

# ПРОЯВЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ СО СВЕРХСИЛЬНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ МНОГОПУЧКОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ

*А. В. Башинов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким*

Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

Заряженная частица, двигающаяся под действием электромагнитных полей испытывает ускорение и теряет импульс (энергию) в результате генерации излучения. Такие потери называются радиационными. Интенсивность этих потерь зависит от энергии частиц, величин полей, их структуры. Важно отметить, что радиационные потери существенно возрастают в релятивистских режимах взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем. На настоящий момент благодаря развитию петаваттных и мультипетаваттных лазеров [1] стали достижимыми не просто релятивистские режимы, а режимы, в которых радиационные эффекты существенно меняют динамику электронов [2], [3]. Такие режимы называются радиационно-доминантными. В связи с реализуемостью на практике таких режимов, проблема описания динамики частицы в лазерных полях с учетом радиационных потерь стала особенно актуальна для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Классический подход к описанию радиационных потерь [4], заключающийся в добавлении силы радиационного трения в уравнения движения, находится на грани своей применимости в радиационно-доминантных режимах в лазерных полях [5]. Причины этого заключаются в том, что в рамках классического подхода нет ограничений на частоту излучаемых фотонов, может завышаться мощность генерируемого излучения [6], а также не учитывается случайность излучения фотонов. Наиболее строгий учет возможен в рамках квантовой теории. В настоящее время квантовое описание динамики излучающей заряженной частицы в сильном электромагнитном поле является областью активных исследований [7], однако пока эта проблема не решена. Тем не менее, существуют различные приближенные квазиклассические (квантовые) подходы, которые должны быть протестированы в экспериментах на предмет своей точности. В ультрарелятивистском случае наибольшее распространение в теоретических исследованиях получил квантовый подход [8], в рамках которого динамика частицы считается классической, частица испытывает воздействие лишь силы Лоренца (её магнитной и электрической составляющей), а генерация частицей фотонов происходит случайным образом в соответствии с квантовыми электродинамическими вероятностями.

Уже проведены первые эксперименты по исследованию точности классических и квантовых подходов к описанию радиационных потерь [2], [3], [9], однако пока точность этих подходов в полной мере не определена. Одна из перспективных схем основана на столкновении ускоренного пучка электронов с лазерным импульсом [2], [3]. Преимуществом данной схемы является возможность снизить требования на интенсивность лазерного излучения за счет использования более высокоэнергичных электронов, однако для этого необходимо создать, синхронизовать и совместить в пространстве релятивистски сильное лазерное излучение и встречный высокоэнергичный пучок электронов.

Другой подход, которому и посвящена наша работа, основан на использовании стоячей структуры поля. При облучении плазменной мишени встречными импульсами электроны могут набирать достаточную энергию, чтобы радиационные потери стали заметными [10]. В этом случае специально создавать пучок ускоренных частиц не требуется. Но более интригующим преимуществом данной схемы является возможность инициации особого радиационно-доминантного режима – режима аномального радиационного захвата (АРЗ), при котором за счет радиационных потерь частица может притягиваться в такие области поля, где её потери становятся еще более сильными [11]. Однако АРЗ возникает при интенсивностях  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт см<sup>-2</sup>, что требует оптимизации структуры поля.

Как известно, максимальную амплитуду поля обеспечивает сходящаяся дипольная волна [12], которая на практике может быть приближенно создана с помощью нескольких сфокусированных лазерных импульсов [11]. В отличие от парааксиальных пучков, в которых амплитуды электрического и магнитного полей имеют схожее распределение, в случае предельной фокусировки электрическая и магнитная моды волны заметно отличаются. В электродипольной волне наибольшую амплитуду в фокусе имеет электрическое поле. С пучностью электрического поля совпадает и максимум пондеромоторного потенциала. Таким образом, частицы, попав в эту область, имеют возможность набрать максимальную энергию и быстро покинуть фокальную область ввиду сильной неоднородности полей [13], как это представлено на рис. 1,а. Быстрый уход из области сильного поля препятствует возникновению АРЗ и ведет к повышению пороговой мощности его возникновения. Согласно [13] порог его возникновения в электродипольной волне соответствует 10 ПВт.

