

УДК 533.951

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

А. Л. Галкин¹, М. П. Калашников², В. А. Трофимов¹

На основе динамики электрона в поле лазерного импульса релятивистской интенсивности проведен расчет углов вылета электронов по отношению к оси распространения лазерного импульса. Проанализировано угловое распределение ускоренных электронов совместно с их энергетическим спектром. Показано, что быстрые электроны, формирующие высокоэнергетическую часть спектра, вылетают в фиксированный угловой конус.

Ключевые слова: релятивистская интенсивность, ускоренные электроны.

Исследование взаимодействия с веществом сверхкоротких лазерных импульсов фемтосекундной длительности с интенсивностями излучения до 10^{22} Вт/см² является одним из основных направлений лазерной физики в настоящее время. Динамика заряженной частицы (например, электрона) при взаимодействии с такими импульсами определяется пространственным и временным распределением поля и рассматривалась в ряде работ (например, [1]). В результате взаимодействия с лазерным импульсом электрон, первоначально смещенный относительно оси распространения лазерного пучка, выбрасывается под определенным углом к ней. Остаточная энергия такого электрона достаточно велика и сравнима с энергией его осцилляций в лазерном поле. В работе [2] зависимость остаточной энергии электрона от его первоначального положения была использована для расчета энергетического спектра ускоренных электронов. Анализ высокоэнергетической части спектра показал, что в этой части спектр спадает по экспоненте и может быть введено понятие искусственной “температуры”. Обнаруженное свойство спектра далее было использовано в работе [3] для разработки метода диагностики максимальной интенсивности лазерного импульса.

¹ ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: galkin@kapella.gpi.ru.

² Макс-Борн институт нелинейной оптики и спектроскопии ультракоротких импульсов, Берлин, Германия.

Наряду с расчетом энергетического спектра электронов (на основе зависимости остаточной энергии от первоначального положения электрона) интерес представляет исследование углового распределения ускоренных электронов. Угловое распределение может быть построено аналогично энергетическому спектру, но на основе зависимости угла вылета от первоначального положения электрона.

Целью данной работы является изучение углового распределения электронов, ускоренных релятивистским лазерным импульсом, при этом наибольший интерес представляют электроны, формирующие высокоэнергетическую часть энергетического спектра.

Уравнения движения с силой Лоренца. Предполагается, что лазерное излучение представляет собой пучок с гауссовским поперечным распределением интенсивности. На электрон в поле лазерного излучения действует высокочастотная сила Лоренца и уравнение движения электрона имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}], \quad (1)$$

где $e > 0$ – абсолютная величина заряда электрона. Уравнение (1) дополняется начальными условиями для скорости и положения электрона:

$$\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0. \quad (2)$$

Лазерный импульс распространяется в положительном направлении оси z , в расчетах учитывались компоненты E_x, E_z, H_y, H_z ([2, 4]) линейно-поляризованного лазерного импульса. В качестве примера приведем выражение для электрического поля E_x ([2]):

$$E_x = E_0(x, y, \xi) \cos \varphi,$$

где амплитуда и фаза поля определяются выражениями:

$$E_0(x, y, \xi) = (E_m \rho_0 / \rho) \exp\{-[(\xi - z_d/c)/\tau]^2 - (x^2 + y^2)/\rho^2\},$$

$$\varphi = 2\pi c\xi/\lambda + \arctan(z/z_R) - zr^2/z_R\rho^2 - \varphi_0.$$

Здесь E_m – максимальное значение напряженности поля; $\xi = t - z/c$; z_d – величина первоначального сдвига импульса относительно электрона, обеспечивающая при численном решении плавное включение поля; τ – длительность импульса, ρ_0 – минимальный диаметр пучка в перетяжке, $\rho(z) = \rho_0\sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ – диаметр пучка для любого значения z , $z_R = \pi\rho_0^2/\lambda$ – релеевская длина, $r^2 = x^2 + y^2$ и λ – длина волны, φ_0 – начальная фаза.

Расчеты проводились для коротких импульсов с гауссовым временным и поперечным пространственным профилями. Максимальная интенсивность $I_m = cE_m^2/8\pi$ достигается в момент прохождения импульса через центр каустики. В расчетах использовались безразмерные выражения для амплитуды поля, которые получались из безразмеренного значения для интенсивности I_m/I_r , где $I_r = m^2c^3\omega^2/8\pi e^2 = 1.37 \cdot 10^{18} \cdot (1/\lambda[\text{мкм}])^2 [\text{Вт}/\text{см}^2]$ – релятивистская интенсивность.

