

О возможности наблюдения радиационных эффектов при взаимодействии сверхмощного лазерного излучения магнитодипольной конфигурации с плазмой

А.В.Башинов, Е.С.Ефименко, А.А.Муравьев, В.Д.Волокитин,
Е.А.Панова, И.Б.Мееров, А.М.Сергеев, А.В.Ким

Рассмотрена проблема учета радиационных потерь при описании динамики заряженной частицы в электромагнитных полях. Решение этой фундаментальной проблемы становится все более востребованным в свете создания сверхсильных лазеров. Поскольку генерация излучения заряженной частицей зависит как от величин полей, в которых она движется, так и от их структуры, то разрабатываемые мультипетаваттные многопучковые лазерные системы, такие как XCELS, могут открыть уникальные пути решения этой проблемы. В настоящей работе предлагается один из таких путей, основанный на использовании магнитодипольной конфигурации поля, формируемой несколькими лазерными импульсами. С помощью численного моделирования мы показываем, что при облучении твердотельной мишени в виде нанопровода несколькими петаваттными лазерными импульсами, максимизирующими магнитное поле в фокусе, может возникать режим аномального радиационного захвата. Формируемые распределения ускоренных электронов и генерируемых гамма-фотонов в этом режиме имеют отличительные свойства, на основе которых можно экспериментально определить применимость различных теоретических подходов к описанию радиационных потерь.

Ключевые слова: магнитодипольная фокусировка, радиационные потери, аномальный радиационный захват.

1. Введение

Заряженная частица, двигающаяся под действием электромагнитных полей, испытывает ускорение, вследствие чего генерирует излучение, которое отнимает энергию (импульс) у частицы. Такой отбор энергии (импульса) на излучение называется радиационными потерями. Стоит отметить, что радиационные потери не отменяют возможности увеличения энергии частицы в электромагнитном поле, поскольку работа электрического поля по ее ускорению может превышать потери энергии частицей на излучение [1]. Классическое решение задачи учета радиационных потерь базируется на согласованном рассмотрении уравнения движения частицы во внешнем поле и уравнений Максвелла, описывающих поля, генерируемые самой частицей. Такой подход позволяет ввести в уравнение движения, помимо силы Лоренца, силу радиационного трения [2–5].

В связи с распространением петаваттных, а также развитием и разработкой мультипетаваттных лазерных систем [6] все больший интерес приобретают такие режимы динамики частиц в электромагнитных полях, при которых радиационные потери способны качественно изменить движение частиц (см., напр., [7–10] и обзоры [11, 12]). Подобные режимы называются радиационно-

доминантными. В оптическом диапазоне частот, в котором функционируют сверхсильные лазеры, применение классического подхода для описания радиационных потерь в этих режимах находится на грани своей применимости [13], и возникает необходимость учета квантовых эффектов, связанных с ограниченностью энергии излучаемых частицей фотонов, с корректировкой спектральной мощности излучения [14] и со случайностью излучения фотонов (см., напр., [11, 12, 15–19]). Фактически, необходимость учета квантовых эффектов существенно повышает значимость экспериментальных исследований радиационно-доминантных режимов в оптических полях, поскольку такие исследования могут позволить сделать заметный шаг в решении фундаментальной проблемы учета квантовых радиационных потерь при движении заряженных частиц в электромагнитных полях.

На настоящий момент для описания радиационных потерь, помимо классического подхода (учета силы Ландау–Лифшица [5]), широкое распространение в ультрарелятивистском случае получил квантовый подход [20]. В рамках последнего движение частицы между актами излучения в ультрарелятивистском случае с хорошей точностью считается классическим и определяется только силой Лоренца, а излучение фотона происходит случайным образом в соответствии с квантовой вероятностью излучения фотона в единицу времени и квантовой спектральной плотностью вероятности. В настоящей работе мы использовали выражения для этих вероятностей, полученные в приближении локально постоянных полей в рамках квантовой электродинамики [20, 21].

Для решения проблемы описания квантовых радиационных потерь на данный момент проведено крайне мало экспериментов [22–25]. Эти первые эксперименты пока не позволяют достоверно определить точность используемых подходов для описания радиационных потерь. В связи с этим весьма востребованными остаются как рабо-

А.В.Башинов, Е.С.Ефименко, А.А.Муравьев, А.М.Сергеев, А.В.Ким. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: bashinov@ipfran.ru

В.Д.Волокитин, Е.А.Панова, И.Б.Мееров. Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Россия, 603022 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

ты, целью которых является уточнение проведенных экспериментов, так и новые экспериментальные схемы по тестированию различных теоретических подходов для описания радиационных потерь.

Проект XCELS [26] обладает уникальными возможностями для решения данной фундаментальной проблемы. Поскольку в рамках него планируется построить двенадцатипучковую лазерную систему, открывается возможность создания уникальных распределений полей, в которых могут быть исследованы радиационные эффекты. Одно из уникальных распределений поля для этой цели соответствует магнитной дипольной волне [27], которая максимизирует магнитное поле и может быть сформирована с помощью нескольких лазерных пучков [8]. В такой волне уже при петаваттном уровне мощности реализуется режим радиального аномального радиационного захвата (АРЗ), который значительно меняет угловое распределение и энергетические спектры электронов и гамма-фотонов, покидающих фокальную область [28]. Численное моделирование показало, что при воздействии идеальной магнитной дипольной волны петаваттной мощности на мишень в форме нанопровода формируются потоки электронов и фотонов, энергетические и угловые распределения которых обладают отличительными свойствами, определяемыми используемым подходом для описания радиационных потерь..

Настоящая работа посвящена одному из базовых вопросов практической реализации вышеуказанного взаимодействия – анализу «грубости» предлагаемого эксперимента в зависимости от количества лазерных пучков, фокусируемых в форме магнитной дипольной волны. В работе с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках (PIC) доказана принципиальная возможность детектирования квантовых радиационных эффектов в многопучковой конфигурации полей, а также показано, как влияние радиационных эффектов на угловые и энергетические распределения электронов и фотонов зависит от количества лазерных пучков.

