в приближении плоской волны. Кинематический импульс частицы $\mathbf{p}(t_0)$ и её кинетическая энергия $\mathcal{E}$ в момент распада t_0 связаны с сохраняющимися в поле плоской волны величинами $\mathbf{P}_\perp$ и P_- соотношениями

$$\mathbf{p}_\perp(\varphi_0) = \mathbf{P}_\perp - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\varphi_0), \quad cp_z(\varphi_0) = \mathcal{E} - cP_-, \quad (72)$$

где $A_\mu(\varphi)$ — 4-потенциал поля плоской волны, распространяющейся вдоль оси z , $\mathbf{p}_\perp$ — импульс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, $\varphi_0 = \omega t_0 - kz_0$ — фаза поля в пространственно-временном моменте распада. В разделе 6.2 показано, что при $E \ll E_{\text{эф}}$ динамика распада не изменяется под действием внешнего поля. Следовательно, начальный импульс $\mathbf{p}(t_0)$ всегда один и тот же по величине и распределён в пространстве изотропно. Исходя из этого условия, используя (72), несложно найти спектр продуктов распада, который в сильных полях оказывается широким. Масштаб уширения спектра задаётся безразмерным параметром $a_0 Q_{\alpha, \beta} / \hbar \omega \sim a_0^2 / \chi$.

Поскольку β -распад элементарной частицы или ядра не описывается квазиклассической туннельной моделью, простые качественные рассуждения, приведённые в разделе 6.2, использовать не удаётся, и оценки скорости распада требуют достаточно громоздких вычислений, которые можно найти в работах [190, 328, 329, 333]. Расчёты упрощаются в случае нерелятивистских β -распадов ядер [190, 329, 330] с относительно малым значением Q_β , равным 18,6 кэВ в случае распада трития. Для α -распада в сильном поле распределения вылетающих частиц по энергиям получены в [337]. Несмотря на существенные различия в деталях расчётов, кинематические эффекты в спектрах α - и β -распадов качественно схожи. В обоих случаях зависимость от кинематических параметров исчезает при интегрировании по спектру. Для нерелятивистского распада ядра [190, 329]

$$R = R_0 \left(1 + K \frac{E_m^2}{E_\beta^2} \right), \quad (73)$$

где R_0 — вероятность распада в отсутствие внешнего поля, K — числовой коэффициент, а пороговое поле для $Q_\beta \approx 20$ кэВ оказывается близким к критическому полю КЭД (4), т.е. всё равно очень большим.

Откуда же возникают большие ошибки при оценке скорости распадов в присутствии внешнего поля? Сложность вычисления полной вероятности распада через интегрирование спектра состоит в следующем. Аргументы функций Бесселя в формулах для спектрально-углового распределения [328, 333] содержат параметры $\simeq a_0^2 / \chi$ и $\simeq a_0^3 / \chi$, достигающие в сверхсильном поле огромных значений. При вычислении полной вероятности процесса происходит погашение большого числа осциллирующих слагаемых. Даже незначительная ошибка при численном расчёте функции Бесселя огромного аргумента или недостаточная точность при использовании аналитической асимптотики могут привести к тому, что компенсация окажется неполной и в результате сохранятся величины, обращающиеся в бесконечность в постоянном поле, при $\omega \rightarrow 0$. Именно такого

рода ошибки были, по видимому, допущены в работах [338–341], предсказывавших гигантское увеличение скорости β -распада в лазерном поле умеренной интенсивности.

Ошибки, приводящие к "выживанию" факторов $\sim 1/\omega$ в вероятности распада, могут также возникать в аналитических расчётах, использующих неадекватные приближения. В качестве примера можно привести работу [342], в которой неправомерное усреднение осциллирующего во внешнем поле потенциала по периоду этого поля привело к тому, что усреднённый потенциал оказался зависящим от a_0 и не имеющим статического предела. Подробный разбор этого случая и ошибок, допущенных в работах, следовавших за публикацией [342], приводится в [331]. Очевидно, что само присутствие в формулах для вероятностей распадов в переменном внешнем поле факторов, содержащих a_0 , $Q/(\hbar\omega)$ и другие величины $\propto \lambda$, приводит к противоречащему элементарной физической интуиции выводу о том, что сколь угодно слабое медленно меняющееся поле может значительно изменить эти вероятности и уже поэтому однозначно указывает на некорректность расчёта.

В заключение отметим, что вопрос о возможном влиянии сильного лазерного поля на реакцию синтеза лёгких элементов также представляет интерес (см., например, недавнюю работу [343], в которой теоретически исследовано влияние поля рентгеновского лазера на скорость реакции синтеза $d-t$). Из-за малого, по сравнению с таковым в случае α -распада, заряда ядер высота барьера оказывается значительно ниже, что позволяет рассчитывать на заметное изменение скорости синтеза при интенсивностях $\simeq 10^{23}$ Вт см $^{-2}$ и энергиях фотона $\simeq 1$ кэВ. Основная трудность, стоящая на пути экспериментального наблюдения увеличения скорости синтеза, заключается в том, что за время действия лазерного импульса $\tau_L \simeq 100$ фс в лазерном фокусе может происходить лишь небольшое число реакций.

7. О концепции излучения Унру

В последнее время популярны различные экспериментальные предложения по детектированию "излучения Унру" с использованием сверхмощных лазеров [344–348]. Эффект Унру [349] состоит в том, что равномерно ускоренный наблюдатель видит стандартное вакуумное состояние тепловой баней с температурой Унру

$$T_U = \frac{\hbar w}{2\pi k_B c}, \quad (74)$$

где w — ускорение наблюдателя, k_B — постоянная Больцмана. Термин "эффект" в этом контексте не очень удачен (на наш взгляд, правильнее было бы говорить, например, о концепции), однако он прочно укоренился в литературе. Фактически речь идёт о том, что при описании явлений в равномерно ускоренной системе отсчёта, помимо обычного учёта сил инерции, как в классической и нерелятивистской квантовой теориях, в квантовой теории поля²² надо ещё дополнительно заменить

²² То, что эффект Унру специфичен именно для квантовой теории поля, видно из обращения температуры T_U в нуль при фиксированном ускорении и $\hbar \rightarrow 0$ или $c \rightarrow \infty$.

вакуумное состояние полей состоянием тепловой бани с температурой T_U . Во избежание недоразумений важно подчеркнуть, что тепловая баня Унру состоит не из обычных частиц, а из так называемых частиц Фуллинг–Унру [349, 350]. Эти частицы имеют те же спин, заряд и другие квантовые числа, что и рассматриваемое поле, однако не являются свободными (находятся в поле сил инерции), в частности являются безмассовыми и имеют специфическую плотность состояний.