Энергетический спектр электронов. При распространении релятивистски-интенсивного лазерного импульса через газ на переднем фронте импульса происходит ионизация, в результате которой образуются электроны. Далее будем считать концентрацию электронов n_e в каустике постоянной и достаточно низкой (как и концентрацию исходного газа), так что влиянием электронов друг на друга можно пренебречь. Электроны при взаимодействии с лазерным импульсом захватываются им, приобретая при этом значительную энергию. Большинство электронов (за исключением первоначально находившихся на оси распространения лазерного импульса) выбрасываются из области взаимодействия. Остаточная кинетическая энергия $W(h, s)$ электрона и угол $\alpha(h, s)$ его вылета по отношению к оси z зависят от его начального положения (h, s) , где $h = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ – начальное поперечное положение электрона относительно оси распространения, $s = z_0$. Характеристики $W(h, s)$, $\alpha(h, s)$ могут быть получены в результате решения задачи движения (1), (2) одиночного электрона в поле лазерного импульса.

Характеристика $W(h, s)$ используется для вычисления энергетического спектра ускоренных электронов. Область каустики разбивается на части (тонкие слои) плоскостями, перпендикулярными оси распространения лазерного импульса. Далее каждая часть каустики, характеризуемая некоторым значением z_0 , делится на цилиндрические слои. Предполагается, что электроны, изначально находившиеся в каждом таком слое, имеют одинаковую остаточную кинетическую энергию. Таким образом, энергетический спектр электронов является суммой спектров для поперечных тонких слоев.

Энергетический спектр электронов можно представить в виде [2, 3]:

$$P_1(W) = 2\pi n_e \int_L h \left| \frac{\partial h}{\partial W} \right| ds = \pi n_e \int_L \left| \frac{\partial h^2}{\partial W} \right| ds, \quad (3)$$

где функция $h^2(W)$ получается из зависимости $W(h, s)$. Для нормировки спектра естественно использовать константу $P_{10} = \pi(n_e\lambda^3/mc^2)(L/\lambda)$, где L – длина области взаимодействия, заполненная ионизованным газом. Интегрирование в (3) осуществляется по всей длине области взаимодействия.

В работе [3] показано, что “хвост” спектра, соответствующий электронам с большой остаточной кинетической энергией, имеет экспоненциальное распределение $P_1(W)/P_{10} \approx \exp(-W/kT)$, где T – некий параметр, “температура”. Далее используется безразмерная “температура” $\theta = kT/mc^2$. Измерение T по энергетическому спектру лежит в основе метода диагностики максимальной интенсивности лазерного излучения ([3]).

Угловое распределение электронов. Аналогично распределению (3) может быть получено угловое (α – угол вылета электрона по отношению к оси z распространения лазерного импульса) распределение электронов. Область каустики разбивается сначала на поперечные тонкие слои, затем на систему вложенных цилиндрических слоев в каждом тонком слое. Предполагается, что электроны, изначально находившиеся в каждом цилиндрическом слое, вылетают под одинаковым углом к оси распространения лазерного импульса после взаимодействия с ним. Угловое распределение электронов является суммой распределений для поперечных тонких слоев.

Угол вылета электрона зависит от его начального положения: $\alpha = \alpha(h, s)$. Полное число электронов, выбрасываемых из области взаимодействия, есть $N = \int \int \int_V n_e dV = 2\pi \int_L ds \int_0^\infty n_e h dh$. Полное число электронов может быть также представлено в виде интеграла по угловому распределению: $N = \int_0^\pi P(\alpha) d\alpha$, где $P(\alpha)$ – число электронов, вылетающих в направлениях, характеризующихся интервалом углов от α до $\alpha + d\alpha$. Функция $h(\alpha, s)$ существует при каждом фиксированном значении s . Переходя от переменных интегрирования (α, s) к (h, s) (используя якобиан перехода $\partial(h, s)/\partial(\alpha, s) = |\partial h/\partial \alpha|$), получаем выражение для расчета углового распределения электронов:

$$P_2(\alpha) = 2\pi n_e \int_L h \left| \frac{\partial h}{\partial \alpha} \right| ds = \pi n_e \int_L \left| \frac{\partial h^2}{\partial \alpha} \right| ds, \quad (4)$$

где функция $h^2(\alpha)$ получается из зависимости $\alpha(h, s)$. Для нормировки распределения используется константа $P_{20} = \pi(n_e \lambda^3/1^\circ)(L/\lambda)$.