2. Постановка эксперимента

Для исследования радиационных эффектов при взаимодействии плазмы со сверхмощным лазерным излучением магнитодипольной конфигурации предлагается использовать несколько фокусируемых лазерных пучков, распространяющихся в направлении одной и той же точки пространства с сохранением максимальной аксиальной симметрии. Лазерные пучки должны формировать один или два пояса (один над другим), причем в последнем случае азимуты направлений распространения пучков из одного пояса должны являться средним арифметическим азимутов направлений распространения соседних пучков из другого пояса (рис. 1). Поляризация каждого импульса линейная, но такая, что электрическое поле, создаваемое всеми пучками, преимущественно имеет азимутальное направление. В результате интерференции импульсов в фокусе магнитное поле должно быть преимущественно направлено вдоль оси симметрии, причем она должна соответствовать узлу электрического поля. Суммарная мощность лазерных пучков должна составлять несколько петаватт, чтобы можно было исследовать квантовые радиационные эффекты, но при этом не превышать ~ 10 ПВт, чтобы квантовые электродинамические каскады [29] не препятствовали детектированию ра-

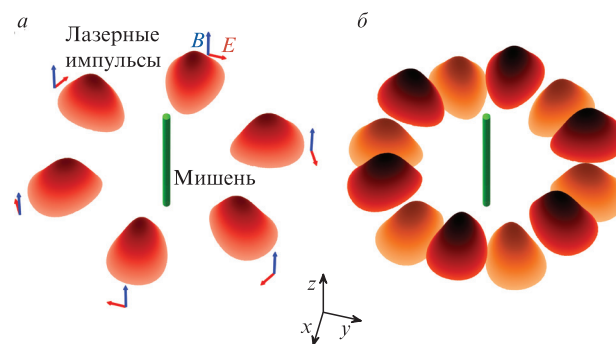


Рис.1. Схематическое изображение эксперимента по облучению мишени лазерными импульсами, фокусируемыми в форме магнитной дипольной волны, с целью проверки различных приближений для описания радиационных эффектов. Представлены примеры геометрии фокусировки лазерных импульсов в один (а) и два (б) пояса (один пояс над другим). Импульсы из верхнего пояса окрашены в более темные тона, чем из нижнего. Поляризация каждого импульса линейная, но при этом их интерференция обеспечивает направленность электрического поля, близкую к азимутальной.

диационных эффектов [30]. Длительность лазерных импульсов считается равной примерно 10 периодам поля по полувысоте интенсивности.

Предлагается облучать лазерными импульсами мишень твердотельной плотности в форме нанопровода, ориентированную вдоль оси симметрии полей. Такая мишень не должна полностью разрушаться под действием передних фронтов лазерных импульсов, но при этом сформированная плазма к моменту инициации радиационно-доминантного режима должна быть прозрачной, чтобы динамику частиц в этом режиме определяли внешние поля, а плазменными полями можно было пренебречь.

3. Моделирование эксперимента

Одним из основных инструментов исследований взаимодействия лазерного излучения с веществом являются PIC-коды [31] – программы, основанные на методе частиц в ячейках и решающие совместно уравнения движения частиц и уравнения Максвелла. В PIC-кодах вещество представляется в виде набора макрочастиц (объединения некоторого количества реальных частиц).

Для моделирования мы используем разработанный и развиваемый нами PIC-код PICADOR [32]. Для него создана достаточно широкая база модулей, позволяющих, в том числе, рассматривать радиационные эффекты в рамках как классического, так и квантового подходов. Модуль, реализующий классический подход, добавляет силу Ландау–Лифшица [5] в уравнения движения частиц. Модуль, реализующий квантовый подход, детально описан в работе [33]. Последний модуль имеет опцию, благодаря которой можно проводить расчеты без учета радиационных эффектов: эта опция позволяет создавать фотоны, но при этом не менять импульс генерирующей его частицы.

Кроме того, специально для проведения описываемых ниже исследований был создан модуль [34], позволяющий «генерировать» лазерные пучки с произвольным направлением распространения и произвольной степенью фокусировки. При моделировании лазерных пучков с помощью этого модуля необходимо указать их количество, мощность, форму огибающей, длину волны, направление

распространения, центр фокальной области, угол фокусировки и поляризацию.

Для исследований радиационных эффектов при облучении плазменной мишени лазерными пучками, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, были проведены серии трехмерных расчетов в зависимости от числа пучков (4–12), их степени фокусировки (угол фокусировки варьировался от 45° до 60° , что соответствует фокусировке от $f/1.18$ до $f/0.87$), уровня мощности (от 1 до 5 ПВт), а также в зависимости от применяемых подходов к описанию радиационных эффектов (классический и квантовый подходы, подход без учета радиационных эффектов). Длина волны λ составляла 0.9 мкм, что соответствует лазерной частоте $\omega \approx 2.1 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и периоду осцилляций поля $T \approx 3$ фс. Рассматривались импульсы с формой огибающей \sin^2 и длительностью импульса по высоте интенсивности 10 периодов поля. Ось симметрии поля направлялась вдоль оси z (аксиальное направление). Точка в фокусе, в которой амплитуда магнитного поля достигала максимума (центральная точка), располагалась в начале координат.

В расчетах использовалась тестовая водородоподобная плазменная мишень в форме длинного нанопровода радиусом 0.5λ , ориентированного и расположенного вдоль оси симметрии поля. Начальная концентрация электронов и протонов составляла $n_e = n_i = 10n_{cr}$, где $n_{cr} = m_e \omega^2 \times (4\pi e^2)^{-1} = 1.38 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$; m_e – масса электрона; e – элементарный заряд. Начальное число макрочастиц электронов (протонов) составляло 7×10^6 .

Расчетная область имела форму куба с размером стороны 4 мкм, причем центральная точка находилась в центре расчетной области. Число ячеек по каждому из направлений расчетной области x , y и z составляло 256, т. е. пространственная ячейка имела размер ребра примерно $\lambda/58$. Следует отметить, что модуль для «генерации» лазерных пучков может автоматически создавать дополнительную расчетную область, позволяющую правильно задавать сильносходящиеся лазерные пучки. Временной шаг составлял примерно $T/128$, при этом модуль, дающий возможность учитывать квантовые процессы, автоматически может дополнительно разбивать временной шаг для правильного моделирования этих процессов.

Для регистрации углового распределения и энергетического спектра электронов и фотонов применялась процедура, описанная в разд. IV работы [28]. В расчетах регистрировалась энергия частиц W'_Ω , вылетающих из области взаимодействия под полярным углом θ по отношению к оси z и под азимутальным углом φ по отношению к оси x в диапазоне телесных углов $d\Omega$. Для получения итогового углового распределения $E'_\Omega(\theta, \varphi)$ проводилась нормировка W'_Ω на ее максимум.