Эффект Унру был открыт в процессе переосмысления работы Хокинга [351], предсказавшей испарение чёрных дыр, поскольку представляет собой аналог эффекта Хокинга в вечной чёрной дыре. Однако принципиальное различие между этими двумя эффектами состоит в том, что, в то время как для чёрной дыры предсказывается именно уходящее на бесконечность излучение, для ускоренного наблюдателя в отсутствие чёрной дыры предсказывается наличие равновесной тепловой бани, локализованной вблизи горизонтов событий этого наблюдателя, к которым частицы Фуллинг–Унру прижаты силой инерции и поэтому принципиально не могут уйти на бесконечность (рассматриваемые задачи идентичны вблизи горизонтов, однако в случае чёрной дыры перед горизонтом располагается не непроницаемый центробежный барьер, а убывающий на бесконечности проникаемый гравитационный).

Следует отметить, что концепция тепловой бани Унру, хотя и популярная и признанная большинством специалистов, тем не менее неоднократно критиковалась (см., например, работы [352–357], последующую дискуссию [358–361] и обзоры [362–364]). Казалось бы, в такой ситуации естественно думать о её непосредственной экспериментальной проверке. Первой очевидной трудностью является ничтожная слабость эффекта при стандартных условиях (согласно $(74) T_U [K] = 4,06 \times 10^{-23} w [cm \cdot s^{-2}]$). Тем не менее необходимые огромные ускорения обеспечиваются при ультрарелятивистском движении электронов и атомных ядер в лазерных полях. Здесь, однако, проявляется на первый взгляд неочевидная уникальная методологическая особенность эффекта Унру, в свете которой, по нашему мнению, его неправильно называть эффектом. А именно, тепловая баня Унру по определению видна только равномерно ускоренному наблюдателю и необходима для примирения его точки зрения на наблюдаемые явления с точкой зрения инерциального наблюдателя. Поскольку любой процесс всегда можно рассматривать с точки зрения инерциального наблюдателя (и, более того, лабораторная система отсчёта в таких случаях всегда является инерциальной с колоссальной точностью), можно сказать, что эффект Унру ненаблюдаем из инерциальной системы отсчёта и поэтому принципиально не поддаётся экспериментальной проверке. Эта точка зрения отлично сформулирована и подробно разъяснена в работе [365]. В наиболее полном на данный момент обзоре работ по эффекту Унру [362] та же мысль сформулирована следующим образом: "Мы подчёркиваем, что ... сам эффект Унру нуждается в экспериментальном подтверждении не более чем свободная квантовая теория поля... Утверждения следуют из определения и поэтому не нуждаются в экспериментальной проверке. Тот факт, что точки зрения риндлеровского и минковского наблюдателей дают непротиворечивые физические предсказания, является следствием достоверно-

сти этих конструкций"²³. То, как с учётом эффекта Унру примиряются точки зрения равномерно ускоренного и инерциального наблюдателя, подробно обсуждалось, в частности, на примере процесса излучения равномерно ускоренным зарядом [366] и распада равномерно ускоренного протона [367]. Заметим, однако, что с точки зрения равноускоренной системы при этом излучаются частицы в нулевой моде, корректность учёта которой как раз критиковалась в [356].

Принимая во внимание вышесказанное, обратимся, наконец, к упомянутым предложениям [344–348] по экспериментальному изучению эффекта Унру. Они основаны на ошибочном представлении о том, что при наблюдении ускоренного заряда в инерциальной системе отсчёта якобы должно наблюдаться помимо "обычного" излучения некое "дополнительное" слабое излучение "благодаря эффекту Унру". Конкретные обсуждаемые механизмы такого "излучения Унру" основаны частично на неверной интерпретации тепловой бани Унру как состоящей из обычных (а не фуллинговских) частиц [368], а частично — на неверной интерпретации работы [369], согласно которой один и тот же процесс возбуждения равноускоренного детектора объясняется в равномерно ускоренной системе поглощением фуллинговских частиц из тепловой бани, а в инерциальной — излучением обычных частиц (причём в последнем случае энергия черпается из работы, затрачиваемой внешними силами на ускорение детектора [370]). Ошибочным является вывод о том, что при этом какую-то часть наблюдаемого в инерциальной системе излучения следует приписать эффекту Унру. Согласно вышесказанному в действительности всё излучение, наблюдаемое в инерциальной системе, является "обычным" и может быть описано без ссылки на эффект Унру, поэтому возникший в последние годы термин "излучение Унру" и предложения по экспериментальной проверке эффекта Унру, по нашему мнению, абсолютно бессмысленны. За более подробными разъяснениями мы отсылаем заинтересованного читателя к цитированным работам, в особенности к блестящей работе [365].

8. Заключение

Активное развитие технологий генерации лазерных импульсов высокой интенсивности стимулировало заметный рост числа публикуемых теоретических работ в области физики экстремальных световых полей. В настоящем обзоре рассмотрены избранные направления теоретических исследований из числа активно обсуждаемых в современной литературе. В ближайшем будущем ожидается также рост числа соответствующих экспериментальных исследований.

Авторы разделяют распространённую в научном сообществе физики экстремальных полей умеренно оптимистическую точку зрения о том, что интенсивности $I \simeq 10^{23} - 10^{24}$ Вт см⁻² станут доступными в лабораториях в обозримом будущем. В частности, лазерные сис-

²³ "We emphasize that ... the Unruh effect itself *does not need experimental confirmation* any more than free quantum field theory does... The assertions follow from the definitions and so *do not need to be experimentally verified*. The fact that "Rindler and Minkowski perspectives" give consistent physical predictions is a consequence of the validity of these constructions" [362].

темы, с помощью которых ожидается преодоление рубежа в 10^{23} Вт см $^{-2}$, уже построены. Тем не менее значительные технические проблемы, связанные с недостаточно высоким контрастом сверхмощного лазерного импульса, искажениями волнового фронта, трудностями жёсткой фокусировки высокоинтенсивных пучков, и другие факторы, обсуждение которых выходит за пределы нашего обзора, существенно замедляют постановку экспериментов.

Из описанных в обзоре процессов в ближайшем будущем наиболее реалистично экспериментальное исследование нелинейного эффекта Брейта–Уиллера и различных особенностей спектров нелинейного томсоновского и комптоновского рассеяния, обусловленных поляризацией, фокусировкой и конечной длительностью лазерного импульса, а также радиационным трением. Эти эффекты уже наблюдались на пределе экспериментальных возможностей при меньших интенсивностях (см. ссылки в разделах 3 и 4). Достаточное для их детектирования значение квантового параметра (3) ранее достигалось благодаря использованию электронных пучков больших энергий. Повторение подобных экспериментов на новых вводимых в строй лазерных установках мультитепаваттной мощности позволит значительно повысить надёжность и точность измерений. Индуцированный сильным полем эффект двойного лучепреломления рентгеновских фотонов в вакууме также, по-видимому, может наблюдаться при уже достигнутых интенсивностях при условии повышения точности поляриметров.