Результаты расчетов. Результаты расчета базовых характеристик $W(h)$ и $\alpha(h)$ произведены для гауссовского импульса с параметрами $\lambda = 800$ нм, $c\tau/\lambda = 16$, $\rho_0/\lambda = 4.2$, что соответствует длительности и полуширине импульса $\Delta t_{1/2} = 50$ фс; $\Delta \rho_{1/2} = 4$ мкм (определяются по ширине на половине высоты интенсивности), и интенсивностью в фокусе $I_m/I_r = 10$.

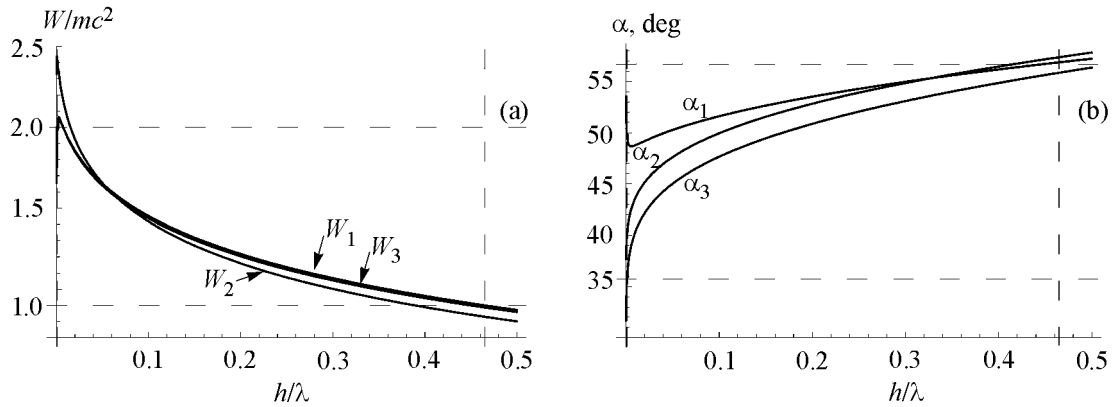


Рис. 1: Зависимости $W(h)$ (a) и $\alpha(h)$ (b) в каустике пучка с параметрами $\lambda = 800$ нм, $ct/\lambda = 16$, $\rho_0/\lambda = 4.2$, $I_m/I_r = 10$ для тонких поперечных слоев со значениями $z_0/\lambda = -24$ (W_1, α_1), $z_0/\lambda = 0$ (W_2, α_2), $z_0/\lambda = 24$ (W_3, α_3). Отмечены диапазоны изменения параметров для высокоэнергетических электронов.

На рис. 1(a) представлены зависимости $W(h)$ в каустике пучка для тонких поперечных слоев со значениями $z_0/\lambda = -24$ (W_1), $z_0/\lambda = 0$ (W_2), $z_0/\lambda = 24$ (W_3). Для сравнения, симметричная траектория движения электрона, первоначально расположенного на оси, реализуется для данных параметров импульса при $z_0/\lambda = -19$. При движении по симметричной траектории электрон после взаимодействия останавливается в точке $z_1/\lambda = 19$ на оси за фокусом. Величина 38λ (наравне с релеевской длиной z_R) характеризует в рассматриваемом случае продольный размер каустики. Дальнее первоначальное расположение от фокальной плоскости приводит к уменьшению максимальной остаточной энергии электрона в тонком слое. Несколько более высокие значения $W_1(h)$, $W_3(h)$ по сравнению с $W_2(h)$ при $h/\lambda > 0.1$ связаны с отличием фазового фронта от плоского для полей рассматриваемого гауссовского пучка. Приведенные зависимости $W(h)$ немонотонны, одному значению энергии W соответствуют два начальных положения h_l , h_r (значения $h_l/\lambda < 0.01$ и на рис.1(a) плохо различимы). Функция $h^2(W)$, получающаяся из $W(h)$, также является немонотонной, поэтому при использовании (3) следует выделить области монотонности функций. Расчеты показали, что высокоэнергетическая часть спектра (3) определяется правой ветвью весовой функции $h_r^2(W)$. Это связано с тем, что объем цилиндрического слоя $2\pi h\delta h\delta z$ при одинаковом произведении $\delta h\delta z$ для правой ветви всегда значительно больше объема цилиндрического слоя для левой ветви.