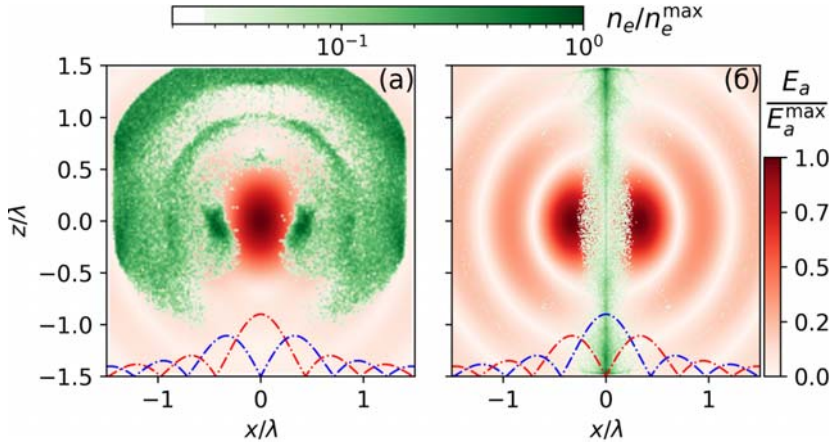


Рис. 1. Распределение электронов в полях (а) электродипольной и (б) магнитодипольной волн. Распределение электронов представлено через 1,4 периода поля после начала взаимодействия волны с прозрачной изначально шарообразной мишенью радиусом 0.3 длины волны, расположенной в фокальной области. Начальная фаза волны соответствует нулевому магнитному полю. Ось симметрии поля совпадает с осью  $z$ . Нормированные на свои максимумы концентрация электронов  $n_e$  и амплитуда электрического поля  $E_a$  отображены оттенками зеленого и красного цветов. Относительное распределение электрического и магнитного полей в волнах вдоль оси  $x$  ( $z = y = 0$ ) представлено штрихпунктирными красными и синими линиями

Напротив, в случае магнитодипольной волны максимума в фокусе достигает магнитное поле, причем максимум его амплитуды совпадает с минимумом пондеромоторного потенциала. Частицы, попав в эту область, могут стать захваченными и начать медленно дрейфовать вдоль оси симметрии, т. е. без радиационных потерь реализуется режим пондеромоторного захвата в фокальной области (рис. 1,б). Постепенно дрейфуя из фокуса, электроны могут накапливать влияние радиационных потерь, что в итоге приводит к появлению АРЗ при меньших мощностях, начиная с 0,1 ПВт. [14].

Принимая во внимание представленные выше преимущества стоячей структуры поля и, в частности, магнитодипольной волны, в данной работе мы представим результаты анализа облучения плазменной мишени несколькими лазерными импульсами (рис. 2,а) с целью предложения эксперимента по детектированию квантовых радиационных эффектов и оценке применимости различных подходов к описанию радиационных потерь. Чтобы существенно повысить интенсивность при заданной суммарной мощности лазерного излучения, а также воссоздать с высокой точностью структуру полей магнитодипольной волны, мы предлагаем использовать шесть лазерных импульсов, расположенных по кругу, как представлено на рис. 2,а. В этом случае максимальная амплитуда электрического и магнитного полей лишь примерно в 1,4 раза меньше, чем в случае идеальной магнитодипольной волны (рис. 2,б, д), но при этом структура полей обладает высокой симметрией и малыми угловыми модуляциям в фокальной области (рис. 2,в, г, е, ж). Величины полей нормированы на релятивистское значение.

