

## ВЫЛЕТ В ВАКУУМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ТВЕРДУЮ МИШЕНЬ

А. А. Андреев\*, И. А. Литвиненко, К. Ю. Платонов

*Всероссийский научный центр «Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова»  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

*Российский федеральный ядерный центр.*

*Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 1998 г.

Аналитически и численно исследована возможность вылета быстрых электронов в направлении, близком к траектории движения отраженного ультракороткого лазерного импульса при сверхвысоких потоках энергии лазерного излучения. Проведены аналитические оценки возможности формирования электронных сгустков в плазме и их дальнейшего движения. Представлены результаты двумерного численного моделирования методом «частиц в ячейке» самосогласованного бесстолкновительного движения плазмы под действием заданного падающего и отраженного ультракоротких лазерных импульсов. Показано, что существенная часть электронов, находившихся в области докритической плотности, под действием возникающих сил собирается в сгустки и вылетает в вакуум в направлении отличном от нормального к поверхности мишени в узком интервале телесных углов. Полученные результаты доказывают возможность лазерного ускорения электронного сгустка при отражении ультракороткого лазерного импульса от твердой мишени.

PACS: 52.50.Jm; 52.40.Nk; 52.25.Dg

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие лазерной техники, позволяющей генерировать мощные ( $q \geq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) ультракороткие лазерные импульсы ( $\tau_i \leq 0.1$  пс) [1], привело к тому, что прежних представлений о механизмах взаимодействия такого лазерного излучения с веществом становится недостаточно для объяснения наблюдаемых в экспериментах физических явлений. В частности, в численных и реальных экспериментах [2, 3] были получены данные об угловом распределении вылетевших из мишени быстрых электронов при наклонном падении лазерного импульса. Из анализа этих данных следует, что основная часть вылетевших из мишени быстрых электронов двигалась вдоль направления отраженного лазерного импульса. Возможной причиной формирования таких пучков является ускорение электронов, вылетевших из лазерной плазмы, в электромагнитных полях падающего и отраженного лазерных импульсов. Рассматриваемый механизм отличается от ускорения электронов в вакуум плазменной волной, экспериментально и теоретически исследованного, например, в работе [4], где рассматривался лазерный импульс длительностью  $\leq 1$  нс и интенсивностью  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Взаимодействие такого импульса с ми-

\* E-mail: andreev@ilph.spb.su

шенью приводит к значительному гидродинамическому разлету образующейся плазмы. В возникшей слабонеоднородной (по сравнению с масштабом лазерной волны) плазме генерируются интенсивные ленгмюровские колебания, приводящие к ускорению электронов в направлении плазменной волны как за счет резонансного поглощения, так и за счет вынужденного комбинационного рассеяния.

Настоящая работа посвящена исследованию динамики электронов в областях падения и отражения ультракороткого лазерного импульса. При длительности такого импульса меньшей, чем 1 пс, ионы плазмы не успевают сдвинуться и граница плазмы остается резкой. В такой сильнонеоднородной плазме генерация продольных плазменных волн подавлена и резонансный механизм ускорения отсутствует. В предлагаемой работе предполагается, что лазерная плазма является бесстолкновительной, а движение электронов определяется внешним электромагнитным полем и амбиполярным потенциалом, вызванным разделением зарядов. Для изучения динамики электронов были проведены аналитические оценки и численные расчеты.

В разд. 2 аналитически строится траектория движения электрона, оценивается угол вылета и энергия. Это позволяет понять физическую картину явления и в дальнейшем интерпретировать данные численного счета. В разд. 3 та же задача решается численно методом «частиц в ячейке» (PIC-кода) для конкретных параметров лазерного импульса и плазмы. В разд. 4 обсуждаются результаты численного счета, проводится сопоставление аналитических и численных результатов, объясняются полученные зависимости.