На рис. 1(b) представлены зависимости $\alpha(h)$ для тонких поперечных слоев в фокусе пучка при тех же значениях $z_0/\lambda = -24$ (α_1), $z_0/\lambda = 0$ (α_2), $z_0/\lambda = 24$ (α_3). Функции $\alpha(h)$ и, следовательно, $h^2(\alpha)$ могут быть немонотонными, поэтому при использовании (4) следует выделить области монотонности (число ветвей монотонности может быть больше 2, например, $\alpha_1(h)$). Однако так же как и для энергетического спектра, угловое распределение электронов определяется правой ветвью весовой функции $h_r^2(\alpha)$, учитывающей подавляющее большинство электронов, формирующих распределение.

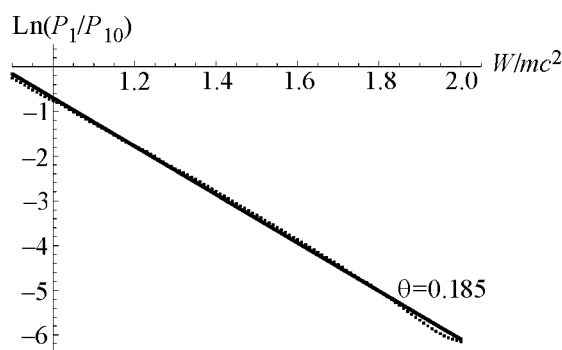


Рис. 2: Энергетический спектр $P_1(W)$ (в полулогарифмическом масштабе) высокоэнергетических электронов, первоначально находившихся в тонком слое $z_0/\lambda = 0$. Наклон прямой дает “температуру” $\theta_2 = 0.185$.

Определение “температуры” ускоренных электронов. На рис. 2 в полулогарифмическом масштабе представлен энергетический спектр электронов $P_1(W)$, первоначально находившихся в тонком слое $z_0/\lambda = 0$. Приведенные на рис. 2 результаты расчета соответствуют “хвосту” энергетического спектра, который формируют высокоэнергетические электроны. Остаточная кинетическая энергия характеризуется интервалом значений от $0.9mc^2$ до $2.0mc^2$. Наклон прямой дает температуру $\theta_2 = 0.185$. Значения “температуры” для электронов из тонких слоев $z_0/\lambda = -24$, $z_0/\lambda = 24$ составляют соответственно $\theta_1 = 0.165$, $\theta_3 = 0.167$. Таким образом, периферийные тонкие слои несколько уменьшают значение “температуры”, определяемой по высокоэнергетической части спектра центрального тонкого слоя. Привлечение еще более дальних тонких слоев уже не изменяет значение температуры вследствие того, что остаточная энергия электронов мала, эти электроны не участвуют в формировании высокоэнергетической части суммарного спектра.

Определение диапазона углов вылета электронов. На рис. 3 представлены угловые распределения электронов $P_2(\alpha)$, рассчитанные с помощью выражения (4) для трех