Заметим, что поляризация каждого из импульсов линейная, но при этом их интерференция обеспечивает азимутальную направленность электрического поля (рис. 2,а). Также отметим, что

следует рассматривать петаваттный уровень мощностей, чтобы квантовые радиационные эффекты могли стать существенными [14], но чтобы при этом не возник пробой вакуума [15] (пороговая мощность примерно 10 ПВт в магнитодипольной волне [16]). В нашей работе суммарная мощность была 3 ПВт, угол фокусировки лазерных пучков составлял  $45^\circ$  (что соответствует фокусировке  $\frac{f}{1,18}$ ), рассматривалась длительность импульсов 30 фс (10 периодов поля, где период поля  $T = 3$  фс) при длине волны  $\lambda = 0,9$  мкм. Лазерное излучение с такими характеристиками и структурой может быть создано на (мульти) петаваттных многопучковых лазерных системах, например, таких как XCELS [17].

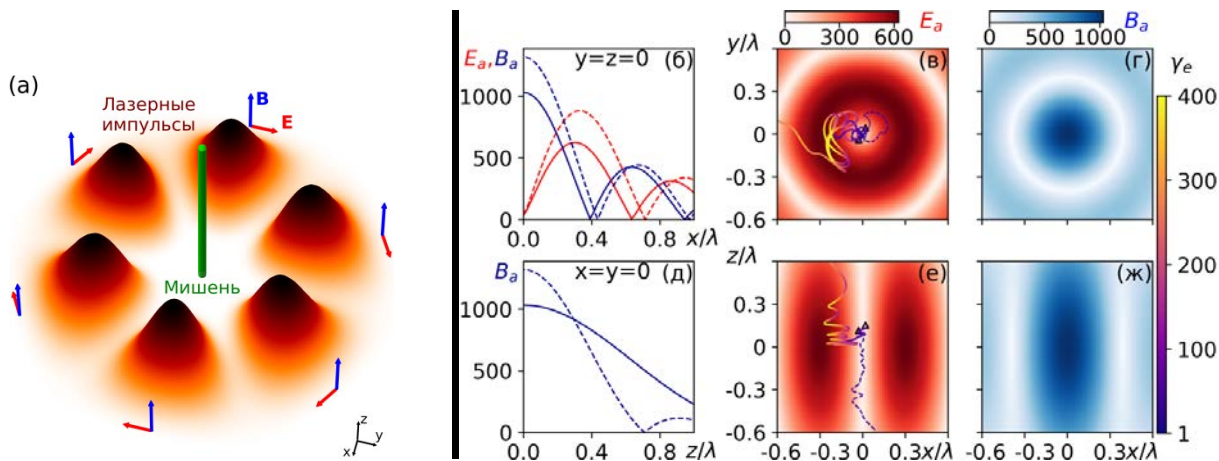


Рис. 2. (а) Схематичное изображение эксперимента по облучению мишени шестью лазерными импульсами, фокусируемыми в форме магнитной дипольной волны, с целью проверки различных приближений для описания радиационных эффектов. Поляризация каждого импульса линейная, но при этом их интерференция обеспечивает направленность электрического поля близкую к азимутальной. Сравнение распределений амплитуд электрического (красная линия) и магнитного (синяя линия) полей вдоль осей  $x$  и  $z$  при фокусировке шести лазерных импульсов суммарной мощностью 3 ПВт (сплошная линия) и в идеальной магнитной дипольной волне той же мощности (штриховая линия) приведены на рисунках (б) и (д). Распределение амплитуды электрического поля  $E_a$  в плоскости  $xy$  и  $xz$ , а также проекции траекторий электрона на эти плоскости представлены на рисунках (в) и (е). Траектория, изображенная сплошной кривой соответствует аномальному радиационному захвату, а штриховая кривая соответствует пондеромоторному захвату. Цвет вдоль траектории обозначает Лоренц-фактор частицы  $\gamma_e$ , треугольный маркер – начало траектории. На (г) и (ж) представлены распределения амплитуды магнитного поля  $B_a$  в плоскостях  $xy$  и  $xz$ , соответственно