Для определения энергетического спектра подсчитывалась суммарная энергия вылетающих частиц W'_{ϵ_r} с энергией в диапазоне $\epsilon_r, \epsilon_r + d\epsilon_r$, где ϵ_r – энергия электрона или фотона, нормированная на $a_E m_e c^2$; c – скорость света; $a_E = 510\sqrt{P_{PW}}$ – максимальная амплитуда электрического поля в идеальной магнитной дипольной волне, нормированная на величину релятивистского поля $m_e \omega c / e \approx 1.2 \times 10^8 \text{ статВ} \cdot \text{см}^{-1}$ (далее в статье все величины полей нормированы на значение релятивистского поля); P_{PW} – суммарная мощность лазерного излучения в ПВт. Для получения итогового энергетического спектра $E'_{\epsilon_r}(\epsilon_r)$ проводилась нормировка W'_{ϵ_r} на ее максимум.

4. Результаты моделирования

4.1. Облучение мишени двенадцатью лазерными импульсами

Для демонстрации возможности детектирования квантовых радиационных эффектов при взаимодействии плазменной мишени с лазерным полем магнитодипольной конфигурации прежде всего детально рассмотрим случай двенадцати лазерных пучков, формирующих два пояса для имитации магнитной дипольной волны (рис.1,б). Направления распространения лазерных пучков в одном поясе характеризуются азимутами $0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ$, в другом поясе они сдвинуты по азимуту на 30° . Степень фокусировки каждого из пучков составляет $f/1.18$ (угол фокусировки 45°). Лазерные импульсы идеально синхронизованы, их суммарная мощность равна 3 ПВт. Как видно из рис.2, при таком числе пучков и такой степени фокусировки структура поля очень близка к идеальной дипольной волне. Характерные пространственные масштабы и амплитуды полей отличаются не более чем на 10% от соответствующих параметров полей идеальной магнитной дипольной волны (рис.2,а и с). При этом в фокальной плоскости азимутальная модуляция полей мала (рис.2,б и в). Магнитное поле имеет полоидальную структуру, а электрическое поле – тороидальную структуру, причем вдоль оси z формируется узел электрического поля (рис.2,д и е).

Как и в случае идеальной дипольной волны, под действием падающих импульсов плазменная мишень сжималась и увлекалась в фокус лазерных пучков, постепенно разлетаясь ввиду сильной неоднородности полей [28]. Когда плазма становилась прозрачной для лазерного излучения, электроны сначала двигались в режиме пондеромоторного захвата в узле электрического поля, постепенно дрейфуя вдоль оси симметрии. Траектория, соответствующая режиму пондеромоторного захвата, изображена штриховой кривой на рис.2,б и д. Однако, когда амплитуда электрического поля E_a становилась более ~ 200 (амплитуда магнитного поля $B_a > 300$), возникал режим радиального АРЗ. В результате часть электронов меняла свою динамику и начинала притягиваться к области пучности электрического поля, при этом дрейф частиц вдоль оси симметрии поля хоть и замедлялся, но не прекращался. Траектория, соответствующая режиму радиального АРЗ, изображена сплошной линией на рис.2,б и д. Таким образом, в режиме радиального АРЗ происходит уширение пространственного распределения электронов в направлении, перпендикулярном оси симметрии поля. Сравнение распределений, полученных при квантовом и классическом учете радиационных потерь (рис.3,а и б), с распределением, полученным без учета радиационных потерь (рис.3,в), показывает, что режим радиального АРЗ становится возможным благодаря радиационным эффектам. Поскольку суммарная пиковая мощность лазерных импульсов превышает 1 ПВт, то, как показано в работе [28], становится заметным отличие квантовых радиационных эффектов от классических. Классический подход завышает радиационные потери [14], поэтому при его использовании гораздо больше частиц переходит в режим радиального АРЗ и формируется наиболее широкое пространственное распределение электронов (ср. рис.3,а и б).