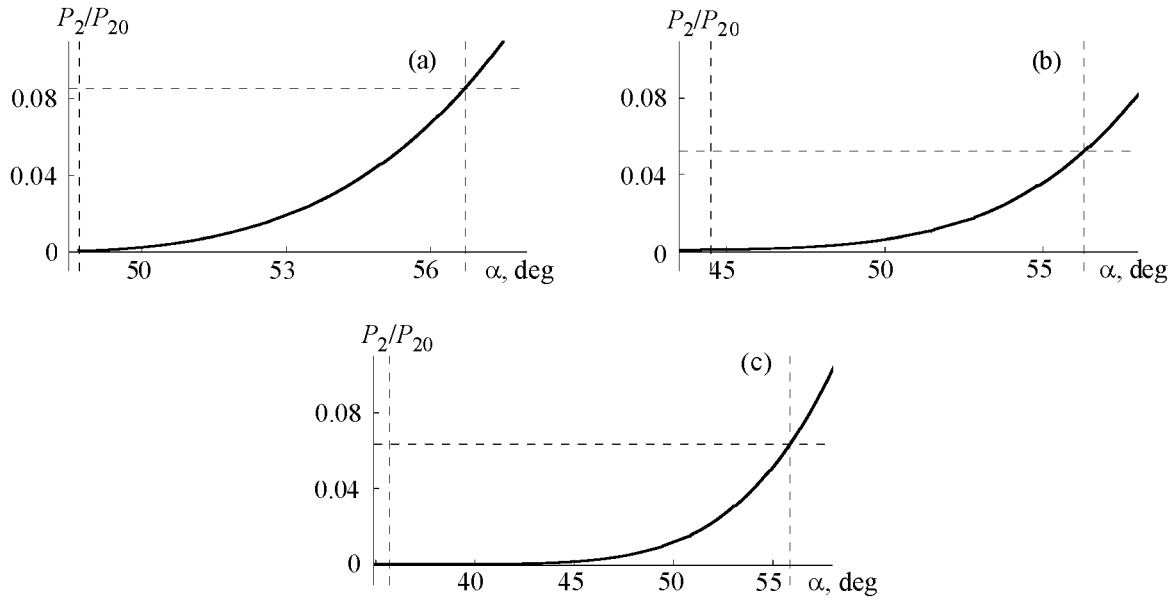


Рис. 3: Угловые распределения электронов $P_2(\alpha)$ для трех тонких слоев $z_0/\lambda = -24$ (a), $z_0/\lambda = 0$ (b), $z_0/\lambda = 24$ (c). Отмечены диапазоны углов вылета наиболее энергичных электронов для каждого тонкого поперечного слоя.

тонких слоев. Ориентируясь только на правые ветви $h_r^2(\alpha)$ при расчете распределения (4), отметим, что быстрые электроны из всех тонких слоев вылетают под малым углом α . Быстрым электронам соответствуют малые h , таких электронов мало. С ростом h количество электронов возрастает, остаточная энергия W падает, угол вылета α возрастает. В результате угловое распределение из тонкого слоя представляет собой возрастающую функцию α . Вылет электронов происходит во внешнюю часть конуса с величиной угла полураствора $\cong 36^\circ$. Представляет интерес определить диапазон углов вылета α электронов, формирующих “хвост” энергетического спектра. На рис. 1(a), 1(b) отмечен интервал значений начального смещения электронов h , которые формируют “хвост” энергетического спектра. Соответствующий диапазон углов вылета электронов отмечен на рис. 1(b). На рис. 3 ((a)–(c)) отмечен диапазон углов вылета наиболее энергичных электронов для каждого из трех тонких поперечных слоев. Как видно из рисунков диапазон углов вылета электронов для каждого из слоев различается. Вследствие этого суммарное угловое распределение (4) быстрых электронов приходится на диапазон углов от 36° до 57° .

Выводы. Электроны при взаимодействии с лазерным импульсом релятивистской интенсивности выбрасываются под углом к оси распространения лазерного импульса с

остаточной кинетической энергией. Предложен метод расчета углового распределения ускоренных электронов. Показано, что ускоренные электроны для рассматриваемых параметров лазерного импульса вылетают во внешнюю часть конуса с углом полураствора $\cong 36^\circ$. Угол вылета электронов, формирующих высокоэнергетическую часть энергетического спектра, ограничен конусом с углом полураствора $\cong 57^\circ$. Полученные результаты углового распределения электронов, ускоренных лазерным импульсом релятивистской интенсивности, дополняют предложенный ранее метод диагностики интенсивности лазерного излучения в фокусе по энергетическим спектрам ускоренных электронов.

Работа частично финансировалась фондом А. Гумбольдта и ВМБФ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. L. Galkin, M. Yu. Romanovsky, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkin, Phys. of Plasmas **15**, 023104 (2008).
- [2] A. L. Galkin, V. A. Egorov, M. P. Kalashnikov, et al., Contrib. Plasma Phys. **49**, No. 7-8, 544 (2009).
- [3] A. L. Galkin, M. P. Kalashnikov, V. K. Klinkov, et al., Phys. of Plasmas **17**, 053105 (2010).
- [4] B. Quesnel, P. Mora, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998).

Поступила в редакцию 22 марта 2012 г.