В качестве мишени мы предлагаем использовать твердотельную мишень в виде нанопровода, расположив её непосредственно в фокусе лазерных импульсов вдоль оси симметрии полей (рис. 2,а). Такая мишень может обеспечить достаточно большое число электронов, изначально попавших в режим пондеромоторного захвата (а затем перешедших в режим АРЗ), при этом может позволить пренебречь плазменными эффектами ввиду её малого диаметра. Параметры твердотельной мишени могут быть подобраны для конкретных характеристик лазерного излучения, как, например, это продемонстрировано в работе [18]. В наших исследованиях мы рассматривали тестовую плазменную мишень со следующими параметрами: диаметр нанопровода  $0,5 \lambda$ , концентрация плазмы  $n_e = n_i = 10 n_{cr}$ , где  $n_{cr} = 1,38 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Ввиду сложности процессов, а также сложной структуры полей основным инструментом данных исследований является численное моделирование с использованием PIC-кодов–программ, основанных на методе частиц в ячейках и решающих совместно уравнения движения частиц и уравнения Максвелла. В PIC-кодах вещество представляется в виде набора макрочастиц (объединения некоторого количества реальных частиц). Мы используем разработанный и развиваемый нами PIC-код PICADOR [19]. Для него создана достаточно широкая база модулей, позволяющих, в том числе, рассматривать радиационные эффекты в рамках как классического, так и квантового подходов [20]. Модуль, реализующий квантовый подход, имеет опцию, позволяющую создавать

фотоны, но при этом не менять импульс генерирующей его частицы. Эта опция позволяет проводить расчеты без учета радиационных эффектов. Для задания острогофокусированных пучков в соответствии с параметрами пользователя был создан специальный модуль, формирующий в дополнительной расчетной области вспомогательные поля, на основе которых вычислялись токи источников в основной области.

В проведенных расчетах область моделирования имела форму куба с размерами сторон 4 мкм, причем центр расчетной области располагался в центре этого куба. Число ячеек по каждому из направлений расчетной области  $x$ ,  $y$  и  $z$  составляло 256. Направления распространения лазерных пучков характеризуются азимутами  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $240^\circ$ ,  $300^\circ$ , отсчитываемыми от оси  $x$ , и полярным углом  $90^\circ$ , отсчитываемым от оси  $z$ . Временной шаг составлял примерно  $\frac{T}{128}$ . Начальное число макрочастиц электронов (протонов) равнялось  $7 \cdot 10^6$ .

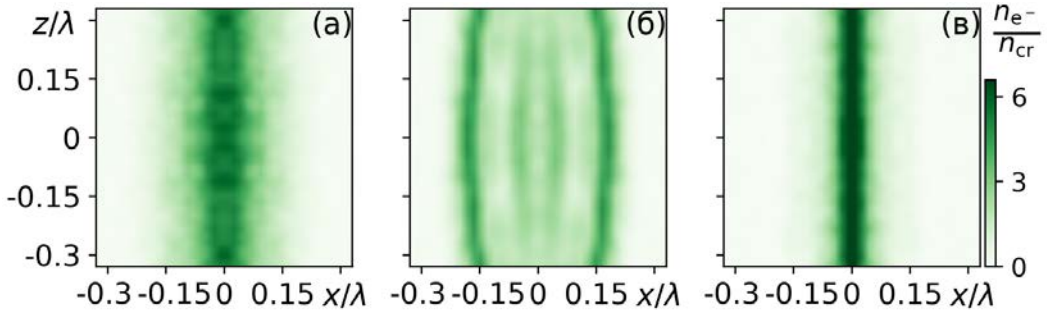


Рис. 3. Сравнение распределений электронов в плоскости  $xz$  при облучении мишени шестью лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт, сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, (а) при квантовом описании радиационных потерь, (б) при классическом описании и (в) без учета радиационных потерь. Концентрация электронов  $n_e$  нормирована на критическое значение  $n_{cr} = 1,38 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$