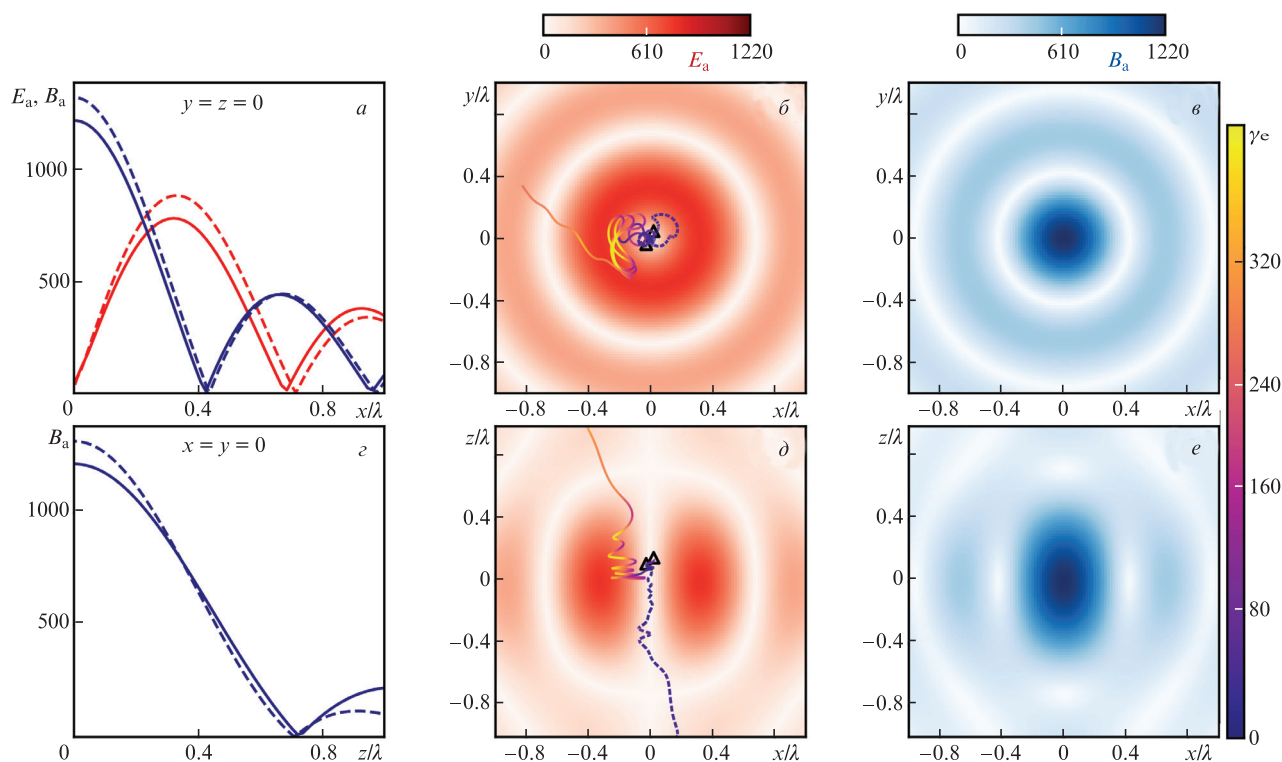


Рис.2. Распределения полей и динамика частиц в 12 лазерных импульсах суммарной мощностью 3 ПВт, сфокусированных в форме магнитной дипольной волны. Показаны:

- распределения амплитуд электрического E_a (красная линия) и магнитного B_a (синяя линия) полей вдоль осей x (а) и z (з) при фокусировке 12 лазерных импульсов (сплошная линия) и в идеальной магнитной дипольной волне (штриховая линия);
- распределения амплитуды электрического поля в плоскостях xy (б) и xz (д) для случая 12 лазерных импульсов, а также проекции траекторий электронов на эти плоскости (траектория, изображенная сплошной кривой, соответствует радиальному аномальному захвату, штриховая кривая – поперечному захвату, цвет вдоль траектории отвечает лоренц-фактору частицы, треугольные маркеры – начало траектории);
- распределения амплитуды магнитного поля для случая 12 лазерных импульсов в плоскостях xy (в) и xz (е).

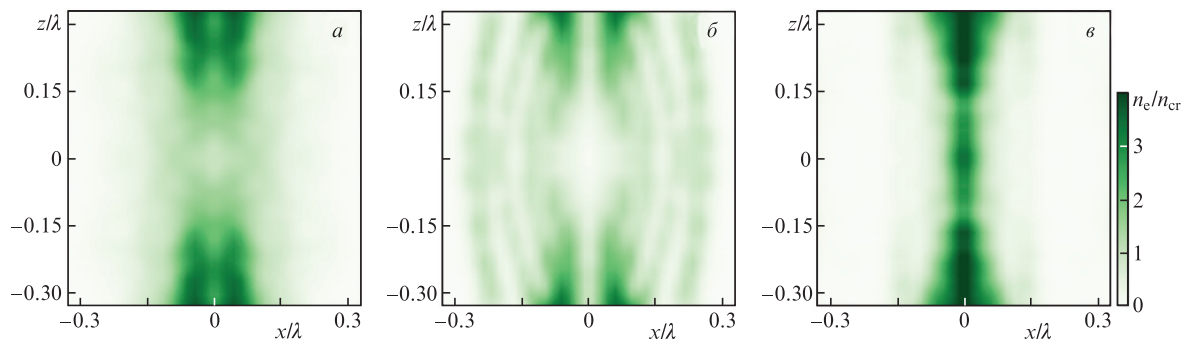


Рис.3. Распределения электронов в плоскости xz при облучении мишени 12 лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, которые получены при квантовом (а) и классическом (б) описаниях радиационных потерь, а также без их учета (в).

Благодаря этому захвату частицы приобретают возможность достичь больших энергий непосредственно внутри фокальной области и, как следствие, излучить гамма-фотоны большей энергии, что подтверждает рис.4,е. Безразмерная энергия отсечки спектров фотонов такова: без учета радиационных потерь $\varepsilon_{r,\gamma}^{WO} \approx 0.7$ (в размерных единицах это 300 МэВ), при учете квантовых радиационных эффектов она возрастает до $\varepsilon_{r,\gamma}^Q \approx 0.84$, а в случае классических радиационных потерь – вплоть до $\varepsilon_{r,\gamma}^{RR} \approx 2.2$. В то же время радиационные потери замедляют дрейф электронов вдоль оси z . Как следствие, распределение испускаемых фотонов по полярному углу становится заметно уже соответствующего распределения, получен-

ного без учета радиационных потерь: примерно в 1.6 раза – при квантовом и примерно в 4.2 раза – при классическом подходе к описанию радиационных потерь (рис.4,д). Ширина углового распределения фотонов без учета радиационных потерь составляет примерно 40° . Подавляющая доля наиболее высокоэнергетичных фотонов излучается электронами, пока они находятся в фокальной области, поэтому распределения этих фотонов являются уникальными характеристиками движения электронов в фокусе лазерных пучков.

Распределения разлетающихся электронов характеризует их движение не только в фокусе, но и в его окрестности. Во-первых, следует отметить, что смещение электро-