## 2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ВЫЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ

Рассмотрим наклонное падение (под углом  $\theta$ ) лазерного импульса ограниченной ширины  $D$  на поверхность мишени. При этом образуется следующее очевидное распределение полей (рис. 1): область  $i$  содержит поле падающей волны,  $o$  — отраженной,  $b$  — суперпозицию падающей и отраженной волн,  $pl$  — поле внутри плазмы. Положим, что вблизи поверхности мишени находится небольшая группа электронов, причем наличие этой группы не сказывается на распределении полей в вакууме и в плазме. Происхождение этой группы объясняется следующим образом: в результате пондеромоторного давления лазерного импульса происходит укручение профиля концентрации электронов, а небольшая часть электронов с концентрацией меньше критической остается в вакууме. Подобная картина распределения электронной концентрации получалась в результате одномерного численного моделирования [5], где основное внимание уделялось процессам внутри плазмы. Эти электроны и будут рассматриваться далее. Так как продольный и поперечный размеры лазерного импульса составляют десятки длин волн,

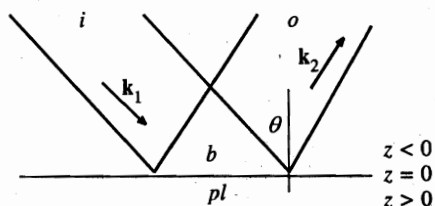


Рис. 1. Схема падения лазерного пучка на поверхность ( $z = 0$ ) плазмы

лазерное поле представляет собой электромагнитную волну с медленно меняющейся амплитудой  $E_0(\mathbf{r}, t)$ . В безразмерных переменных  $t \leftrightarrow \omega t$ ,  $y \leftrightarrow (\omega/c)y$ ,  $z \leftrightarrow (\omega/c)z$ ,  $E \leftrightarrow eE/m\omega c$ ,  $B \leftrightarrow eB/m\omega c$ ,  $A \leftrightarrow eA/mc^2$ ,  $\phi \leftrightarrow e\phi/mc^2$ ,  $v \leftrightarrow v/c$  лазерные поля, соответствующие различным областям на рис. 1, имеют следующий вид:

для области  $i$

$$\begin{aligned} B_x^{(i)} &= -E_0^{(i)}(\mathbf{r}, t) \cos [z \cos \theta + y \sin \theta - t], \\ E_z^{(i)} &= B_x^{(i)} \sin \theta, \quad E_y^{(i)} = -B_x^{(i)} \cos \theta; \end{aligned} \quad (1)$$

для области  $o$

$$\begin{aligned} B_x^{(o)} &= -\eta E_0^{(o)}(\mathbf{r}, t) \cos [-z \cos \theta + y \sin \theta - t + \alpha], \\ E_z^{(o)} &= B_x^{(o)} \sin \theta, \quad E_y^{(o)} = -B_x^{(o)} \cos \theta; \end{aligned} \quad (2)$$

для области  $b$

$$B_x^{(b)} = B_x^{(i)} + B_x^{(o)}, \quad E_z^{(b)} = E_z^{(i)} + E_z^{(o)}, \quad E_y^{(b)} = E_y^{(i)} + E_y^{(o)}. \quad (3)$$

Коэффициент отражения  $\eta$  и фаза  $\alpha$  отраженной лазерной волны определяются «сшиванием» электромагнитных полей (3) с полями внутри плазмы в области  $pl$ . В общем случае поля в области  $pl$  являются самосогласованными решениями системы уравнений Максвелла и кинетических уравнений для частиц плазмы. Аналитические выражения для  $\eta$  и  $\alpha$  в произвольном случае, очевидно, отсутствуют. Мы приведем результат расчета  $\eta$  и  $\alpha$  в случае резонансного поглощения в режиме нормального скин-эффекта [6]:

$$\eta = \frac{|\cos \theta - \zeta|}{|\cos \theta + \zeta|}, \quad \alpha = \arg \left( \frac{\cos \theta - \zeta}{\cos \theta + \zeta} \right), \quad (4)$$

где

$$\zeta = -1.38i\xi^{1/3} \left\{ 1 + \xi^{2/3} [0.72 - \sin^2 \theta (0.21 + 0.48 \ln \xi)] \right\} + \pi \xi \sin^2 \theta. \quad (5)$$

Параметр  $\xi$  представляет собой безразмерный масштаб неоднородности плотности плазмы  $L$ :  $\xi = \omega L/c$ . Величина  $L$  по порядку величины равна длительности лазерного импульса  $\tau_i$  умноженной на скорость ионного звука  $c_s$ . Выражение (5) справедливо для  $\xi \leq 1$ . Численные расчеты  $\eta$  и  $\alpha$  при отражении лазерного импульса в режиме аномального скин-эффекта представлены в работах [5, 7].