С целью определения влияния радиационных эффектов были проведены расчеты в рамках классического и квантового подходов, а также без учета излучения фотонов электронами. Во всех трех случаях примерно после 8Т плазма становилась прозрачной и плазменными эффектами можно было пренебречь. При этом большая часть частиц двигалась в режиме пондеромоторного захвата (штриховая линия рис. 2,в, е). Если учитывать радиационные потери, то появлялись частицы, которые после 8Т притягивались к пучности электрического поля (сплошная линия рис. 2,в, е), т. е. возникал АРЗ как в идеальной магнитодипольной волне [14]. Распределение частиц в фокальной области показывает, что при классическом описании радиационных потерь частиц, притягивающихся к пучности электрического поля, больше, чем при квантовом описании (рис. 3,а, б), поскольку повышается мощность излучения фотонов электронами. Без учета радиационных потерь ширина распределения электронов минимальная (рис. 3,в), что свидетельствует об отсутствии режима АРЗ.

Изменение распределений электронов в фокальной области, что крайне затруднительно изменить в эксперименте, неизбежно вызывает изменения угловых и энергетических характеристики распределений электронов и гамма-фотонов, вылетающих из фокальной области, зарегистрировать которые заметно проще. Для регистрации углового распределения и энергетического спектра электронов и фотонов в расчетах применялась процедура, описанная в разделе IV работы [14].

Во-первых, в расчетах регистрировалась энергия частиц  $W'_\Omega$ , вылетающих из области взаимодействия под полярным углом  $\theta$  по отношению к оси  $z$  и азимутальным углом  $\varphi$  по отношению к оси  $x$  в диапазоне телесных углов  $d\Omega$ . Для получения итогового углового распределения  $E'_\Omega(\theta, \varphi)$  производилась нормировка  $W'_\Omega$  на её максимум.

Во-вторых, для определения энергетического спектра подсчитывалась суммарная энергия вылетающих частиц  $W'_{s_r}$ , имеющих энергию в диапазоне  $(\varepsilon_r, \varepsilon_r + d\varepsilon_r)$ , где  $\varepsilon_r$  энергия электрона или фотона, нормированная на  $a_E m_e c^2$ ,  $c$  – скорость света,  $m_e$  – масса электрона,  $a_E = 510 \sqrt{P_{PW}}$  – максимальная амплитуда электрического поля в идеальной магнитной дипольной волне, нормированная на величину

релятивистского поля,  $P_{PW}$  – суммарная мощность лазерного излучения в ПВт. Для получения итогового углового распределения  $E'_{s_r}(\epsilon_r)$  производилась нормировка  $W'_{s_r}$  на её максимум.

Прежде всего отметим, что ввиду высокой симметрии поля, обеспеченной использованием шести пучков,  $W'_{\Omega}$  вылетающих из фокальной области электронов и гамма-фотонов имеет малые модуляции по азимутальному углу (рис. 4, а, з). В связи с этим можно проводить измерения с любых азимутальных направлений. В эксперименте это может существенно облегчить расположение измерительного оборудования и оборудования, обеспечивающую фокусировку лазерных пучков.

Поскольку за счет АРЗ электроны смещаются в область пучности электрического поля, то они перестают дрейфовать почти вдоль оси  $z$  и получают возможность покидать фокальную область под большими углами к этой оси. Результаты расчетов показывают, что за счет радиационных потерь (как в квантовом, так и в классическом случаях) ширина  $W'_{\Omega}(\theta)$  электронов увеличивается примерно в 1,5 раза (рис. 4, б).