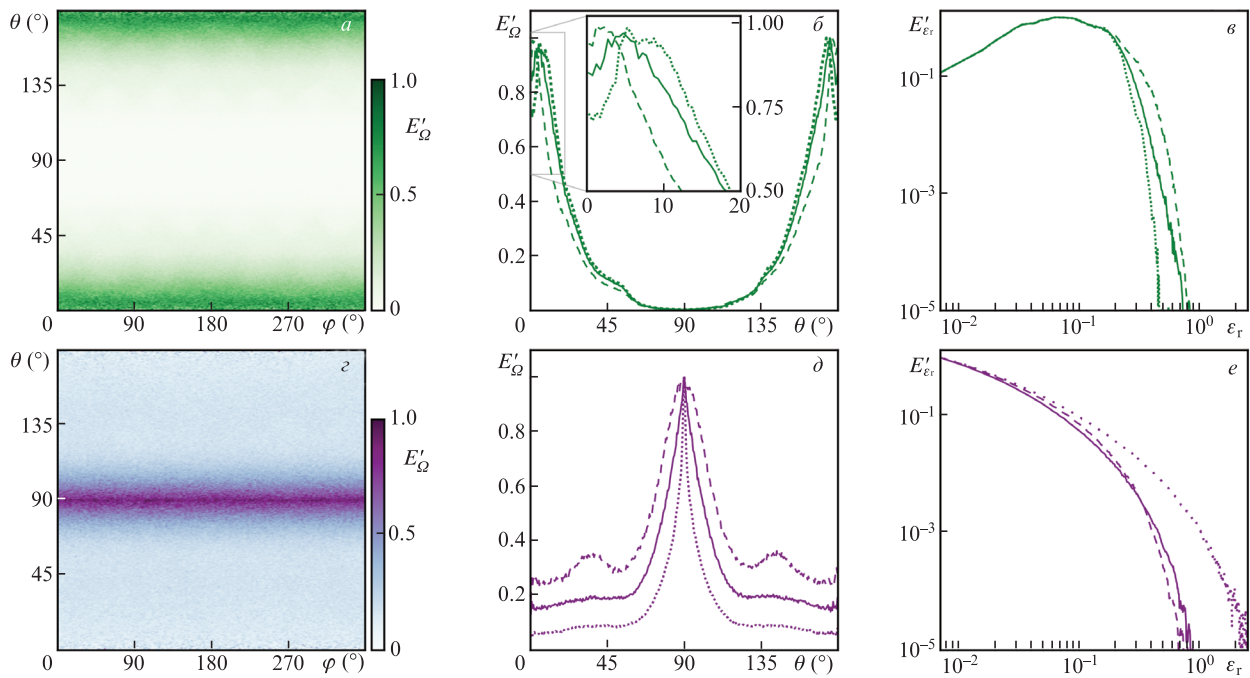


Рис.4. Угловые распределения (*a*, *z*, *d*) и энергетические спектры (*b*, *e*) электронов (*a–b*) и гамма-фотонов (*z–e*), вылетающих из области взаимодействия в результате облучения 12 лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт и длительностью 30 фс каждый, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, цилиндрической мишени радиусом 0.5λ с начальной концентрацией электронов $10n_{cr}$. Сплошные линии (*b*, *e*, *d*, *e*) соответствуют результатам расчетов, в которых использовалось квантовое приближение для описания радиационных потерь, пунктирные – расчетам в классическом приближении, штриховые – расчетам без учета радиационных эффектов.

нов внутри фокальной области ввиду радиального АРЗ изменяет направление их ухода. Учет радиационных эффектов уширяет примерно в 1.5 раза угловое распределение электронов (с 25° до $\sim 40^\circ$) относительно оси z (рис.4,*b*). Во-вторых, несмотря на то что в режиме радиального АРЗ электроны могут увеличивать свою энергию в фокальной области, максимальная энергия вылетающих электронов меньше при учете радиационных потерь. Если пренебречь радиационными потерями, то безразмерная максимальная энергия электронов $\varepsilon_{r,e}^{w0}$ составит ~ 0.8 (в размерных единицах – 360 МэВ) и снизится до $\varepsilon_{r,e}^Q \approx 0.72$ и $\varepsilon_{r,e}^{RR} \approx 0.47$ при квантовом и классическом описаниях этих потерь соответственно (рис.4,*e*). Причины этого обусловлены излучением фотонов и уменьшением амплитуды полей по мере удаления от фокуса. Электрон в фокальной области может излучить высокоэнергетичный фотон и покинуть эту область с энергией, заметно меньшей максимальной. Кроме того, вылетающие из фокальной области электроны могут терять заметную долю своей энергии, излучая последовательность фотонов в областях пучностей полей в окрестности фокальной области. При этом ускориться до максимальной энергии электроны могут только в фокальной области, куда частицы, ушедшие из этой области, не возвращаются. Ввиду меньших амплитуд полей и меньшей энергии электронов вне фокальной области по сравнению с соответствующими величинами внутри нее, фотоны, излучаемые вне фокальной области, почти не вносят вклад в наиболее высокоэнергетичную часть спектра. Несмотря на относительно малую энергию таких фотонов, вылетевший из фокуса электрон, излучив их в некотором количестве, может заметно уменьшить свою энергию. Поскольку классический подход ведет к завышению радиационных потерь, то максимальная энергия электронов, рассчитанная при

классическом подходе, заметно меньше, чем полученная при квантовом подходе.

Обратим внимание на интересную особенность. Изменения распределений электронов и фотонов происходят по-разному при учете радиационных потерь: энергия электронов уменьшается и их угловое распределение уширяется, тогда как энергия фотонов возрастает, а их угловое распределение сужается.

Таким образом, выявленные характеристики электронов и фотонов, вылетающих из области взаимодействия, предоставляют возможность экспериментального определения точности описания радиационных эффектов в рамках различных подходов в случае многопучковой магнитодипольной конфигурации поля. Стоит также отметить, что угловые распределения электронов и фотонов обладают высокой аксиальной симметрией (см. рис.4,*a* и *z*), что также подтверждает возможность формирования структуры магнитной дипольной волны с высокой точностью с помощью 12 лазерных импульсов.

4.2. Облучение мишени меньшим числом лазерных импульсов

С целью определения необходимого числа пучков для решения задачи детектирования радиационных эффектов были проведены расчеты с четырьмя и шестью пучками, формирующими один пояс. Отметим, что при использовании шести пучков с фокусировкой $f/0.87$ и $f/1.18$ и суммарной мощностью 3 ПВт все отличительные признаки радиационных эффектов качественно такие же, как и для 12 пучков. В случае четырех пучков с фокусировкой $f/1.18$ наблюдались качественные изменения, поэтому рассмотрим его более детально. Чтобы компенсировать уменьшение амплитуды полей из-за уменьшения числа лазер-