Из явлений, пока не исследованных экспериментально, наиболее близкую цель представляют связанные с доминированием радиационного трения эффекты, требующие для их наблюдения интенсивностей $I \gtrsim 10^{23}$ Вт см $^{-2}$, достижение которых станет возможным, как только лазеры 10-петаваттного класса начнут эксплуатироваться в расчётном режиме. Напротив, наблюдение описанных в разделе 5 самоподдерживающихся каскадов и тем более непертурбативного режима КЭД, по-видимому, вряд ли реально до достижения 100-петаваттного уровня мощности.

Благодарности

Авторы признательны Р. Алкоферу, Д. Блашке, С.В. Буланову, С.С. Буланову, Ш. Веберу, М. Вранич, Е.Г. Гельферу, А.А. Гonosкову, Т. Грисмайеру, М. Греху, Л. Джи, Н.В. Елкиной, Д. Зайпту, А. Илдертону, Ф. Карбштайну, С.П. Киму, Ч.М. Киму, Б. Кингу, О. Климо, Г. Корну, И.Ю. Костюкову, Ф. Макенроту, А.А. Миронову, С. Мойрену, В.Д. Муру, Ж. Муру, Е.Н. Нерушу, А.М. Пухову, А. ди Пьяцца, Д. Райсу, Э. Райхеру, К.П. Риджерсу, Х. Рулю, С.Г. Рыкованову, А.М. Сергееву, Е.С. Созинову, А.И. Титову, А. Хартину, Р. Шайсултанову и В. Якименко, а также участникам семинара "Extreme light technologies, science and applications" ежегодной Международной конференции Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS) и слушателям спецкурса "Теория сверхсильных полей", читаемого студентам кафедры теоретической ядерной физики Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, за содержательное обсуждение различных вопросов, рассмотренных в обзоре.

Особенно хотелось бы отметить многолетнюю совместную работу в области сверхсильных лазерных

полей, которую нам посчастливилось вести вместе с Н.Б. Нарожным и В.С. Поповым, общепризнанными классиками этой области физики. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-12-50129.

Список литературы

1. Mourou G A, Umstadter D *Sci. Am.* **286** (5) 80 (2002)
2. Reiss H R *J. Math. Phys.* **3** 59 (1962)
3. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **46** 776 (1964); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **19** 529 (1964)
4. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **46** 1768 (1964); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **19** 1191 (1964)
5. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **20** 1307 (1965)
6. Никишов А И, Ритус В И, в сб. *XII Международная конф. по физике высоких энергий, Дубна, 5–15 авг. 1964 г.* (Под ред. Я А Смородинского и др.) Т. 1 (М.: Атомиздат, 1966) с. 968
7. Никишов А И, Ритус В И *УФН* **100** 724 (1970); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. Usp.* **13** 303 (1970)
8. Kryukov P G et al. *J. Russ. Laser Res.* **15** 351 (1994)
9. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
10. Danson C N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54 (2019)
11. Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
12. Di Piazza A et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177 (2012)
13. Burton D A, Noble A *Contemp. Phys.* **55** 110 (2014)
14. Bulanov S V et al. *Физика плазмы* **41** 3 (2015); *Plasma Phys. Rep.* **41** 1 (2015)
15. Bulanov S V et al. *Eur. Phys. J. D* **55** 483 (2009)
16. Macchi A, Borghesi M, Passoni M *Rev. Mod. Phys.* **85** 751 (2013)
17. Marklund M, Shukla P K *Rev. Mod. Phys.* **78** 591 (2006)
18. Ehlötzky F, Krajewska K, Kamiński J Z *Rep. Prog. Phys.* **72** 046401 (2009)
19. Heinzl T *Int. J. Mod. Phys. A* **27** 1260010 (2012)
20. Narozhny N B, Fedotov A M *Contemp. Phys.* **56** 249 (2015)
21. Titov A I et al. *ЭЧАЯ* **47** 834 (2016); *Phys. Part. Nucl.* **47** 456 (2016)
22. Hartin A *Int. J. Mod. Phys. A* **33** 1830011 (2018)
23. Zhang P et al. *Phys. Plasmas* **27** 050601 (2020)
24. Blackburn T G *Rev. Mod. Plasma Phys.* **4** 5 (2020)
25. Shi Y, Qin H, Fisch N J *Phys. Plasmas* **28** 042104 (2021)
26. Bulanov S V *Phys. Wave Phenom.* **29** 1 (2021)
27. Недорезов В Г, Рыкованов С Г, Савельев А Б *УФН* **191** 1281 (2021); Nedorezov V G, Rykovanov S G, Savel'ev A B *Phys. Usp.* **64** 1214 (2021)
28. Gonoskov A et al. *Rev. Mod. Phys.* **94** 045001 (2022)
29. Fedotov A et al. *Phys. Rep.* **1010** 1 (2023)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* 4th ed. (Berlin: Butterworth-Heinemann, 1980)
31. Ритус В И *Труды ФИАН* **111** 5 (1979); Пер. на англ. яз.: Ritus V I *J. Sov. Laser Res.* **6** 497 (1985); Никишов А И *Труды ФИАН* **111** 152 (1979); Пер. на англ. яз.: Nikishov A I *J. Sov. Laser Res.* **6** 619 (1985)
32. Sauter F Z *Phys.* **69** 742 (1931)
33. Heisenberg W, Euler H Z *Phys.* **98** 714 (1936)
34. Schwinger J *Phys. Rev.* **82** 664 (1951)
35. Altarelli M et al. (Eds) "The European X-ray Free-Electron Laser", Technical Design Report DESY 2006-097 (Hamburg: DESY, 2007)
36. Bostedt C et al. *Rev. Mod. Phys.* **88** 015007 (2016)
37. Bula C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116 (1996)
38. Bamber C et al. *Phys. Rev. D* **60** 092004 (1999)
39. Cole J M et al. *Phys. Rev. X* **8** 011020 (2018)
40. Poder K et al. *Phys. Rev. X* **8** 031004 (2018)
41. Bulanov S S et al. *AIP Conf. Proc.* **1507** 825 (2012)
42. Буланов С С и др. *ЖЭТФ* **129** 14 (2006); Bulanov S S et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **102** 9 (2006)
43. Bulanov S S et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 220404 (2010)

