

Обратный эффект Фарадея, индуцированный радиационным трением, при облучении плотной плазмы скрещенными лазерными пучками мультитеваттной мощности

Т.В.Лисейкина, Е.Е.Пеганов, С.В.Попруженко

Обсуждается возможность экспериментальной реализации обратного эффекта Фарадея, индуцированного радиационным трением, при облучении плотной плазменной мишени двумя скрещенными линейно поляризованными лазерными пучками мультитеваттной мощности. Исследована зависимость максимальной величины возбуждаемого продольного магнитного поля и размера области, занимаемой этим полем, от угла 2θ между лазерными пучками. Показано, что использование двухпучковой схемы кратно увеличивает амплитуду возбуждаемого магнитного поля, которая при интенсивностях $\sim 3 \times 10^{23}$ Вт/см² достигает 2–3 ГГц при углах схождения пучков $2\theta \leq 10^\circ$.

Ключевые слова: сильное лазерное поле, обратный эффект Фарадея, радиационное трение.

1. Введение

Создание источников лазерного излучения мультитеваттной мощности позволяет достигнуть в фокусе лазерного пучка интенсивностей 10^{23} – 10^{24} Вт/см² и открывает широкий круг новых возможностей экспериментального исследования взаимодействия электромагнитного излучения экстремальной интенсивности с веществом. В настоящее время в мире функционируют несколько лазеров с выходной мощностью 5 ПВт [1–4], с помощью которых потенциально возможно получить интенсивности до 10^{23} Вт/см². Еще несколько установок [5–7] должны выйти на номинальную мощность в 10 ПВт в ближайшие годы. Проектируемые лазерные системы 100-петаваттного уровня мощности SEL [8] и XCELS [9] позволят в обозримом будущем проводить эксперименты при интенсивностях 10^{25} Вт/см².

Расширяющиеся возможности использования мультитеваттных лазерных источников для экспериментов в области фундаментальной физики стимулируют интерес к обсуждению новых физических эффектов, которые могли бы наблюдаться в таких экспериментах. В обзорных работах [10–16] обсуждаются явления, экспериментальное исследование которых станет возможным при достижении интенсивностей 10^{23} Вт/см² и выше. В частности, теоретические расчеты предсказывают реализацию при таких интенсивностях режима взаимодействия, известного как «доминирование радиационного трения», характеризуемого тем, что сила радиационного трения оказывает существенное влияние на динамику и излучение заряженных

частиц. В работах последних лет (см. обзоры [13–16] и цитируемую в них литературу) теоретически исследованы различные проявления радиационного трения в классическом и квантовом режимах взаимодействия. В экспериментах [17, 18] впервые было обнаружено слабое влияние квантового эффекта отдачи излучаемых фотонов на форму спектра нелинейного томсоновского рассеяния в поле сильной лазерной волны (см. также дискуссию в [19] о возможных интерпретациях полученных результатов).

В работах [20–22] был рассмотрен макроскопический эффект, наблюдение которого возможно в лазерном поле экстремальной интенсивности, – обратный эффект Фарадея (ОЭФ), порождаемый радиационным трением. Конверсия большого числа фотонов инфракрасного или оптического лазерного излучения в рентгеновские гамма-кванты за счет нелинейного томсоновского рассеяния приводит к передаче момента импульса от циркулярно поляризованной волны к плазме и возбуждению в ней азимутального тока, генерирующего квазистатическое магнитное поле, продольное по отношению к направлению распространения лазерного пучка. В работах [20, 21] ОЭФ был исследован в классическом режиме взаимодействия, в [22] рассматривалось влияние квантовых эффектов. Важным качественным предсказанием, сделанным в этих работах на основе моделирования методом частиц в ячейках (PIC) и аналитических оценок, является следующее: при взаимодействии импульса циркулярно поляризованного излучения интенсивностью $\sim 10^{24}$ Вт/см² с плазменным слоем сверхкритической плотности возможно возбуждение квазистатического магнитного поля напряженностью ~ 3 ГГц, существующего в течение примерно 100 фс. Такое поле может быть обнаружено методами протонной диагностики. Наблюдение ОЭФ в таком режиме взаимодействия может стать одним из первых экспериментальных подтверждений качественного влияния радиационного трения на динамику и излучение плазмы.