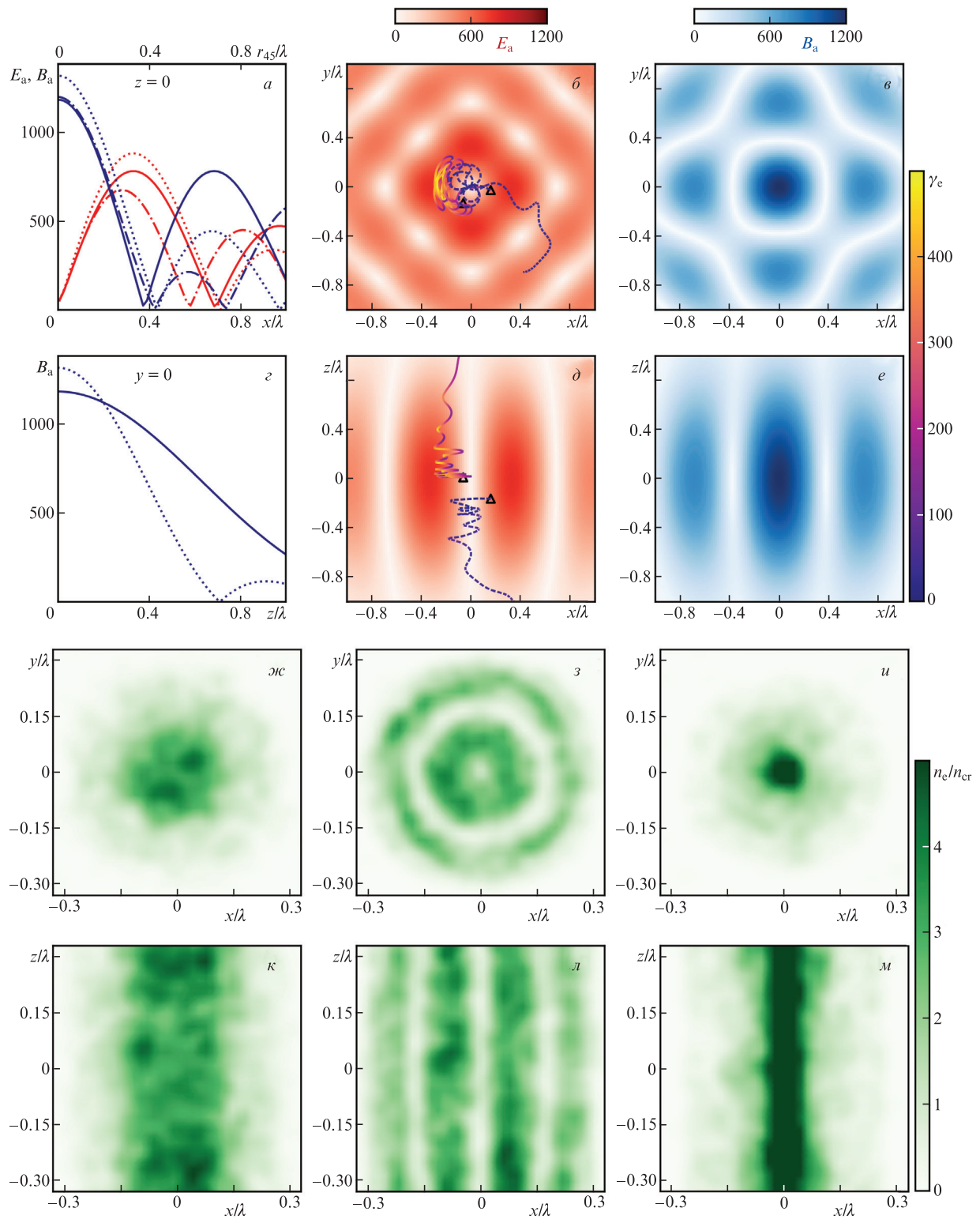


Рис.5. Распределения полей и динамика частиц в четырех лазерных импульсах суммарной мощностью 5 ПВт, сфокусированных в форме магнитной дипольной волны. Показаны:
 – распределения амплитуд электрического (красная линия) и магнитного (синяя линия) полей вдоль осей x и r_{45} (a) и z (z) при фокусировке четырех лазерных импульсов (сплошная и штрихпунктирная линии) и в идеальной магнитной дипольной волне (пунктирная линия) мощностью 3 ПВт (ось r_{45} – диагональ плоскости xy , вдоль которой распространяются лазерные импульсы, распределению вдоль этой оси соответствует штрихпунктирная и пунктирная кривые на рис.5, a);
 – распределения амплитуды электрического поля в плоскостях xy (b) и xz (d), а также проекции траекторий электронов на эти плоскости (траектория, соответствующая радиальному аномальному радиационному захвату, – сплошная кривая, а пондеромоторному захвату – штриховая, цвет вдоль траектории отвечает лоренц-фактору частицы, а треугольные маркеры – началу траектории);
 – распределения амплитуды магнитного поля в плоскостях xy (c) и xz (e);
 – пространственные распределения электронов в плоскостях xy ($жс$ – $и$) и xz ($к$ – $л$), полученные при использовании для описания радиационных эффектов квантового ($жс$, $к$) и классического ($з$, $л$) приближений, а также без учета радиационных эффектов ($и$, $м$).

