

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Об угловом распределении напрямую ускоренных электронов под действием мощного остросфокусированного лазерного импульса*

О.Е.Вайс, С.Г.Бочкарев, С.Тер-Аветисян, В.Ю.Быченков

Исследованы спектрально-угловые распределения электронов, напрямую ускоренных из сверхтонкой нанофольги остросфокусированным релятивистски сильным лазерным импульсом. Используемый подход опирается на реалистичную модель описания фокусировки излучения внеосевым параболическим зеркалом, причем распределение полей моделируется с помощью интегралов Стреттона–Чу. Сопоставлены спектрально-угловые распределения электронов для лазерных импульсов с гауссовым поперечным и прямоугольным профилями интенсивности на зеркале при одной и той же энергии лазерного импульса. Показано, что в случае использования импульса с прямоугольным профилем интенсивности энергии быстрых электронов больше, а углы вылета меньше по сравнению со случаем импульса с гауссовым профилем.

Ключевые слова: остросфокусированный релятивистски сильный лазерный импульс, прямое ускорение электронов.

1. Введение

Современные лазерные технологии, направленные на получение мощных сверхкоротких лазерных импульсов, позволяют создавать высокую пространственно-временную концентрацию энергии при острой (или сверхострой) фокусировке лазерного пучка, когда диаметр фокального пятна оказывается сравнимым с длиной волны излучения $\lambda \approx 1$ мкм, при этом пиковая мощность лазерного излучения может достигать нескольких петаватт [1–3], а интенсивность – 2×10^{22} Вт/см² [1]. Такие световые импульсы с экстремальными характеристиками (экстремальные световые импульсы) находят применение при лазерном ускорении электронов и ионов, при генерации вторичного электромагнитного излучения, а также при иницировании ядерных и термоядерных реакций [4, 5]. В условиях релятивистски сильных лазерных полей использование традиционных способов оценки характеристик лазерного импульса становится затруднительным, что делает актуальным поиск новых методов. Один из возможных методов оценки интенсивности релятивистски сильного лазерного излучения основан на измерении характеристик напрямую ускоренных электронов при воздействии излучения на разреженный газ [6] либо на сверхтонкую фольгу.

Обычно теоретические исследования в этой области ведутся исходя из параксиального приближения для лазерного пучка (см. напр., [7]), т. е. случай острой (предельно острой) фокусировки оказывается вне зоны примени-

мости таких исследований. Для корректного описания распространения остросфокусированного импульса могут быть использованы решения уравнения Гельмгольца, полученные спектральным методом [8–10] или на основе дифракционных интегралов [10, 11]. Отметим, что получение экстремальных световых импульсов возможно только при острой (сверхострой) фокусировке лазерного излучения, поэтому для предсказаний результатов экспериментов требуется реалистичная модель фокусировки лазерного пучка внеосевой параболой с учетом непараксиальных компонент полей в фокальной области и реальных размеров зеркала; кроме того, важную роль играет поперечное распределение поля лазерного пучка на фокусирующем зеркале.

Хорошо известно, что поперечный профиль интенсивности сильно влияет на характеристики напрямую ускоренных электронов и, выбирая профиль интенсивности, можно управлять характеристиками лазерно-ускоренных частиц [12]. Так, например, выбирая излучение с радиальной поляризацией, характерным минимумом интенсивности на оси и максимумом на периферии, можно добиться увеличения энергии ускоренных электронов и их коллимации (см., напр., [13]).

Целью настоящей работы является описание угловых характеристик электронов, полученных при их прямом ускорении мощным лазерным импульсом, с учетом сложной структуры полей в фокальной области внеосевого параболического зеркала. Мы сравниваем характеристики напрямую ускоренных электронов лазерными импульсами при различных начальных распределениях полей, а именно при гауссовом и прямоугольном профилях интенсивности на параболическом зеркале, а также в случае параксиального гауссова пучка.