На существующих петаваттных и мультитеваттных лазерных установках получение циркулярно поляризованного лазерного пучка невозможно. Вместо того чтобы конвертировать пучок линейно поляризованного излучения заданной мощности в пучок излучения с циркулярной

Т.В.Лисейкина. Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 6

Е.Е.Пеганов. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

С.В.Попруженко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;
e-mail: sergey.popruzenko@gmail.com

поляризацией, можно скрестить под малым углом 2θ два поляризованных перпендикулярно друг к другу импульса, фаза колебаний которых смещена на $\pi/2$. По мере уменьшения этого угла поляризация результирующего импульса излучения будет приближаться к циркулярной. Такая двухпучковая конфигурация, в случае если будет решен вопрос синхронизации, по существу является единственной на данный момент реалистичной схемой, позволяющей создать условия для наблюдения ОЭФ. В настоящей работе мы исследуем ОЭФ для параметров лазерного излучения и плазмы, использованных в [20], но в двухпучковой конфигурации, которая потенциально может быть обеспечена на установке XCELS.

2. Постановка задачи

Магнитные поля двух импульсов линейно поляризованных лазерных излучений приближенно описываются супергауссовыми профилями в системе отсчета, в которой импульсы распространяются вдоль оси x' , следующими формулами:

$$B_{y'} = B_0 \exp \left\{ \frac{-(y'^2 + z'^2)^2}{r_0^4} - \frac{(x' - ct')^4}{r_c^4} \right\} \sin(\omega t' - kx'), \quad (1)$$

$$B_{z'} = B_0 \exp \left\{ \frac{-(y'^2 + z'^2)^2}{r_0^4} - \frac{(x' - ct')^4}{r_c^4} \right\} \cos(\omega t' - kx'), \quad (2)$$

где B_0 – амплитуда поля, ω – его частота, а штрихованные координаты связаны с координатами (x, y) (см. рис.1) преобразованием поворота в плоскости (x, y) на угол $\pm\theta$ таким образом, что пучок (1), в котором напряженность магнитного поля колеблется вдоль оси y' , приходит в точку пересечения осей пучков $x = 0, y = 0$ с положительного направления оси y , а пучок (2), в котором напряженность магнитного поля колеблется вдоль оси $z = z'$, – с отрицательного направления оси y . Электрическое поле для обоих пучков имеет аналогичный вид, лишь с тем отличием, что направление его колебаний ортогонально как направлению распространения, так и направлению магнитного поля. Координата $x = 0$ задает положение передней плоскости плазменного слоя. Поперечные размеры пучков и продольные длины импульсов определяются величинами $r_0 = 3.8\lambda$ и $r_c = 3\lambda$ (λ – длина волны излучения). Эти выражения описывают поля с отсутствующей продольной компонентой, в то время как для численного расчета динамики и излучения плазмы необходимо, с учетом достаточной жесткой фокусировки импульсов, использовать точные значения полей. Они были получены путем численного решения уравнений Максвелла, реализованного при помощи PIC-кодов SMILEI [23] и UMKA [24] с граничными условиями для компонент поля B_y и B_z , описываемых (1), (2) и вычислившихся в плоскости $x = -5\lambda$, которая расположена на краю расчетной области. Подчеркнем, что для численного решения уравнений Максвелла достаточно указать граничные условия лишь