44. Хазанов Е А, Миронов С Ю, Муру Ж *УФН* **189** 1173 (2019); Khazanov E A, Mironov S Yu, Mourou G *Phys. Usp.* **62** 1096 (2019)
45. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **55** 447 (1985)
46. Dubietis A, Jonušauskas G, Piskarskas A *Opt. Commun.* **88** 437 (1992)
47. Perry M D et al. *Opt. Lett.* **24** 160 (1999)
48. Yanovsky V et al. *Opt. Express* **16** 2109 (2008)
49. Yoon J W et al. *Optica* **8** 630 (2021)
50. Chambaret J-P et al. *Proc. SPIE* **7721** 77211D (2010)
51. Weber S et al. *Matter Radiat. Extrem.* **2** 149 (2017)
52. Papadopoulos D N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **4** E34 (2016)
53. Guo Z et al. *Opt. Express* **26** 26776 (2018)
54. Gan Z et al. *Opt. Express* **25** 5169 (2017)
55. Li W et al. *Opt. Lett.* **43** 5681 (2018)
56. Leng Y X *Chin. J. Lasers* **46** 5 (2019)
57. Sung J H et al. *Opt. Lett.* **42** 2058 (2017)
58. Bashinov A V et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **223** 1105 (2014)
59. Shaykin A et al. *Rev. Laser Eng.* **42** 141 (2014)
60. Cartlidge E *Science* **359** 382 (2018)
61. Bahk S-W et al. *Opt. Lett.* **29** 2837 (2004)
62. Kiriya H et al. *Opt. Lett.* **43** 2595 (2018)
63. Bromage J et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** E4 (2019)
64. Har-Shemesh O, Di Piazza A *Opt. Lett.* **37** 1352 (2012)
65. He C Z et al. *Opt. Express* **27** 30020 (2019)
66. Blackburn T G et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 064001 (2020)
67. Mackenroth F, Holkundkar A R, Schlenvoigt H-P *New J. Phys.* **21** 123028 (2019)
68. Vais O E et al. *New J. Phys.* **22** 023003 (2020)
69. Chowdhury E A, Barty C P J, Walker B C *Phys. Rev. A* **63** 042712 (2001)
70. Yamakawa K et al. *Phys. Rev. A* **68** 065403 (2003)
71. Link A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10E723 (2006)
72. Ciappina M F et al. *Phys. Rev. A* **99** 043405 (2019)
73. Ciappina M F, Popruzenko S V *Laser Phys. Lett.* **17** 025301 (2020)
74. Ciappina M F, Peganov E E, Popruzenko S V *Matter Radiat. Extrem.* **5** 044401 (2020)
75. Sarachik E S, Schappert G T *Phys. Rev. D* **1** 2738 (1970)
76. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989); Пер. на англ. яз.: Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Quantum Electrodynamics* (Berlin: Butterworth-Heinemann, 1982)
77. Kibble T W B *Phys. Rev.* **150** 1060 (1966)
78. Vais O E, Bychenkov V Yu *Appl. Phys. B* **124** 211 (2018)
79. Yandow A, Toncian T, Ditmire T *Phys. Rev. A* **100** 053406 (2019)
80. Попов В С *УФН* **174** 921 (2004); Popov V S *Phys. Usp.* **47** 855 (2004)
81. Popruzenko S V *J. Phys. B* **47** 204001 (2014)
82. Карнаков Б М, Мур В Д, Попруженко С В, Попов В С *УФН* **185** 3 (2015); Karnakov B M, Mur V D, Popruzenko S V, Popov V S *Phys. Usp.* **58** 3 (2015)
83. Попруженко С В *Письма в ЖЭТФ* **117** 279 (2023); Popruzenko S V *JETP Lett.* **117** 281 (2023)
84. Переломов А М, Попов В С, Терентьев М В *ЖЭТФ* **50** 1393 (1966); Perelomov A M, Popov V S, Terent'ev M V *Sov. Phys. JETP* **23** 924 (1966)
85. Переломов А М, Попов В С *ЖЭТФ* **52** 514 (1967); Perelomov A M, Popov V S *Sov. Phys. JETP* **25** 336 (1967)
86. Bagayev S N et al. *Opt. Lett.* **39** 1517 (2014)
87. Sampat S et al. *Appl. Opt.* **57** 9571 (2018)
88. Cerchez M et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** E37 (2019)
89. Гинзбург В Н и др. *Квантовая электроника* **50** 331 (2020); Ginzburg V N et al. *Quantum Electron.* **50** 331 (2020)
90. Mourou G et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **223** 1181 (2014)
91. Ginzburg V et al. *Opt. Express* **29** 28297 (2021)
92. Giordmaine J, Duguay M, Hansen J *IEEE J. Quantum Electron.* **4** 252 (1968)
93. Fisher R A, Kelley P L, Gustafson T K *Appl. Phys. Lett.* **14** 140 (1969)
94. Yumoto H et al. *Nat. Photon.* **7** 43 (2013)
95. Bulanov S V, Esirkepov T, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **91** 085001 (2003)
96. Буланов С В и др. *УФН* **183** 449 (2013); Bulanov S V et al. *Phys. Usp.* **56** 429 (2013)
97. Kando M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 135001 (2007)
98. Kando M et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 235003 (2009)
99. Gordienko S et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 103903 (2005)
100. Abraham M "Prinzipien der Dynamik des Elektrons" *Ann. Physik* **10** 105 (1903)
101. Dirac P A M *Proc. R. Soc. Lond. A* **167** 148 (1938)
102. Jackson J D *Classical Electrodynamics* 3rd ed. (New York: Wiley, 1999); Пер. на русск. яз.: Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965)
103. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы* 3-е изд., испр. и доп. (М.: Рипол Классик, 1987); Пер. на англ. яз. испр. и доп. 3-го русск. изд.: Ginzburg V L *Applications of Electrodynamics in Theoretical Physics and Astrophysics* 2nd rev. English ed. (New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1989)
104. Зельдович Я Б *УФН* **115** 161 (1975); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Usp.* **18** 79 (1975)
105. Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Crystals* (Singapore: World Scientific, 1998)
106. Kirk J G, Bell A R, Arka I *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 085008 (2009)
107. Соколов А А, Клепиков Н П, Тернов И М *ЖЭТФ* **24** 249 (1953)
108. Schwinger J *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **40** 132 (1954)
109. Niel F et al. *Phys. Rev. E* **97** 043209 (2018)
110. Di Piazza A *Lett. Math. Phys.* **83** 305 (2008)
111. Tamburini M et al. *New J. Phys.* **12** 123005 (2010)
112. Tamburini M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653** 181 (2011)
113. Tamburini M et al. *Phys. Rev. E* **85** 016407 (2012)
114. Capdessus R, McKenna P *Phys. Rev. E* **91** 053105 (2015)
115. Vshivkov V A et al. *Phys. Plasmas* **5** 2727 (1998)
116. Gelfer E G et al. *Phys. Rev. E* **101** 033204 (2020)
117. Gelfer E, Elkina N, Fedotov A *Sci. Rep.* **8** 6478 (2018)
118. Gelfer E G, Fedotov A M, Weber S *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 064005 (2018)
119. Chen M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 014004 (2011)
120. Gelfer E, Fedotov A, Weber S *New J. Phys.* **23** 095002 (2021)
121. Nakamura T et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 195001 (2012)
122. Liseykina T V, Popruzenko S V, Macchi A *New J. Phys.* **18** 072001 (2016)
123. Ахиезер А И, Половин Р В *ЖЭТФ* **30** 915 (1956); Akhiezer A I, Polovin R V *Sov. Phys. JETP* **3** 696 (1956)
124. Liseykina T V, Macchi A, Popruzenko S V *Eur. Phys. J. Plus* **136** 170 (2021)
125. Bashinov A V, Kim A V *Phys. Plasmas* **20** 113111 (2013)
126. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960); Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **12** 1008 (1961)
127. Pershan P S *Phys. Rev.* **130** 919 (1963)
128. van der Ziel J P, Pershan P S, Malmstrom L D *Phys. Rev. Lett.* **15** 190 (1965)
129. Capdessus R et al. *Phys. Plasmas* **21** 123120 (2014)
130. Macchi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 165003 (2005)
131. Schlegel T, Tikhonchuk V T *New J. Phys.* **14** 073034 (2012)
132. Popruzenko S V, Liseykina T V, Macchi A *New J. Phys.* **21** 033009 (2019)
133. Олейник В П *ЖЭТФ* **53** 1997 (1968); Oleinik V P *Sov. Phys. JETP* **26** 1132 (1968)
134. Brown L S, Kibble T W B *Phys. Rev.* **133** A705 (1964)
135. Гольдман И И *ЖЭТФ* **46** 1412 (1964); Gol'dman I I *Sov. Phys. JETP* **19** 954 (1964)
136. Нарожный Н Б, Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **47** 930 (1965); Narozhnyi N B, Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **20** 622 (1965)
137. Peskin M E, Schroeder D V *An Introduction to Quantum Field Theory* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2018)
138. Tiesinga E et al. *Rev. Mod. Phys.* **93** 025010 (2021)
139. Kibble T W B *Phys. Rev.* **138** B740 (1965)