Заметим, что АРЗ в фокусе является причиной изменений характеристик вылетающих из фокуса электронов, но большое влияние на частицы оказывают радиационные потери и вблизи фокальной области. Вылетая из фокуса, ускоренные электроны пересекают области сильного магнитного поля, в которых частицы могут уменьшить свою энергию ввиду нескольких актов излучения фотонов. Данный вывод отражают результаты, представленные на рис. 4, в. Спектр  $E'_{s_r}(\epsilon_r)$  за счет учета излучения фотонов смещается в сторону меньших энергий, причем в классическом случае это смещение заметно сильнее ввиду завышения радиационных потерь.

Наряду с распределениями вылетающих электронов, большую значимость имеют распределения гамма-фотонов, поскольку основная их часть, особенно в диапазоне наибольших энергий, генерируется в фокальной области, и фотоны не подвержены влиянию силы Лоренца. Таким образом, гамма-фотоны позволяют детектировать процессы, происходящие непосредственно в фокальной области.

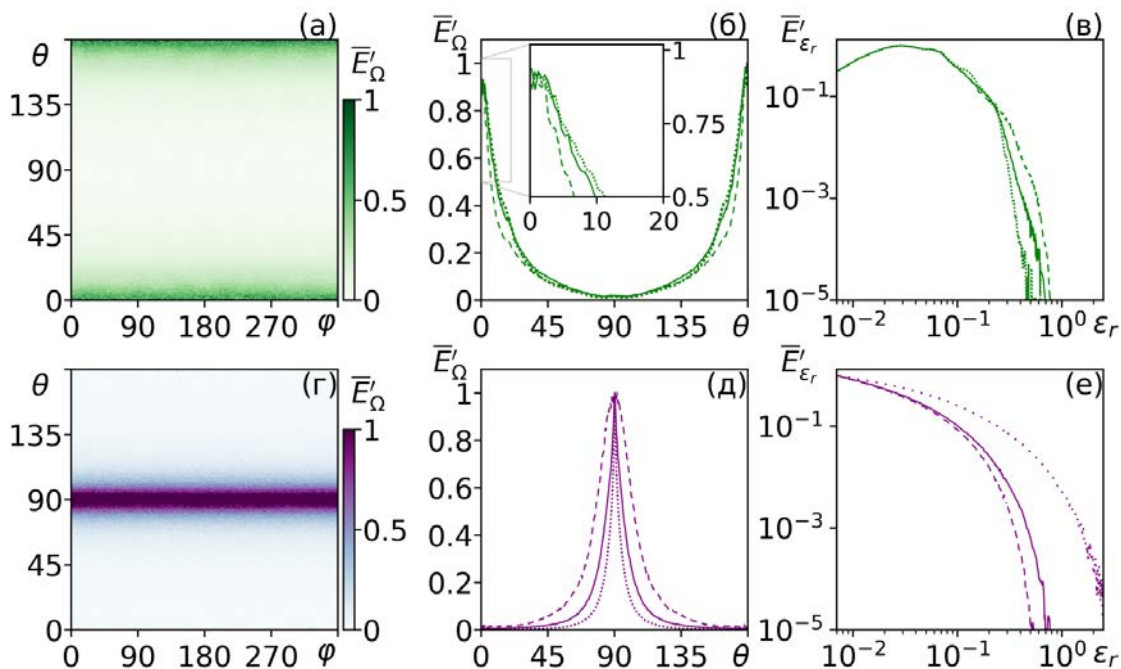


Рис. 4. (а), (б), (г), (д) – угловые распределения и (в), (е) – энергетические спектры (а)-(в) электронов и (г)-(е) гамма-фотонов, вылетающих из области взаимодействия в результате облучения шестью лазерными импульсами суммарной мощностью 3 ПВт, имеющими длительность 30 фс и сфокусированными в форме магнитной дипольной волны, цилиндрической мишени, имеющей радиус  $0,5\lambda$  и концентрацию электронов  $10n_{cr}$ . Сплошные линии на (б), (в), (д), (е) соответствуют результатам расчетов, в которых использовалось квантовое приближение для описания радиационных потерь, пунктирные кривые получены в классическом приближении, а штриховые линии соответствуют результатам расчетов без учета радиационных эффектов