2. Модель описания прямого ускорения электронов из тонкой фольги

Описание фокусировки лазерного импульса с линейной поляризацией (вдоль оси x), распространяющегося

* Доложена на конф. ECLIM2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

О.Е.Вайс, С.Г.Бочкарев, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bochkar@lebedev.ru

S.Ter-Avetisyan. Center for Relativistic Laser Science, Institute for Basic Science, and Department of Physics and Photon Science, GIST, Gwangju 61005, Republic of Korea; e-mail: sargis@gist.ac.kr

вдоль оптической оси z параболического зеркала, будем вести на основе интегралов Стрэттона–Чу [14, 15]. В результате преобразований, учитывающих форму поверхности зеркала $z = (x^2 + y^2)/(4F) - F \equiv F(s - 1)$, поле в точке Q с координатами x_1, y_1, z_1 может быть рассчитано по формуле

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2F\lambda} \iint \left(i\mathbf{A}_e + \frac{\mathbf{a}_e}{kr_{QS}} \right) \frac{\tilde{E}_x}{r_{QS}^2} \exp(ikl) dx dy, \quad (1)$$

где $\tilde{E}_x = g(ct + z)E_{0x}(x, y)\exp[-i(kz + \omega t + \varphi_0)]$ – поле электромагнитной волны, падающей на поверхность зеркала; $E_{0x}(x, y)$ – пространственное распределение амплитуды поля на зеркале; $g(ct + z)$ – медленно меняющаяся функция времени, отвечающая за временную огибающую лазерного импульса; c – скорость света; k, λ, ω и φ_0 – волновое число, длина волны излучения, частота и начальная фаза лазерного импульса; F – фокусное расстояние осевого (родительского) параболического зеркала; $\mathbf{A}_e = (2Fr_{QS} - x\Delta x_{QS}, -x\Delta y_{QS}, x(r_{QS} - \Delta z_{QS}))$; $\mathbf{a}_e = (-x\Delta x_{QS}, -x\Delta y_{QS}, -x\Delta z_{QS})$, $kl = -kF(s - 1) + kr_{QS}$; $r_{QS} = (\Delta x_{QS}, \Delta y_{QS}, \Delta z_{QS}) = (x - x_1, y - y_1, z - z_1)$ – радиус-вектор из точки Q в точку S с координатами x, y, z на поверхности зеркала.

На рис. 1 представлена схема фокусировки излучения параболическим зеркалом. Выражение для магнитной составляющей электромагнитного поля сфокусированного лазерного импульса легко получить из (1) при замене коэффициентов, т. е. $\mathbf{A}_e \rightarrow \mathbf{A}_b$, $\mathbf{a}_e \rightarrow \mathbf{a}_b$, где $\mathbf{A}_b = (-x\Delta y_{QS}, -2F\Delta z_{QS} + x\Delta x_{QS}, 2F\Delta y_{QS})$ и $\mathbf{a}_b = -\mathbf{A}_b$. Интегрирование в формуле (1) проводится в пределах проекции зеркала на плоскость xu , которую в случае внеосевого зеркала можно представить в виде $(x - h)^2 + y^2 \leq \rho^2$, где h – расстояние между центральными осями внеосевой и родительской парабол (рис. 1), а ρ – радиус зеркала, который выбирался так, чтобы на поверхность зеркала падало 99% мощности излучения лазерного импульса. Отметим, что, в отличие от работы [15], мы не прибегаем к упрощению, связанному с разложением фазы kl в формуле (1) по малому параметру (отношение расстояния от точки фокуса до точки наблюдения к фокусному расстоянию), не ограничивая себя тем самым описанием полей исключительно вблизи фокальной плоскости. Временную форму лазерного импульса зададим в виде $g(ct + z) = \Theta[1 - |kz + \omega(t - \tau)|] \times (\omega\tau)^{-1} \cos^2\{(\pi/2)[kz + \omega(t - \tau)]/(\omega\tau)\}$, где τ – полная длительность лазерного импульса, а Θ – функция Хевисайда.

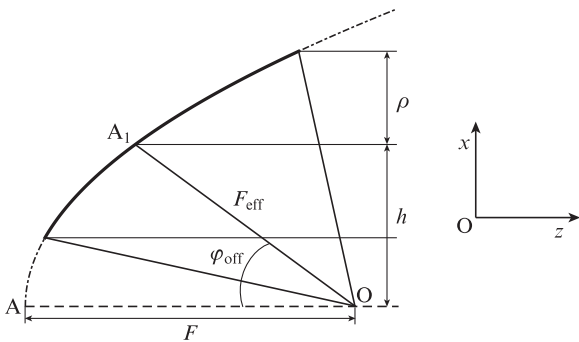


Рис. 1. Схема фокусировки лазерного импульса внеосевым параболическим зеркалом:

ρ – радиус зеркала; точка O – фокус параболы; F – фокусное расстояние родительской параболы (отрезок AO); h – расстояние от оптической оси родительской параболы до параллельной ей прямой, проходящей через центр зеркала A_1 ; F_{eff} – эффективное фокусное расстояние (отрезок A_1O); φ_{off} – внеосевой угол.