140. Frantz L M *Phys. Rev.* **139** B1326 (1965)
141. Glauber R J *Phys. Rev.* **131** 2766 (1963)
142. Bialynicki-Birula I, Bialynicka-Birula Z *Phys. Rev. A* **8** 3146 (1973)
143. Furry W H *Phys. Rev.* **81** 115 (1951)
144. Reiss H R *Laser Phys.* **15** 1486 (2005)
145. Bagrov V G, Gitman D M *Exact Solutions of Relativistic Wave Equations* (Mathematics and its Applications, Soviet Ser., Vol. 39) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1990)
146. Wolkow D M *Z. Phys.* **94** 250 (1935)
147. Taub A H *Rev. Mod. Phys.* **21** 388 (1949)
148. Ritus V I *Ann. Physics* **69** 555 (1972)
149. Bargmann V, Michel L, Telegdi V L *Phys. Rev. Lett.* **2** 435 (1959)
150. Kibble T W B *Phys. Rev. Lett.* **16** 1054 (1966)
151. Bauer D, Mulser P, Steeb W-H *Phys. Rev. Lett.* **75** 4622 (1995)
152. Lau Y Y et al. *Phys. Plasmas* **10** 2155 (2003)
153. Eberly J H, in *Progress in Optics* Vol. 7 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: Elsevier, 1969) p. 359
154. Harvey C et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 100402 (2012)
155. Vallée O, Soares M *Airy Functions and Applications to Physics* (Singapore: World Scientific, 2004)
156. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **52** 1707 (1967); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **25** 1135 (1967)
157. Harvey C N, Ilderton A, King B *Phys. Rev. A* **91** 013822 (2015)
158. Di Piazza A et al. *Phys. Rev. A* **98** 012134 (2018)
159. Ilderton A, King B, Seipt D *Phys. Rev. A* **99** 042121 (2019)
160. Harvey C, Heinzl T, Ilderton A *Phys. Rev. A* **79** 063407 (2009)
161. Tamburini M, Meuren S *Phys. Rev. D* **104** L091903 (2021); arXiv:1912.07508
162. Dinu V, Heinzl T, Ilderton A *Phys. Rev. D* **86** 085037 (2012)
163. Boca M, Florescu V *Phys. Rev. A* **80** 053403 (2009)
164. Mackenroth F, Di Piazza A *Phys. Rev. A* **83** 032106 (2011)
165. Heinzl T, Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. A* **81** 022125 (2010)
166. Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. A* **83** 022101 (2011)
167. Krajewska K, Kamiński J Z *Phys. Rev. A* **85** 062102 (2012)
168. Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. A* **88** 012127 (2013)
169. Ivanov D Y, Kotkin G L, Serbo V G *Eur. Phys. J. C* **36** 127 (2004)
170. Krajewska K, Kamiński J Z *Laser Part. Beams* **31** 503 (2013)
171. Seipt D, King B *Phys. Rev. A* **102** 052805 (2020)
172. Байер В Н, Катков В М *ЖЭТФ* **53** 1478 (1968); Baier V N, Katkov V M *Sov. Phys. JETP* **26** 854 (1968)
173. Боровицын В А, Тернов И М, Багров В Г *УФН* **165** 1083 (1995); Bordovitsyn V A, Ternov I M, Bagrov V G *Phys. Usp.* **38** 1037 (1995)
174. Heinzl T, Ilderton A, King B *Phys. Rev. Lett.* **127** 061601 (2021)
175. Di Piazza A, Audagnotto G *Phys. Rev. D* **104** 016007 (2021)
176. Di Piazza A *Phys. Rev. Lett.* **117** 213201 (2016)
177. Di Piazza A *Phys. Rev. A* **95** 032121 (2017)
178. Di Piazza A *Phys. Rev. D* **103** 076011 (2021)
179. Abramowicz H et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **230** 2445 (2021)
180. Meuren S et al. "Probing Strong-field QED at FACET-II, experimental proposal approved as E-320" (2018) unpublished
181. Krajewska K, Kamiński J Z *Phys. Rev. A* **86** 052104 (2012)
182. Titov A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 240406 (2012)
183. Titov A I et al. *Phys. Rev. A* **87** 042106 (2013)
184. Jansen M J A, Müller C *Phys. Rev. D* **93** 053011 (2016)
185. Meuren S, Keitel C H, Di Piazza A *Phys. Rev. D* **93** 085028 (2016)
186. Burke D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626 (1997)
187. Eberly J H, Reiss H R *Phys. Rev.* **145** 1035 (1966)
188. Mackenroth F et al. *Phys. Rev. E* **99** 033205 (2019)
189. Bassompierre G et al. *Phys. Lett. B* **355** 584 (1995)
190. Akhmedov E Kh *Ядерная физика* **74** 1326 (2011); *Phys. Atom. Nucl.* **74** 1299 (2011)
191. Федотов А М, Миронов А А *Изв. вузов. Радиофизика* **61** 1147 (2018); Fedotov A M, Mironov A A *Radiophys. Quantum Electron.* **61** 930 (2019)
192. Хоконов М Х, Бекулова И З *ЖТФ* **80** (5) 136 (2010); Khokonov M Kh, Bekulova I Z *Tech. Phys.* **55** 728 (2010)
193. Seipt D et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 154803 (2017)
194. King B *Phys. Rev. A* **101** 042508 (2020)
195. Lv Q Z et al. *New J. Phys.* **23** 065005 (2021)
196. King B *Phys. Rev. D* **103** 036018 (2021)
197. Heinzl T, King B, MacLeod A J *Phys. Rev. A* **102** 063110 (2020)
198. Gelfer E G et al. *Phys. Rev. D* **106** 056013 (2022)
199. Fedotov A J. *Phys. Conf. Ser.* **826** 012027 (2017)
200. Ритус В И *Письма в ЖЭТФ* **12** 416 (1970); Ritus V I *JETP Lett.* **12** 289 (1970)
201. Mitter H, in *Electromagnetic Interactions and Field Theory. Proc. of the XIV Intern. Universitätswochen für Kernphysik 1975 der Karl-Franzens-Universität Graz at Schladming, Steiermark, Austria, 24th February–7th March, 1975* (Acta Physica Austriaca. Supplementum, Vol. 14, Ed. P Urban) (Wien: Springer-Verlag, 1975) pp. 397–468
202. Байер В Н, Катков В И, Страховенко В М *Ядерная физика* **14** 1020 (1971); Baier V N, Katkov V I, Strakhovenko V M *Sov. J. Nucl. Phys.* **14** 572 (1972)
203. Ritus V I *Nucl. Phys. B* **44** 236 (1972)
204. Hu H, Müller C, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **105** 080401 (2010)
205. Ilderton A *Phys. Rev. Lett.* **106** 020404 (2011)
206. King B, Ruhl H *Phys. Rev. D* **88** 013005 (2013)
207. Krajewska K, Kaminski J Z *J. Phys. Conf. Ser.* **594** 012024 (2015)
208. Dinu V, Torggrimsson G *Phys. Rev. D* **97** 036021 (2018)
209. King B, Fedotov A M *Phys. Rev. D* **98** 016005 (2018)
210. Mackenroth F, Di Piazza A *Phys. Rev. D* **98** 116002 (2018)
211. Acosta U H, Kämpfer B *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 084011 (2019)
212. Dinu V, Torggrimsson G *Phys. Rev. D* **101** 056017 (2020)
213. Morozov D A, Ritus V I *Nucl. Phys. B* **86** 309 (1975)
214. Lötstedt E, Jentschura U D *Phys. Rev. Lett.* **103** 110404 (2009)
215. Lötstedt E, Jentschura U D *Phys. Rev. A* **80** 053419 (2009)
216. Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. D* **85** 101701 (2012)
217. Mackenroth F, Di Piazza A *Phys. Rev. Lett.* **110** 070402 (2013)
218. King B *Phys. Rev. A* **91** 033415 (2015)
219. Dinu V, Torggrimsson G *Phys. Rev. D* **99** 096018 (2019)
220. Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Введение в теорию квантованных полей* 4-е изд. испр. (М.: Наука, 1984); Пер. на англ. яз.: Bogoliubov N N, Shirkov D V *Introduction to the Theory of Quantized Fields* 2nd American ed. (New York: John Wiley, 1980)
221. Dinu V, Torggrimsson G *Phys. Rev. D* **102** 016018 (2020)
222. Chen P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **355** 107 (1995)
223. Rimbault C et al., in *2007 IEEE Particle Accelerator Conf., Proc.* (Piscataway, NJ: IEEE, 2007) p. 2728
224. Elkina N V et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **14** 054401 (2011)
225. Duclous R, Kirk J G, Bell A R *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 015009 (2010)
226. Ridgers C P et al. *J. Comput. Phys.* **260** 273 (2014)
227. Arber T D et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 113001 (2015)
228. Gosnikov A et al. *Phys. Rev. E* **92** 023305 (2015)
229. Grismayer T et al. *Phys. Rev. E* **95** 023210 (2017)
230. Arefiev A V et al. *Phys. Plasmas* **22** (2015)
231. Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **105** 220403 (2010)
232. Shen C S, White D *Phys. Rev. Lett.* **28** 455 (1972)
233. Blackburn T G et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 015001 (2014)
234. Sokolov I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 195005 (2010)
235. Bulanov S S et al. *Phys. Rev. A* **87** 062110 (2013)
236. Mironov A A, Narozhny N B, Fedotov A M *Phys. Lett. A* **378** 3254 (2014)
237. Mironov A A, Gelfer E G, Fedotov A M *Phys. Rev. A* **104** 012221 (2021)
238. Добротин Н А и др. *УФН* **49** 185 (1953)
239. Bell A R, Kirk J G *Phys. Rev. Lett.* **101** 200403 (2008)
240. Fedotov A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 080402 (2010)
241. Nerush E N et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 035001 (2011)
242. Raether H *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (Washington, DC: Butterworths, 1964)
243. Vranic M et al. *Comput. Phys. Commun.* **191** 65 (2015)
244. Nerush E N, Bashmakov V F, Kostyukov I Yu *Phys. Plasmas* **18** 083107 (2011)
245. King B, Elkina N, Ruhl H *Phys. Rev. A* **87** 042117 (2013)
246. Seipt D et al. *New J. Phys.* **23** 053025 (2021)
247. Artemenko I I et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 074003 (2019)
248. Bashmakov V F et al. *Phys. Plasmas* **21** 013105 (2014)