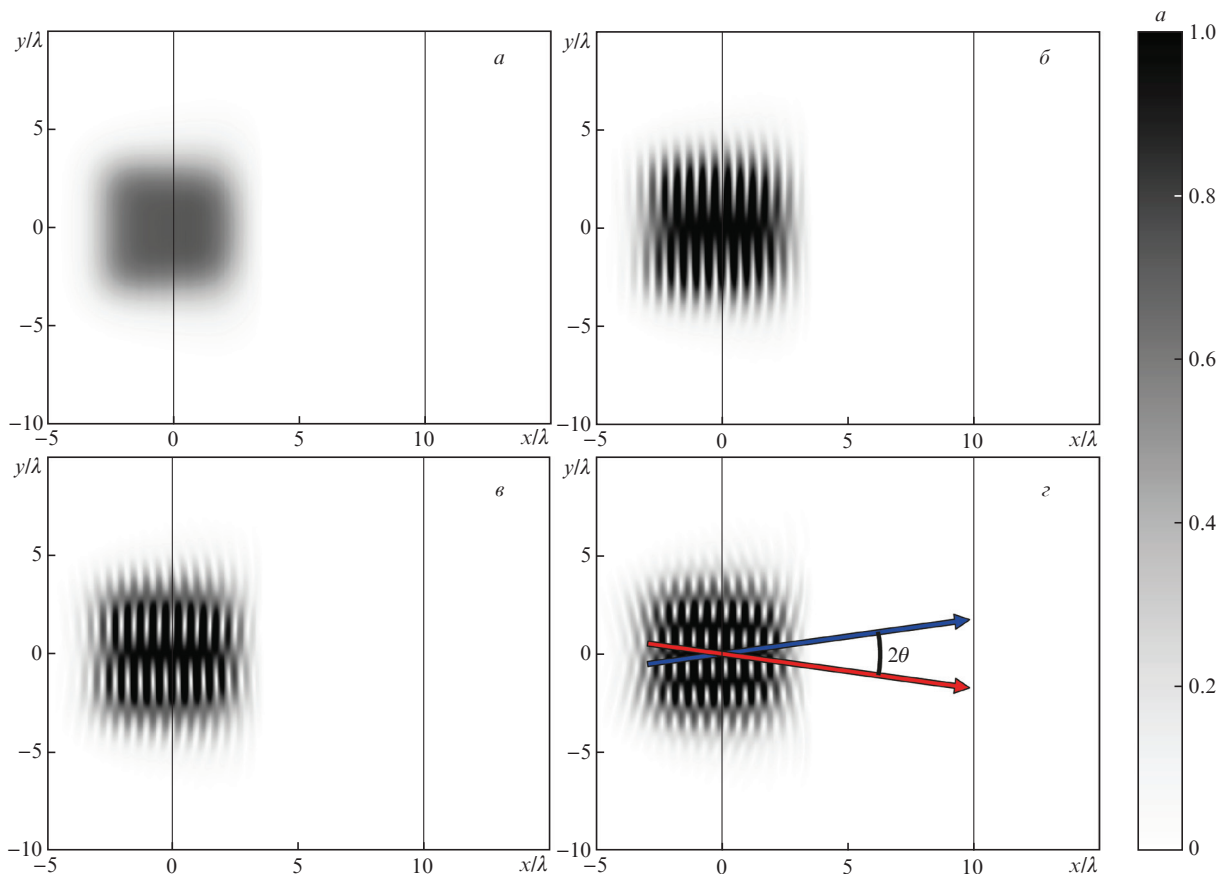


Рис.1. Пространственные распределения безразмерных амплитуд лазерного поля a (3), рассчитанные численным интегрированием уравнений Максвелла с граничными условиями, задаваемыми уравнениями (1), (2) для полей на плоскости $x = -5\lambda$, с использованием кода SMILEI, при $\theta = 0$ (одна пучок) (а), 2.5 (б), 5 (в) и 10° (г). Границы плазменного слоя, расположенные при $x = 0$ и $x = 10\lambda$, отмечены тонкими линиями. На рис.1,г показаны также направления распространения пучков.

для компонент напряженности магнитного поля, лежащих в плоскости границы. Все остальные компоненты полей будут вычисляться посредством численных схем так, чтобы выполнялись уравнения Максвелла. Время t' выбирается таким образом, чтобы в начальный момент $t' = 0$ поле на границе не превышало $0.1E_0$. Параметры расчетов соответствуют работе [20]: $\lambda = 800$ нм, $a_0 = eE_0/(m\omega) = 400$, что для линейной поляризации отвечает интенсивности 3.2×10^{23} Вт/см². Здесь e и m – элементарный заряд и масса электрона соответственно, а c – скорость света в вакууме. Плазма с отношением $Z/A = 1/2$ имеет начальную концентрацию $n_0 = 1.55 \times 10^{23}$ см⁻³ и толщину 10λ . Для $\lambda = 800$ нм выбранное значение концентрации в 90 раз превышает критическое.

На рис.1 показаны распределения эффективной безразмерной амплитуды лазерного поля

$$a(r, t) = \frac{\sqrt{E^2(r, t)}}{E_0} \quad (3)$$

в области взаимодействия в отсутствие плазмы. В случае одного пучка излучения с циркулярной поляризацией (рис.1,а) амплитуда поля (3) плавно спадает от максимального значения, равного $1/\sqrt{2}$, в центре фокуса. Из распределений, показанных на рис.1,б и в, видно, что с ростом угла θ поляризация суммарной волны довольно быстро начинает отличаться от циркулярной; в частности, возникают области пространства с нулевым мгновенным значением электрического поля. Поскольку для передачи плазме углового момента необходимо поляризационное состояние волны, близкое к циркулярному, рассчитывать на существенный эффект можно только в случае относительно малых углов между пучками, что подтверждается приведенными ниже результатами расчетов.