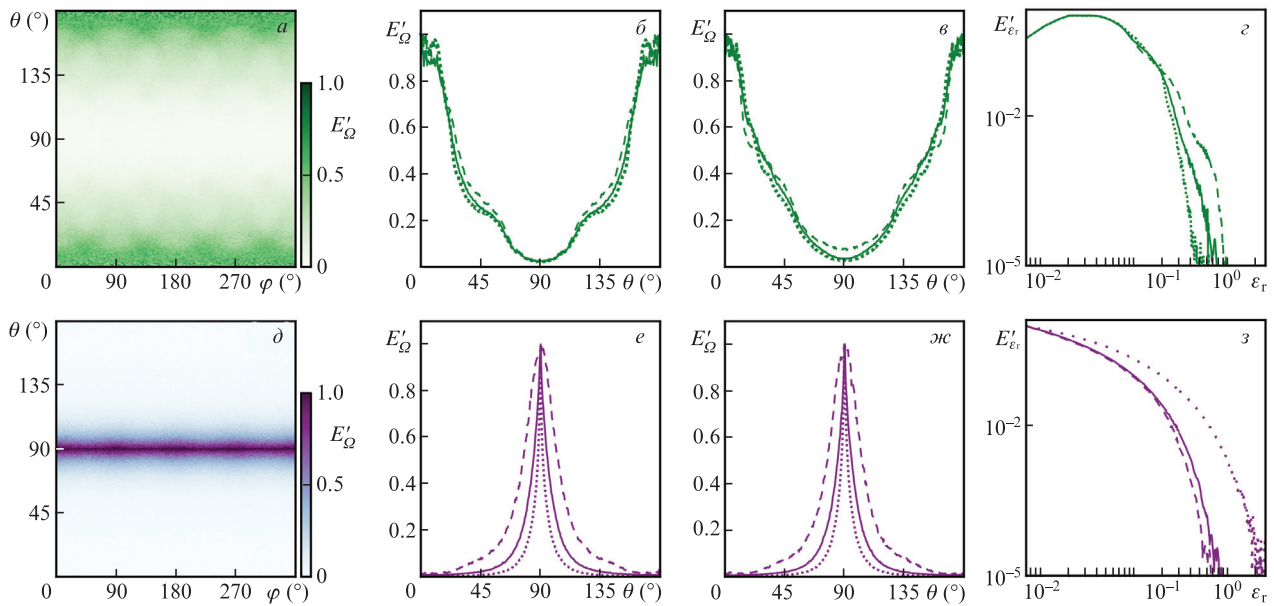


Рис.6. Угловые и энергетические распределения электронов ($a-z$) и фотонов ($d-z$), вылетающих из области взаимодействия в результате облучения цилиндрической мишени радиусом 0.5λ с начальной концентрацией электронов $10n_{cr}$ четырьмя лазерными импульсами суммарной мощностью 5 ПВт, длительностью 30 фс каждый, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны. Показаны угловые распределения электронов (a) и фотонов (d) в зависимости от полярного угла θ и азимутального угла φ , угловые распределения в зависимости от угла θ при $\varphi = 45^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ для электронов (b, v) и фотонов ($e, жс$), а также энергетические спектры электронов (z) и фотонов ($з$). Сплошные линии ($b-z$) и ($e-з$) соответствуют результатам расчетов, в которых для описания радиационных потерь использовалось квантовое приближение, пунктирные – расчетам в классическом приближении, штриховые – расчетам без учета радиационных эффектов.

ных пучков, зададим суммарную мощность, равную 5 ПВт. В этом случае максимальные амплитуды электрического и магнитного полей примерно такие же, как соответствующие амплитуды при фокусировке 12 пучков суммарной мощностью 3 ПВт.

Лазерные пучки фокусировались с направлений, характеризующимся азимутами 45° , 135° , 225° и 315° . Распределения полей в этом случае в различных плоскостях и направлениях представлены на рис.5, $a-e$. Несмотря на сильную азимутальную неоднородность полей, траектории, изображенные на рис.5, b и d , и пространственные распределения электронов на рис.5, $жс-м$ показывают, что режимы пондеромоторного захвата и радиального АРЗ наблюдаются и в такой конфигурации полей. Режим радиального АРЗ ведет к увеличению энергии фотонов: без учета радиационных потерь их энергия $\epsilon_{r,\gamma}^{WO} \approx 0.6$ (350 МэВ в размерных единицах), а при их учете $\epsilon_{r,\gamma}^Q \approx 0.75$ и $\epsilon_{r,\gamma}^{RR} \approx 2.1$ при квантовом и классическом подходах соответственно (рис.6, $з$). Ширина распределения фотонов по полярному углу θ без учета радиационных потерь составляет примерно 25° , тогда как с учетом потерь эта ширина уменьшается в 2.5 и 6 раз – до 10° и 4° при квантовом и классическом подходах к описанию потерь соответственно (рис.6, e и $жс$). Несмотря на сильную неоднородность полей, модуляция по азимуту углового распределения фотонов незначительна (рис.6, d). Использование меньшего числа пучков привело к уменьшению ширины углового распределения фотонов (ср. рис.4, z, d с рис.6, $d-жс$), но при этом отношение этих ширин, даже более явно, чем в случае 12 пучков, свидетельствует о влиянии радиационных эффектов.

Неоднородность поля оказывает более существенное влияние на угловые характеристики электронов, которые, покидая фокальную область, пролетают через области сильно неоднородного поля. Их угловое распределение уширяется по сравнению с соответствующим распре-

делением в случае использования 12 пучков (ср. рис.4, a, b с рис.6, $a-v$). В результате такое уширение делает невозможным в данной конфигурации поля, формируемой четырьмя пучками, детектировать радиационные эффекты по угловому распределению электронов (рис.6, b, v). Однако энергетический спектр электронов оказывается более грубой характеристикой по отношению к структуре поля и позволяет различить применение разных подходов к описанию радиационных потерь (рис.6, $з$), поскольку в этом случае энергия $\epsilon_{r,e}^{WO} \approx 0.95$ (в размерных единицах – 550 МэВ), $\epsilon_{r,e}^Q \approx 0.7$ и $\epsilon_{r,e}^{RR} \approx 0.45$.

Таким образом, исходя из результатов численных моделирований, можно сделать вывод, что с уменьшением числа используемых пучков и угла их фокусировки отличия получаемых полей от полей идеальной магнитной дипольной волны становятся все более существенными, тем не менее характеристики потоков электронов и фотонов (за исключением углового распределения электронов) сохраняют признаки квантовых радиационных эффектов даже в случае четырех пучков с фокусировкой $f/1.18$.

5. Требования к эксперименту (к лазерному излучению, мишени, системе измерения и детектирования), а также риски и «узкие места» эксперимента

Выше мы рассмотрели случаи нескольких идеальных лазерных пучков, идеально фокусируемых в форме магнитной дипольной волны и идеально синхронизованных. Однако, как показывает сравнение результатов, полученных для 12 и четырех пучков, структура полей в фокусе имеет значение для детектирования радиационных эффектов. Безусловно, требуются дополнительные исследования, чтобы определить, какое влияние оказывают точность фокусировки и синхронизации лазерных импуль-

сов, неидентичность лазерных импульсов относительно друг друга, неидеальность структуры полей в каждом из пучков на энергетические и угловые распределения фотонов и электронов, вылетающих из фокальной области при облучении мишени этими импульсами. По-видимому, наиболее чувствительным является угловое распределение электронов, влияние неидеальности полей на которое может оказаться гораздо более сильным, чем радиационные эффекты в режиме радиального АРЗ. Кроме того, если режим радиального АРЗ будет нарушен, то увеличения энергии отсеки спектров фотонов за счет радиационных эффектов также может не происходить.

Если симметрия поля в фокусе будет сильно нарушена, то движение частиц может качественно измениться и не будет наблюдаться сужения диаграммы направленности гамма-излучения, связанного с радиационным замедлением дрейфа частиц вдоль оси симметрии поля. Вероятно, более грубой характеристикой относительно нарушения структуры лазерных полей является энергетический спектр электронов. Эта характеристика в большей степени зависит от суммарных потерь энергии. Режим радиального АРЗ позволяет усиливать эти потери. Тем не менее, даже при нарушении радиального АРЗ, но обеспечении достаточной интенсивности полей, регистрируемый спектр электронов должен позволить детектировать влияние радиационных эффектов на динамику электрона.