Поле падающего на зеркало импульса задавалось как гауссово пространственное распределение,

$$E_{0x}(x, y) = E_0 \exp\left[-\frac{(x - h)^2 + y^2}{2\rho_0^2}\right], \quad (2)$$

где E_0 – амплитуда лазерной волны, а ρ_0 – радиус пятна на зеркале, либо в виде ступенчатого распределения,

$$E_{0x}(x, y) = E_0 \Theta\left[1 - \frac{(x - h)^2 + y^2}{\rho^2}\right]. \quad (3)$$

Исходя из формы падающего пучка, введем параметр $f = F_{\text{eff}}/(2\rho_0)$ аналогично парааксиальному случаю (F_{eff} – эффективное фокусное расстояние внеосевой параболы, см. рис. 1).

Везде далее для удобства будем использовать штриховую систему координат $x'y'z'$, получаемую поворотом на угол φ_{off} системы xuz в плоскости xz , т. е. $x' = x\cos\varphi_{\text{off}} + z\sin\varphi_{\text{off}}$, $z' = -x\sin\varphi_{\text{off}} + z\cos\varphi_{\text{off}}$, $y' = y$. На рис. 2 показаны распределения полей в фокальной плоскости. Видна особенность пространственных распределений пучка в фокусе, рассчитанных по точным формулам, а именно: на периферии образуются дифракционные кольца, которые не учитываются в парааксиальном приближении и интенсивность которых достигает релятивистских значений. Такие дифракционные кольца в случае пучка с прямоугольным профилем интенсивности на зеркале (3) имеют еще большую амплитуду и, как следствие, вносят весомый вклад в ускорение частиц, что будет продемонстрировано в разд. 3.

Динамика электронов под действием релятивистски сильного лазерного импульса, вылетающего из нанофольг, может быть описана в пренебрежении плазменными полями. Такой подход позволяет провести численный расчет с помощью метода пробных частиц, заключающийся в решении релятивистского уравнения движения под действием силы Лоренца:

$$\frac{d}{dt} m_e \gamma \mathbf{v} = -e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}), \quad \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (4)$$

где m_e и e – масса и заряд электрона; \mathbf{R}, \mathbf{v} и γ – радиус-вектор, скорость и гамма-фактор частицы; поля $\mathbf{E} = \text{Re}\mathbf{E}$

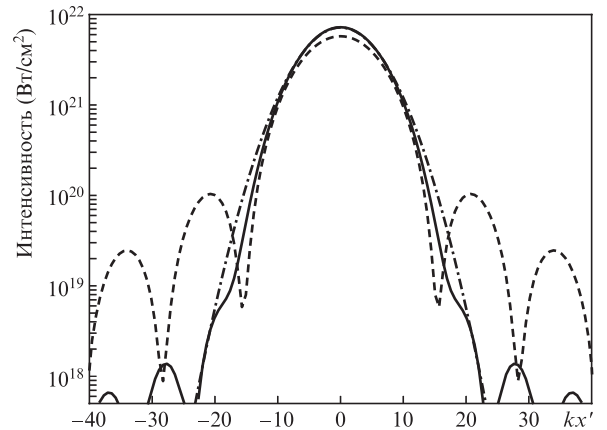


Рис. 2. Поперечные распределения интенсивности лазерного импульса в фокальной плоскости при расчете по формулам (1), (2) (сплошная кривая) и (1), (3) (штриховая кривая) для внеосевого параболического зеркала и в парааксиальном приближении (штрихпунктирная кривая) [8].

и $\mathbf{B} = \text{Re}\mathbf{E}$ определяются формулой (1). Здесь мы пренебрегаем самосогласованными плазменными полями, а также влиянием силы радиационного трения, что оправдано при интенсивностях лазерного излучения $I_F < 10^{23}$ Вт/см² [16]. Это условие будем рассматривать в качестве одного из ограничений применимости нашей теории.