249. Jirka M et al. *Phys. Rev. E* **93** 023207 (2016)
250. Slade-Lowther C, Del Sorbo D, Ridgers C P *New J. Phys.* **21** 013028 (2019)
251. Brady C S et al. *Phys. Plasmas* **21** 033108 (2014)
252. Jirka M et al. *Sci. Rep.* **7** 15302 (2017)
253. Fedotov A, Narozhny N, Mironov J. *Phys. Conf. Ser.* **691** 012023 (2016)
254. Grismayer T et al. *Phys. Plasmas* **23** 056706 (2016)
255. Narozhny N B et al. *Phys. Lett. A* **330** 1 (2004)
256. Fedotov A M *Laser Phys.* **19** 214 (2009)
257. Tang S, Ilderton A, King B *Phys. Rev. A* **100** 062119 (2019)
258. Bragin S, Di Piazza A *Phys. Rev. D* **102** 116012 (2020)
259. Tamburini M, Di Piazza A, Keitel C H *Sci. Rep.* **7** 5694 (2017)
260. Artemenko I I, Kostyukov I Yu *Phys. Rev. A* **96** 032106 (2017)
261. Ridgers C P et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 165006 (2012)
262. Kirk J G, Bell A R, Ridgers C P *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 095016 (2013)
263. Zhu X L et al. *Nat. Commun.* **7** 13686 (2016)
264. Samsonov A S, Nerush E N, Kostyukov I Yu *Sci. Rep.* **9** 11133 (2019)
265. Samsonov A S, Kostyukov I Y, Nerush E N *Matter Radiat. Extremes* **6** 034401 (2021)
266. Ridgers C P et al. *Phys. Plasmas* **20** 056701 (2013)
267. Nerush E N et al. *Phys. Plasmas* **21** 013109 (2014)
268. Ji L L et al. *Phys. Plasmas* **21** 023109 (2014)
269. Gu Y-J et al. *Commun. Phys.* **1** 93 (2018)
270. Wan F et al. *Phys. Lett. B* **800** 135120 (2020)
271. Vranic M et al. *Sci. Rep.* **8** 4702 (2018)
272. Gelfer E G et al. *Phys. Rev. A* **92** 022113 (2015)
273. Gonoskov A et al. *Phys. Rev. X* **7** 041003 (2017)
274. Magnusson J et al. *Phys. Rev. A* **100** 063404 (2019)
275. Ритус В И *ЖЭТФ* **57** 2176 (1970); Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **30** 1181 (1970)
276. Байер В Н и др. *ЖЭТФ* **69** 783 (1975); Baier V N et al. *Sov. Phys. JETP* **42** 400 (1975)
277. Meuren S, Di Piazza A *Phys. Rev. Lett.* **107** 260401 (2011)
278. Нарожный Н Б *ЖЭТФ* **55** 714 (1969); Narozhnyi N B *Sov. Phys. JETP* **28** 371 (1969)
279. Баталин И А, Шабад А Е *ЖЭТФ* **60** 894 (1971); Batalin I A, Shabad A E *Sov. Phys. JETP* **33** 483 (1971)
280. Байер В Н, Катков В Н, Страховенко В М *ЖЭТФ* **68** 405 (1975); Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Sov. Phys. JETP* **41** 198 (1975)
281. Meuren S, Keitel C H, Di Piazza A *Phys. Rev. D* **88** 013007 (2013)
282. Морозов Д А, Ритус В И, Нарожный Н Б *ЖЭТФ* **80** 2113 (1981); Morozov D A, Narozhnyi N B, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **53** 1103 (1981)
283. Di Piazza A, Lopez-Lopez M A *Phys. Rev. D* **102** 076018 (2020)
284. Adler S L et al. *Phys. Rev. Lett.* **25** 1061 (1970)
285. Bialynicka-Birula Z, Bialynicki-Birula I *Phys. Rev. D* **2** 2341 (1970)
286. Adler S L *Ann. Physics* **67** 599 (1971)
287. Папанян В О, Ритус В И *ЖЭТФ* **61** 2231 (1972); Papanyan V O, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **34** 1195 (1972)
288. Папанян В О, Ритус В И *ЖЭТФ* **65** 1756 (1974); Papanyan V O, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **38** 879 (1974)
289. Байер В Н, Мильштейн А И, Шайсултанов Р Ж *ЖЭТФ* **90** 1141 (1986); Baier V N, Mil'shtein A I, Shaisultanov R Zh *Sov. Phys. JETP* **63** 665 (1986)
290. Gies H, Karbstein F, Kohlfürst C *Phys. Rev. D* **97** 036022 (2018)
291. Karbstein F *Phys. Rev. D* **88** 085033 (2013)
292. Karbstein F *J. High Energy Phys.* **2021** 1 (2021)
293. Goldstein D H *Polarized Light* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2017) <https://doi.org/10.1201/b10436>
294. Mironov A A, Meuren S, Fedotov A M *Phys. Rev. D* **102** 053005 (2020)
295. Baier R, Breitenlohner P *Nuovo Cimento B* **47** 117 (1967)
296. Kotkin G L, Serbo V G *Phys. Lett. B* **413** 122 (1997)
297. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Electrodynamics of Continuous Media* 2nd ed. (Amsterdam: Elsevier, 2013)
298. Boyd R W *Nonlinear Optics* (San Diego, CA: Academic Press, 2020)
299. Zavattini G et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **27** 1260017 (2012)
300. Heinzl T et al. *Opt. Commun.* **267** 318 (2006)
301. Karbstein F et al. *Phys. Rev. D* **92** 071301 (2015)
302. Shen B et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 044002 (2018)
303. Marx B et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 254801 (2013)
304. Schmitt A T et al. *Optica* **8** 56 (2021)
305. Bernhardt H et al. *Phys. Rev. Res.* **2** 023365 (2020)
306. Becker W *Physica A* **87** 601 (1977)
307. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **76** 185 (2002); Dremine I M *JETP Lett.* **76** 151 (2002)
308. Macleod A J, Noble A, Jaroszynski D A *Phys. Rev. Lett.* **122** 161601 (2019)
309. Schwinger J, Tsai W Y, Erber T *Ann. Physics* **281** 1019 (2000)
310. Bulanov S V et al. *Phys. Rev. D* **100** 016012 (2019)
311. Artemenko I I, Nerush E N, Kostyukov I Yu *New J. Phys.* **22** 093072 (2020)
312. Soljačić M, Segev M *Phys. Rev. A* **62** 043817 (2000)
313. Розанов Н Н *ЖЭТФ* **113** 513 (1998); Rozanov N N *Sov. Phys. JETP* **86** 284 (1988)
314. Sauerbrey R, Kohlfürst C, arXiv:2105.08006
315. Морозов Д А, Нарожный Н Б *ЖЭТФ* **72** 44 (1977); Morozov D A, Narozhnyi N B *Sov. Phys. JETP* **45** 23 (1977)
316. Narozhny N B *Phys. Rev. D* **20** 1313 (1979)
317. Narozhny N B *Phys. Rev. D* **21** 1176 (1980)
318. Podszus T, Di Piazza A *Phys. Rev. D* **99** 076004 (2019)
319. Ilderton A *Phys. Rev. D* **99** 085002 (2019)
320. Blackburn T G et al. *New J. Phys.* **21** 053040 (2019)
321. Yakimenko V et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 190404 (2019)
322. Di Piazza A et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 044801 (2020)
323. Baumann C et al. *Sci. Rep.* **9** 9407 (2019)
324. Baumann C, Pukhov A *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 074010 (2019)
325. Blatt J M, Weisskopf V F *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Dover Publ., 1991)
326. Pfützner M et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 567 (2012)
327. Qi C, Liotta R, Wyss R *Prog. Part. Nucl. Phys.* **105** 214 (2019)
328. Ритус В И *ЖЭТФ* **56** 986 (1969); Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **29** 532 (1969)
329. Ахмедов Е Х *ЖЭТФ* **85** 1521 (1983); Akhmedov E Kh *Sov. Phys. JETP* **58** 883 (1983)
330. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **85** 24 (1983); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **58** 14 (1983)
331. Pálffy A, Popruzhenko S V *Phys. Rev. Lett.* **124** 212505 (2020)
332. Becker W et al. *Phys. Lett. A* **94** 131 (1983)
333. Narozhny N B, Fedotov A M *Phys. Rev. Lett.* **100** 219101 (2008)
334. Wistisen T N, Keitel C H, Di Piazza A *New J. Phys.* **23** 065007 (2021)
335. Gamow G Z. *Phys.* **51** 204 (1928)
336. Fermi E *Nuclear Physics* (Chicago, IL: Univ. of Chicago Press, 1950)
337. Cortés H M C et al. *New J. Phys.* **13** 063007 (2011)
338. Becker W et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1262 (1981)
339. Reiss H R *Phys. Rev. C* **27** 1199 (1983)
340. Reiss H R *Phys. Rev. C* **27** 1229 (1983)
341. Liu A H, Li S M, Berakdar J *Phys. Rev. Lett.* **98** 251803 (2007)
342. Delion D S, Ghinescu S A *Phys. Rev. Lett.* **119** 202501 (2017)
343. Queisser F, Schützhold R *Phys. Rev. C* **100** 041601 (2019)
344. Дарбинян С М и др. *Письма в ЖЭТФ* **51** 97 (1990); Darbinyan S M et al. *JETP Lett.* **51** 110 (1990)
345. Chen P, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **83** 256 (1999)
346. Schützhold R, Schaller G, Habs D *Phys. Rev. Lett.* **97** 121302 (2006)
347. Brodin G et al. *Class. Quantum Grav.* **25** 145005 (2008)
348. Thirolf P G et al. *Eur. Phys. J. D* **55** 379 (2009)
349. Unruh W G *Phys. Rev. D* **14** 870 (1976)
350. Fulling S A *Phys. Rev. D* **7** 2850 (1973)
351. Hawking S W *Commun. Math. Phys.* **43** 199 (1975)
352. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **94** 31 (1988); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **67** 1313 (1988)
353. Силаев П К, Хрусталев О А *ТМФ* **91** 217 (1992); Silaev P K, Khrustalev O A *Theor. Math. Phys.* **91** 481 (1992)