Поскольку в режиме APЗ электроны могут набирать большую энергию и, следовательно, излучать более высокоэнергичные фотоны, то за счет радиационных потерь спектр фотонов  $E'_{s_r}(\varepsilon_r)$  сдвигается в сторону больших энергий, причем в классическом случае этот сдвиг гораздо сильнее (рис. 4,е). Разница в изменениях энергетических спектров фотонов и электронов за счет радиационных потерь является свидетельством того, что характеристики фотонов в основном определяются в фокальной области, а характеристики электронов могут меняться при выходе из режима APЗ в окрестности фокальной области.

Тот факт, что фотоны в основном генерируются в фокальной области, также отражает угловое распределение гамма-фотонов. В отличие от электронов, которые уходят в основном вдоль оси  $z$ , большинство фотонов вылетают из фокуса почти перпендикулярно этой оси. Это означает, что излучающие электроны имели в моменты излучения небольшую аксиальную составляющую импульса. Это в основном наблюдается в фокальной области, где магнитное поле направлено преимущественно вдоль оси  $z$  и силы, действующие на электроны вдоль этой оси минимальны. В свою очередь за счет радиационных потерь скорость ухода электронов вдоль оси  $z$  замедляется, что ведет к более узким угловым распределениям фотонов: в два раза уже в квантовом случае и в 5 раз уже при классическом подходе (рис. 4,д).

Таким образом, суммируя полученные результаты, можно сделать вывод, что взаимодействие твердотельной мишени в форме нанопровода с шестью 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. Влияние радиационных эффектов на эти распределения зависит от подходов к описанию радиационных потерь, что может позволить определить на практике применимость различных подходов к описанию радиационных потерь. Предлагаемый эксперимент может быть реализован с помощью многопучковой (мульти) петаваттной лазерной установки и может позволить продвинуться в решении одной из базовых фундаментальных проблем, которая заключается в учете квантовых радиационных потерь при движении заряженных частиц в электромагнитных полях.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и Высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-1361).

### Список литературы

1. Danson C. N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C. F., Chowdhury E. A., Galvanuskas A., Gizzi L. A., Hein J., Hillier D. I. et al., High Power Laser Sci. Eng. 7, e54 (2019).
2. 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).
3. 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).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля (М.: Наука, 1988).
5. 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).
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Теоретическая Физика – т. IV, Квантовая Электродинамика (Москва «Наука», 1974).
7. Gonoskov A., Blackburn T. G., Marklund M., Bulanov S. S., arXiv:2107.02161v2 (2022)
8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов (М.: Атомиздат, 1973, с. 137).
9. Wistisen T. N., Di Piazza A., Knudsen H. V., Uggerhøj U. I. Nat. Commun., 9, 795 (2018).
10. Lehmann G., Spatschek K. H., Phys. Rev. E 85, 056412 (2012).
11. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., and Sergeev A., Phys. Rev. Lett. 113, 014801 (2014).
12. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. Phys. Rev. A 86, 053836 (2012).
13. Башинов А. В., Кумар П., Ефименко Е. С., Квантовая электроника 49, 314 (2019).

14. 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).
15. Bell A. R., Kirk J. G. *Phys. Rev. Lett.* 101, 200403 (2008).
16. 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).
17. Bashinov A. V., Gonoskov A. A., Kim A. V., Mourou G., Sergeev A. M., *Eur. Phys. J. Special Topics* 223, 1105 (2014).
18. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., Korn G. *Sci. Rep.* 7, 15302 (2017).
19. Surmin I. A., Bastrakov S. I., Efimenko E. S., Gonoskov A. A., Korzhimanov A. V., Meyerov I. B., *Comput. Phys. Commun.* 202, 204 (2016).
20. 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).