Нами начаты исследования по изучению влияния нарушения структуры лазерных полей на возможность детектирования радиационных эффектов. На данный момент мы провели ряд тестовых расчетов для случая фокусировки 12 лазерных импульсов, когда треть из них фокусировалась в область, сдвинутую от фокальной области других пучков на 0.1λ , но при этом импульсы были идеально синхронизованы. В этом случае возмущение регистрируемых характеристик фотонов и электронов не превысило 10% и все регистрируемые распределения сохранили уникальные признаки различных подходов к описанию радиационных эффектов.

Также стоит отметить, что, несмотря на использование тестовой мишени в наших расчетах, под конкретные параметры сверхмощного лазерного излучения можно подобрать подходящую твердотельную мишень, варьируя ее размеры и плотность, как, например, это продемонстрировано в работе [35].

Для детектирования радиационных эффектов в предлагаемых экспериментах желательно иметь измерительное оборудование, обеспечивающее восстановление углового распределения электронов и фотонов с шагом порядка 1° и восстановление их энергетических спектров в диапазоне энергий 100 МэВ – 1 ГэВ с шагом не более 100 МэВ.

6. Заключение

Резюмируя представленные результаты численных моделирований, можно сделать вывод, что взаимодействие твердотельной мишени в форме нанопровода с несколькими лазерными импульсами суммарной мощностью несколько петаватт, фокусируемыми в форме магнитной дипольной волны, позволяет детектировать радиационные эффекты с помощью энергетических и угловых распределений электронов и гамма-фотонов, покидающих область взаимодействия. Показано, что влияние радиационных эффектов на эти распределения различается

для разных подходов к описанию радиационных потерь. Рассмотрены конфигурации с 4-мя, 6-ю и 12-ю пучками, и во всех этих случаях можно отличить классические радиационные эффекты от квантовых. Однако с уменьшением числа пучков и угла их фокусировки возможность детектирования этих отличий все сильнее зависит от погрешностей фокусировки, синхронизации лазерных импульсов и т.д., что требует дальнейших предметных исследований.

Тем не менее предлагаемый эксперимент в рамках проекта XCELS может позволить продвинуться в решении базовой фундаментальной проблемы учета квантовых радиационных потерь при движении заряженных частиц в электромагнитных полях. Решение этой проблемы представляет не только фундаментальный интерес, но и становится все более востребованным с прикладной точки зрения, поскольку достижение ультрарелятивистских интенсивностей полей открывает уникальные возможности практического использования сверхмощных лазеров, причем понимание перспектив их использования требует проверенных теоретических моделей.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2022-316) и Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0030–2021–0012). Численное моделирование выполнено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и вычислительных ресурсах суперкомпьютера ННГУ.

1. Зельдович Я.Б. *УФН*, **115**, 161 (1975) [*Sov. Phys. Usp.*, **18**, 79 (1975)].
2. Abraham M. *Theorie der Elektrizität* (Leipzig: Teubner, 1905).
3. Lorentz H.A. *The Theory of Electrons* (Leipzig: Teubner, 1909).
4. Dirac P.A.M. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A*, **167**, 148 (1938).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988, с. 274).
6. Danson C.N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C.F., Chowdhury E.A., Galvanauskas A., Gizzi L.A., Hein J., Hillier D.I., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
7. Di Piazza A., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 254802 (2009).
8. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
9. Fedotov A.M., Elkina N.V., Gelfer E.G., Narozhny N.B., Ruhl H. *Phys. Rev. A*, **90**, 053847 (2014).
10. Ji L.L., Pukhov A., Kostyukov I.Y., Shen B.F., Aklis K. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 145003 (2014).
11. Blackburn T.G. *Rev. Mod. Plasma Phys.*, **4**, 5 (2020).
12. Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund M., Bulanov S.S. *Rev. Mod. Phys.*, **94**, 045001 (2022).
13. Esirkepov T.Zh., Bulanov S.S., Koga J.K., Kando M., Kondo K., Rosanov N.N., Korn G., Bulanov S.V. *Phys. Lett. A*, **379**, 2044 (2015).
14. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989, с. 434).
15. Nietz N., Di Piazza A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 054802 (2013).
16. Duclous R., Kirk J.G., Bell A.R. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53**, 015009 (2011).
17. Niel F., Riconda C., Amiranoff F., Duclous R., Grech M. *Phys. Rev. E*, **97**, 043209 (2018).
18. Bashinov A.V., Kim A.V., Sergeev A.M. *Phys. Rev. E*, **92**, 043105 (2015).
19. Harvey C.N., Gonoskov A., Ilderton A., Marklund M. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 105004 (2017).
20. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. *Излучение релятивистских электронов* (М.: Атомиздат, 1973, с. 137).
21. Никишов А.И., Ритус В.И. *ЖЭТФ*, **46**, 776 (1964) [*Sov. Phys. JETP*, **19**, 529 (1964)].

22. Bula C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3116 (1996).
23. Cole J.M., Behm K.T., Gerstmayr E., Blackburn T.G., Wood J.C., Baird C.D., Duff M.J., Harvey C., Ilderton A., Joglekar A.S., et al. *Phys. Rev. X*, **8**, 011020 (2018).
24. Poder K., Tamburini M., Sarri G., Di Piazza A., Kuschel S., Baird C.D., Behm K., Bohlen S., Cole J.M., Corvan D.J., et al. *Phys. Rev. X*, **8**, 031004 (2018).
25. Wistisen T.N., Di Piazza A., Knudsen H.V., Uggerhøj U.I. *Nat. Commun.*, **9**, 795 (2018).
26. XCELS, www.xcels.ipfran.ru.
27. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
28. Bashinov A.V., Efimenko E.S., Muraviev A.A., Volokitin V.D., Meyerov I.B., Leuchs G., Sergeev A.M., Kim A.V. *Phys. Rev. E*, **105**, 065202 (2022).
29. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
30. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Muraviev A.A., Volokitin V.D., Meyerov I.B., Leuchs G., Sergeev A.M., Kim A.V. *Phys. Rev. E*, **106**, 015201 (2022).
31. Dawson J.M. *Rev. Mod. Phys.*, **55**, 403 (1983).
32. Surmin I.A., Bastrakov S.I., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Meyerov I.B. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
33. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A., Surmin I., Wallin E. *Phys. Rev. E*, **92**, 023305 (2015).
34. Панова Е.А., Гоносков А.А., Мееров И.Б., Ефименко Е.С. В сб. *Математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии. Труды XXI Международной конференции* (Нижний Новгород: изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021, с. 257).
35. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., Korn G. *Sci. Rep.*, **7**, 15302 (2017).