354. Белинский В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 861 (1997); Belinskii V A et al. *JETP Lett.* **65** 902 (1997)
355. Fedotov A M et al. *Phys. Lett. A* **254** 126 (1999)
356. Narozhny N B et al. *Phys. Rev. D* **65** 025004 (2001)
357. Гельфер Е Г и др. *ТМФ* **182** 405 (2015); Gelfer E G et al. *Theor. Math. Phys.* **182** 356 (2015)
358. Гриб А А *Письма в ЖЭТФ* **67** 86 (1998); Grib A A *JETP Lett.* **67** 95 (1998)
359. Белинский В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 87 (1998); Belinskii V A et al. *JETP Lett.* **67** 96 (1998)
360. Fulling S A, Unruh W G *Phys. Rev. D* **70** 048701 (2004)
361. Narozhny N B et al. *Phys. Rev. D* **70** 048702 (2004)
362. Crispino L C B, Higuchi A, Matsas G E A *Rev. Mod. Phys.* **80** 787 (2008)
363. Arageorgis A, Earman J, Ruetsche L *Philos. Sci.* **70** 164 (2003)
364. Earman J *Stud. Hist. Philos. Sci. B* **42** 81 (2011)
365. Peña I, Sudarsky D *Found. Phys.* **44** 689 (2014)
366. Higuchi A, Matsas G E A, Sudarsky D *Phys. Rev. D* **45** R3308 (1992)
367. Vanzella D A T, Matsas G E A *Phys. Rev. Lett.* **87** 151301 (2001)
368. Зельдович Я Б, Рожанский Л В, Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **43** 407 (1986); Zeldovich I B, Rozhanskii L V, Starobinskii A A *JETP Lett.* **43** 523 (1986)
369. Unruh W G, Wald R M *Phys. Rev. D* **29** 1047 (1984)
370. Birrell N D, Davies P C W *Quantum Fields in Curved Space* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1982); Пер. на русск. яз.: Биррелл Н, Девис П *Квантованные поля в искривленном пространстве–времени* (М.: Мир, 1984)