Учет радиационных потерь осуществляется включением силы радиационного трения [25] в уравнения движения для электронов. При моделировании используется алгоритм, подробно описанный в работе [26]. Отметим, что включение радиационных потерь в качестве диссипативного процесса через силу радиационного трения оправдано при соблюдении следующих условий: 1) доминирующие частоты во вторичном излучении намного выше самой высокой частоты, которая может быть разрешена на численной сетке; 2) излучение на таких частотах некогерентно; 3) плазма прозрачна для волн, вносящих основной вклад в силу радиационного трения.

3. Обсуждение результатов

Передача плазме углового момента циркулярно или эллиптически поляризованного излучения, возникающая за счет конверсии низкоэнергетических фотонов лазерной волны в гамма-кванты, приводит к возбуждению азимутальных токов в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса. Эти токи являются источником показанного на рис.2 квазистатического продольного магнитного поля, время существования которого существенно превышает время взаимодействия лазерного импульса с плазменным слоем. Для рассматриваемого нами импульса с $r_c = 3\lambda$, что соответствует его эффективной длительности в шесть периодов лазерного излучения, $T_{\text{las}} = 2\pi/\omega \approx 2.5$ фс, к моменту времени $t = 30T_{\text{las}}$, отвечающему приводимым распределениям, взаимодействие лазерного импульса с плазмой уже

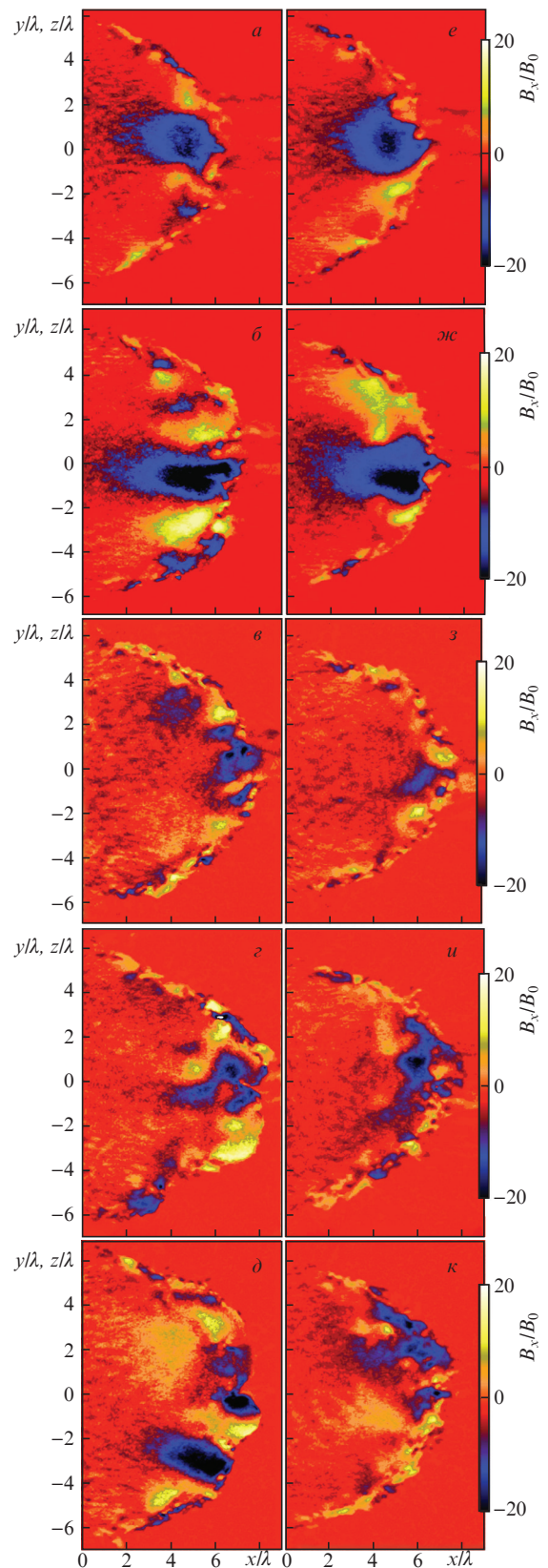


Рис.2. Распределения магнитного поля B_x в плоскости (x, y) (левая колонка) и (x, z) (правая колонка) для $\theta = 0$ (а, е), 2.5 (б, ж), 5 (з, и) и 10° (д, к) в момент времени $t = 30T_{\text{las}} \approx 75$ фс после соприкосновения переднего фронта импульса с плазмой. Безразмерная амплитуда электрического поля $a_0 = 400$, что соответствует пиковому значению интенсивности 3.2×10^{23} Вт/см² в каждом пучке линейно поляризованного излучения. На рис.2, в, з показаны распределения магнитного поля, рассчитанные для $\theta = 2.5^\circ$ без учета силы радиационного трения.