Использование метода пробных частиц естественно накладывает ограничение на толщину мишени Δz . Силы, действующие со стороны лазерного импульса на заряженные частицы, должны быть много больше сил, обусловленных плазменными полями, что приводит к следующему соотношению:

$$\Delta z \ll \frac{a_0 n_{cr} \lambda}{\pi n_c}, \quad (5)$$

где $a_0 = eE_0/(m_e c \omega)$ – безразмерная амплитуда поля; $n_{cr} = m\omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая концентрация, равная 1.7×10^{21} см⁻³ для $\lambda = 0.8$ мкм; n_c – концентрация электронов плазмы. Из соотношения (5) видно, что чем меньше интенсивность лазерного импульса, тем тоньше должна быть фольга. Так, толщина углеродной (алмазоподобной) фольги при $I_F = 10^{21}$ Вт/см² должна быть меньше 18 нм.

3. Динамика электронов и сравнение характеристик ускоренных частиц

Анализ характеристик ускоренных электронов проводился для лазерного импульса с фиксированной энергией, соответствующей пиковой мощности гауссова импульса $P \approx 0.2$ ПВт, длительностью ~ 30 фс (FWHM) и длиной волны $\lambda = 800$ нм. При расчете по формулам, описывающим фокусировку импульсов параболическим зеркалом, использовались реалистичные геометрические параметры: радиус пятна на зеркале $\rho_0 = 15$ см и внеосевой угол $\varphi_{\text{off}} = 60^\circ$, который определен как угол между оптической осью родительской параболы и отрезком, соединяющим центр внеосевой параболы с ее фокусом (см. рис.1). Для гауссова распределения падающего пучка, фокусируемого зеркалом, диаметр перетяжки $D_F \approx 2\lambda$, при этом интенсивность $I_F \approx 7 \times 10^{21}$ Вт/см², что соответствует $f = 3.2$ при расчете по формулам (1), (2) и $f = 3.75$ для формул параксиального приближения (при том же значении диаметра фокального пятна); для ступенчатого профиля с тем же диаметром фокального пятна имеем $f = 2$, $I_F \approx 6 \times 10^{21}$ Вт/см². В качестве расчетной области рассматривался монослой, расположенный на расстоянии рэлеевской длины $z_R = \pi D_F^2/4$ перед фокальной плоскостью, размером $10D_F \times 10D_F$. Такой выбор начального положения основан на результатах работы [9], где было показано, что оптимальное начальное положение частиц находится именно на этом расстоянии. Распределение ускоренных электронов будем характеризовать углами вылета ϑ и φ в сферической системе координат, где угол ϑ отсчитывается от оси распространения сфокусированного лазерного импульса z' , а φ – от оси поляризации x' . Ввиду заметного влияния начальной фазы поля φ_0 расчеты проводились для ее различных значений. Динамика электронов в условиях острой фокусировки гауссова импульса была исследована в работах [7–9, 17]. Мы не будем останавливаться на рассмотрении траекторий отдельных частиц, а заострим внимание на сопоставлении спектрально-угловых характеристик электронов при различных профилях интенсивности в фокальном пятне.

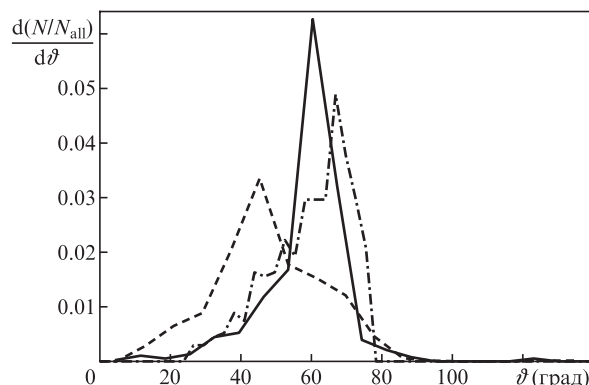


Рис.3. Распределения dN/dt числа частиц с энергией, превышающей 50 кэВ, по углу ϑ для импульсов с гауссовым (сплошная кривая) и прямоугольным (штриховая кривая) профилями интенсивности, а также в параксиальном приближении (штрих-пунктирная кривая); N_{all} – полное число частиц.