Dynamics and radiation of charged particles in ultra-intense laser fields

S.V. Popruzhenko^(1,*), A.M. Fedotov^(2,†)

⁽¹⁾ *Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation*

⁽²⁾ *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation*

E-mail: ^(*) sergey.popruzhenko@gmail.com, ^(†) AMFedotov@MEPhI.ru

The current state of research on high-intensity laser fields and their interaction with charged particles is reviewed. Data on petawatt-class laser facilities are presented, and advanced methods for characterizing ultra-intense laser pulses are discussed. Effects that occur in the interaction of such pulses with matter in the regime dominated by radiation friction are considered. Methods applied to describe nonlinear quantum-electrodynamic processes, including higher-order effects, are described in detail. Some theoretical results and concepts are criticized, including the predicted influence of strong laser fields on decays of nuclei and elementary particles and the concept of Unruh radiation.

Keywords: ultra-intense laser fields, nonlinear quantum electrodynamics, electromagnetic wave radiation, quantum processes, radiation friction, decays of nuclei and elementary particles

PACS numbers: 41.75.Jv, **52.38.−r**, 52.40.Mj

Bibliography — 370 references

Received 28 August 2021, revised 13 March 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (5) 491 – 527 (2023)

Physics – Uspekhi **66** (5) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.03.039335>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.03.039335>