прекратилось, и отраженная лазерная волна покинула расчетную область.

Для расчета динамики плазмы и распределения продольного магнитного поля был использован PIC-код УМКА, разработанный для моделирования эффектов лазерно-плазменного взаимодействия в сверхсильных световых полях [24, 27]. Размер расчетной области составлял 30λ в продольном направлении (ось x) и $25\lambda \times 25\lambda$ в плоскости (y, z) с частотой сетки 40 узлов на длину волны и количеством частиц каждого сорта, равным 64 на одну ячейку. Расчет был выполнен в вычислительном центре Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (Германия). Результаты моделирования показаны на рис.2, где приведены распределения магнитного поля B_x/B_0 в плоскостях (x, y) и (x, z) ,

$$B_0 = \frac{mc\omega}{e} = 1.34 \times 10^8 \text{ Гс}. \quad (4)$$

Отметим, что в данном случае реализуется так называемый hole-boring режим взаимодействия релятивистского лазерного импульса с плотной плазмой, в результате чего позади распространяющегося вперед плотного непрозрачного плазменного слоя образуется область прозрачной плазмы. Как видно из распределений на рис.2, б, ж, при угле схождения пучков $2\theta = 5^\circ$ пространственное распределение магнитного поля в образовавшемся плазменном канале слабо отличается от такового для одиночного пучка циркулярно поляризованного излучения удвоенной интенсивности $6.4 \times 10^{23} \text{ Вт/см}^2$ (рис.2, а, е; см. также рис.2(б, в) в работе [20]). Амплитуда магнитного поля достигает при этом ~ 2.5 ГГц в области $2\lambda \times 2\lambda \times 2\lambda$. С ростом угла между направлениями распространения пучков пиковое значение магнитного поля практически не уменьшается, но при этом быстро уменьшается размер области, занятой магнитным полем, а его распределение становится фрагментированным (см. рис.2, г, и и рис.2, д, к, на которых показаны распределения B_x для $2\theta = 10^\circ$ и для $2\theta = 20^\circ$ соответственно). Отметим, что связь между появлением ОЭФ в рассматриваемом режиме взаимодействия и радиационным трением подтверждается тем, что при отключении в PIC-коде слагаемых, описывающих вклад силы радиационного трения в полную силу, действующую на квазичастицы, магнитное поле в области за распространяющимся вперед плазменным фронтом практически исчезает (рис.2, в, з; см. также рис.2(а) в работе [20]). При этом сохраняется достаточно сильное, хотя и фрагментированное, магнитное поле в области плотной плазмы. Генерация магнитного поля в этой области скорее всего обусловлена механизмами, связанными не с радиационным трением, а, например, с появлением у суммарного пучка ненулевого углового момента. Этот вопрос требует более подробного исследования.

При фиксированной мощности излучения каждого из пучков интенсивность в одиночном пучке оказывается примерно в два раза меньше, чем в области пересечения двух пучков при малых углах схождения. Как показано в [20], характерная напряженность продольного магнитного поля B_x при ОЭФ, обусловленном радиационным трением, растет с увеличением амплитуды поля как a_0^4 . В результате в случае использования одиночного пучка излучения с линейной поляризацией и с исходным значением $a_0 = 400$, что соответствует $a_0 = 283$ при конвертации

пучка в циркулярно поляризованный, максимальное значение амплитуды магнитного поля составит $\sim 3B_0$, что примерно в четыре раза меньше, чем на рис.2, а, в и рис.2, е, з (см. рис.3(а) в работе [20]).