На рис.3 представлены угловые распределения ускоренных электронов, энергия которых превышает 50 кэВ. Угол вылета определен в штриховой системе координат: $\vartheta = \arccos(v_z'/v)$. При расчете по точным формулам для гауссова пространственного профиля данное распределение имеет меньшую ширину по сравнению с рассчитанной в параксиальном приближении, однако в целом эти две кривые различаются слабо вследствие не предельно острой фокусировки. Ускорение электронов пучком со ступенчатым профилем интенсивности на зеркале приводит к меньшему значению угла, соответствующему максимуму распределения, т.к. дифракционные максимумы интенсивности (см. рис.1) способствуют выдавливанию электронов к оси пучка, т.е. фактически к их коллимации, благодаря действию поперечных пондермоторных сил, обусловленных поперечным градиентом интенсивности [12]. Таким образом, эта группа электронов вылетает под меньшими углами, однако общее распределение становится шире. Более широкое распределение опять же объясняется пондермоторными силами, стремящимися выдавливать периферийные электроны в поперечном к оси лазерного пучка направлении.

Спектрально-угловые распределения сильно зависят от пространственного профиля падающего пучка. На рис.4 приведены зависимости конечной энергии электронов от угла вылета, где сплошной линией показана аналитическая кривая [17] $\gamma = 1 + 2/\tan^2\vartheta$, отвечающая приближению «плоского» электромагнитного импульса. При фокусировке импульса с гауссовым пространственным профилем углы вылета частиц с малыми значениями набранной энергии близки к предельным для плоской волны, описываемым аналитической кривой (область до $\vartheta = 60^\circ$ на рис.4). Однако при больших энергиях угол вылета частицы оказывается смещенным относительно этой кривой. Энергия частиц, ускоренных импульсом со ступенчатым профилем на зеркале, имеет больший разброс (особенно в области больших энергий) относительно аналитической кривой даже для больших углов. Одновременно с увеличением доли быстрых частиц изменяется и их энергетический спектр. Так, из рис.5 видно, что «температура» спектра, отвечающего ступенчатому профилю интенсивности на зеркале, выше, чем для случая ускорения гауссовым импульсом. Последнее объясняется тем, что за счет периферийных всплесков интенсивности происходит выдавливание быстрых электронов в направлении к оси

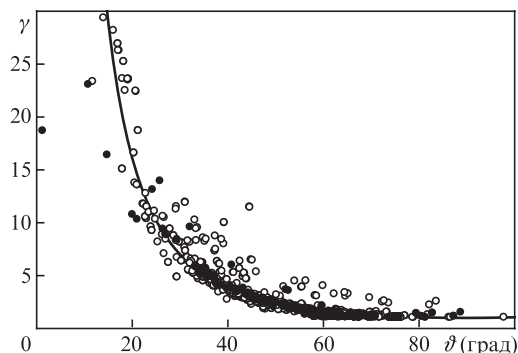


Рис.4. Зависимости энергии электронов γ от угла вылета частиц с энергией, превышающей 50 кэВ, для импульсов с гауссовым (●) и прямоугольным (○) профилями интенсивности, а также аналитическая кривая (сплошная линия) [17].

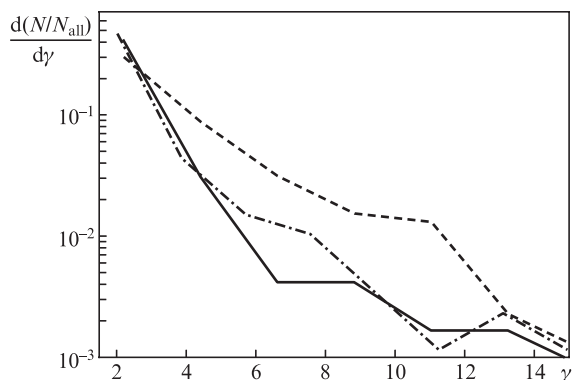


Рис.5. Энергетические спектры частиц, ускоренных лазерным импульсом, рассчитанным по формулам (1), (2) (сплошная кривая) и (1), (3) (штриховая кривая) для внеосевого параболического зеркала и в параксиальном приближении (штрих-пунктирная кривая) [8].