При 15-петаваттной мощности каждого из двух пучков с супергауссовыми поперечными профилями необходимая для экспериментальной проверки приведенных выше результатов интенсивность $\sim 3 \times 10^{23} \text{ Вт/см}^2$ будет достигаться при фокусировке в пятью радиусом $\sim 1.58 \times 10^{-4} \text{ см}$ или 2λ , что примерно вдвое меньше радиуса, использованного в наших расчетах. Пока сложно сказать, будет ли такая жесткая фокусировка достижима на установке XCELS. В случае, если фокусировка в такое малое пятно и, как следствие, достижение требуемой интенсивности будут возможными, образования сильного магнитного поля можно будет ожидать в объеме $\sim \lambda^3$.

4. Выводы

Представленные результаты расчетов показали:

1. Использование двух 15-петаваттных пучков ортогонально поляризованных излучений, пересекающихся под небольшим углом, позволяет реализовать условия, необходимые для экспериментального наблюдения обратного эффекта Фарадея, индуцированного радиационным трением. При параметрах пучков, которые планируется реализовать на установке XCELS, возможна генерация продольного квазистатического магнитного поля пиковой напряженностью около 2–3 ГГц в объеме, примерно равном кубу длины волны излучения.

2. С ростом угла между направлениями распространения пучков поляризация суммарной волны начинает быстро отклоняться от циркулярной. В результате объем области, занимаемой сильным магнитным полем, значительно уменьшается, что накладывает достаточно жесткие требования на максимальные значения угла схождения пучков, $2\theta < 10^\circ$.

3. При использовании одного 15-петаваттного пучка циркулярно поляризованного излучения квазистатическое магнитное поле, которое было бы различимо на фоне флуктуирующего поля и появление которого не связано с эффектом радиационного трения, не возбуждается. Таким образом, использование двух или более пучков принципиально важно для экспериментального поиска ОЭФ на лазерных установках, близких по параметрам к ожидаемым на XCELS.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00077).

- Guo Z., Yu L., Wang J., Wang C., Liu Y., Gan Z., Li W., Leng Y., Liang X., Li R. *Opt. Express*, **26**, 26776 (2018).
- Papadopoulos D.N., Zou J.P., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**, e34 (2016).
- Sung J.H., Lee H.W., Yoo J.Y., Yoon J.W., Lee C.W., Yang J.M., Son Y.J., Jang Y.H., Lee S.K., Nam C.H. *Opt. Lett.*, **42**, 2058 (2017).
- Gan Z. et al. *Opt. Express*, **25**, 5169 (2017).
- Li W. et al. *Opt. Lett.*, **43**, 5681 (2018).
- Weber S. et al. *Mater. Radiat. Extremes*, **2**, 149 (2017).
- Yoon J.W., Kim Y.G., Choi I.W., Sung J.H., Lee H.W., Lee S.K., Nam C.H. *Optica*, **8**, 630 (2021).
- Cartlidge E. *Science*, **359**, 382 (2018).
- Bashinov A.V. et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1105 (2014).
- Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).

11. Di Piazza A., Muller C., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).
12. Narozhny N.B., Fedotov A.M. *Contemp. Phys.*, **56**, 249 (2015).
13. Blackburn T.G. *Rev. Mod. Plasma Phys.*, **4**, 1 (2020).
14. Shi Y., Qin H., Fisch N.J. *Phys. Plasmas*, **28**, 042104 (2021).
15. Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund M., Bulanov S.S. *Rev. Mod. Phys.*, **94**, 045001 (2022).
16. Попруженко С.В., Федотов А.М. *УФН*.
17. Cole J.M., Behm K.T., Gerstmayr E. *Phys. Rev. X*, **8**, 011020 (2018).
18. Poder K., Tamburini M., Sarri G. *Phys. Rev. X*, **8**, 031004 (2018).
19. Macchi A. *Physics*, **11**, 13 (2018).
20. Liseykina T.V., Popruzhenko S.V., Macchi A. *New J. Phys.*, **18**, 072001 (2016).
21. Popruzhenko S.V., Liseykina T.V., Macchi A. *New J. Phys.*, **21**, 033009 (2019).
22. Liseykina T.V., Macchi A., Popruzhenko S.V. *Eur. Phys. J. Plus*, **136**, 170 (2021).
23. Derouillat J. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).
24. Vshivkov V.A. et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998); Liseykina T., Bauer D. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 145003 (2013).
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Теория Поля* (М.: Наука, 1973, т. 2).
26. Tamburini M., Pegoraro F., Di Piazza A., Keitel C.H., Macchi A. *New J. Phys.*, **12**, 123005 (2010).
27. Самсонов А.С., Неруш Е.Н., Костюков И.Ю. *Квантовая электроника*, **51**, 861 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 861 (2021)].