распространения лазерного импульса. Эти частицы находятся дольше в области сильного лазерного поля и, следовательно, эффективнее им ускоряются, прежде чем пройдут расстояние, равное характерной длине ускорения, т.е. рэлеевской длине.

Для количественной оценки эффективности ускорения электронов импульсом с тем или иным профилем интенсивности проанализируем полные заряды частиц, вылетающих из сверхтонкой фольги толщиной 5 нм с энергией более 50 кэВ. При использовании параксиального приближения заряд оказался равным ~ 43 нКл, что меньше значения 50 нКл, полученного для гауссова профиля интенсивности на зеркале. Соответствующее значение заряда частиц, ускоренных импульсом со ступенчатым профилем на зеркале, оказывается в несколько раз больше – около 290 нКл. Данная особенность является следствием ускорения частиц релятивистскими периферийными всплесками лазерной интенсивности (см. рис.3). Суммарный заряд частиц с релятивистской энергией свыше 1 МэВ зависит от пространственного профиля падающего пучка еще сильнее. Его значения равны 6 и 130 нКл для импульсов с гауссовым и ступенчатым профилями соответственно.

Итак, в настоящей работе изучены спектрально-угловые характеристики электронов, ускоренных лазерными импульсами с гауссовым и ступенчатым профилями интенсивности на зеркале при фокусировке внеосевым параболическим зеркалом. Для моделирования распро-

странения и фокусировки лазерного импульса использовался известный из теории векторной дифракции интеграл Стрэттона–Чу [14, 15]. Динамика электронов описана с помощью метода пробных частиц, что налагает ограничение (5) на толщину фольги. Проведено сравнение угловых и энергетических распределений электронов, ускоренных из сверхтонкой мишени, расположенной на расстоянии рэлеевской длины параллельно фокальной плоскости. Показано, что максимум их углового распределения, отвечающего ускорению лазерным импульсом со ступенчатым пространственным профилем на зеркале, сдвинут в область меньших значений полярного угла, а само распределение оказывается шире распределения электронов, ускоренных импульсом с гауссовым профилем интенсивности.

Энергетические спектры частиц также зависят от распределения интенсивности лазерного излучения на зеркале, например использование пучка со ступенчатым профилем интенсивности способствует увеличению «температуры» энергетического спектра ускоренных электронов. Данную особенность качественно можно объяснить действием пондеромоторных сил, возникающих из-за немоного уменьшения интенсивности в направлении, поперечном к направлению распространения лазерного импульса. Влияние поперечного распределения интенсивности на характеристики частиц является универсальной особенностью прямого лазерного ускорения [12]. Таким образом, полученные зависимости наряду с характеристиками нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса [9] могут быть положены в основу оценки интенсивности и качества лазерного пучка, в том числе его пространственного профиля, что будет темой отдельной публикации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00194).

1. Yanovsky V., Chuykov V., Kalinichenko G., et al. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
2. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu>.
3. Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., et al. *Opt. Express*, **20**, 807 (2012).
4. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
5. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **31**, 941 (2001).
6. Kalashnikov M., Andreev A., Ivanov K., et al. *Laser Part. Beams*, **33**, 361 (2015).
7. Galkin A.L., Kalashnikov M.P., Klinkov V.K., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 053105 (2010).
8. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **37** (3), 273 (2007).
9. Вайс О.Е., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Физика плазмы*, **42** (9), 796 (2016); *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 12, 62 (2015).
10. Couairon A., Kosareva O.G., Panov N.A., et al. *Opt. Express*, **23**, 31240 (2015).
11. Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Sydora R.D. *Phys. Plasmas*, **15**, 013108 (2008).
12. Stupakov G.V., Zolotarev M.S. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5274 (2001).
13. Бочкарев С.Г., Попов К.И., Быченков В.Ю. *Физика плазмы*, **37**, 648 (2011).
14. Stratton J.A., Chu L.J. *Phys. Rev.*, **56**, 99 (1939); Varga P., Torok P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 2081 (2000).
15. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 823 (2005).
16. Di Piazza A., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 254802 (2009).
17. Quesnel B., Mora P. *Phys. Rev. E*, **58**, 3719 (1998).