После определения параметров лазерных полей над поверхностью плазмы перейдем к описанию динамики электронов. В полях (1)–(3) траектория электронов двумерна, уравнения движения в области  $b$  имеют вид

$$\frac{dp_z}{dt} = (\sin \theta - v_y) (B_x^{(i)} + B_x^{(o)}) - \frac{\partial U_{am}}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = v_z (B_x^{(i)} + B_x^{(o)}) - \cos \theta (B_x^{(i)} - B_x^{(o)}), \quad (7)$$

где  $B_x^{(i,o)}$  — магнитное поле в соответствующей области,  $U_{am}(z, t)$  — амбиполярный потенциал ионов плазмы, который будет определен ниже. В областях  $i$  и  $o$  в уравнениях (6), (7) отсутствуют соответственно  $B_x^{(o)}$  и  $B_x^{(i)}$ . Рассмотрим сначала решение системы (6), (7) для нерелятивистских величин лазерных полей:  $|B_x^{(i,o)}| < 1$ . Тогда в выбранной системе безразмерных переменных  $\mathbf{p} = \mathbf{v}$ . Выделим осциллирующую по времени с

частотой  $\omega$  и среднюю составляющие координаты и скорости электрона:  $\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \delta \mathbf{v}$ . Проводя затем усреднение уравнений (6), (7) по периоду осцилляций, получим уравнения для средних составляющих:

$$\frac{d\langle \mathbf{v} \rangle}{dt} = - \frac{\partial (U_{eff} + U_{am})}{\partial \mathbf{r}}, \quad (8)$$

где

$$U_{eff}(\mathbf{r}, t) = \left( E_0^{(i)} \right)^2 + \eta^2 \left( E_0^{(o)} \right)^2 - \eta \cos(2\theta) E_0^{(i)} E_0^{(o)} \cos(2z \cos \theta - \alpha) \quad (9)$$

— эффективный потенциал, представляющий собой средний по времени квадрат электрического поля лазерных волн [8]:  $U_{eff} = \langle E^2 \rangle / 2$ . Потенциал (9) содержит три существенно разных пространственных масштаба: 1) длину лазерной волны, 2) поперечный масштаб лазерного пучка, составляющий десятки длин волн, 3) продольный масштаб (длину) лазерного импульса, составляющий сотни длин волн. Наибольший вклад в силы, действующие на электрон, в (8) дает дифференцирование потенциала (9) по самому короткому масштабу. В этом приближении уравнение (8) примет следующий вид:

$$\frac{d\langle v_z \rangle}{dt} = -\eta \cos(2\theta) \cos \theta E_0^{(i)} E_0^{(o)} \sin(2z \cos \theta - \alpha) - \frac{\partial U_{am}}{\partial z}, \quad (10)$$

$$\frac{d\langle v_y \rangle}{dt} = 0,$$

$$\langle v_y \rangle = \sin \theta \left[ \left( E_0^{(i)} \right)^2 + \eta^2 \left( E_0^{(o)} \right)^2 - 2\eta \cos(2\theta) E_0^{(i)} E_0^{(o)} \cos(2z \cos \theta - \alpha) \right] / 4. \quad (11)$$

Величина  $\langle v_y \rangle$  в (11) следует из закона сохранения  $y$ -компоненты канонического импульса частицы, имеющего место в пренебрежении зависимостью амплитуды  $E_0^{(i,o)}$  от координат. Качественно движение электронов в таком приближении можно описать следующим образом: в начальный момент времени электроны находятся вблизи поверхности плазмы ( $z = 0$ ); затем они стремятся в плоскость ближайшего минимума потенциала (9), т. е. в точку  $2z \cos \theta - \alpha = 0$ . Совершая колебания в потенциальной яме вблизи плоскости минимума, частицы двигаются со скоростью  $\langle v_y \rangle$  в сторону области  $o$ , где увлекаются отраженной волной, приобретая среднюю скорость  $\eta^2 (E_0^{(o)})^2 / 4$  в направлении отраженного импульса [9]. Учет поперечной структуры лазерного импульса модифицирует картину движения электронов: появляется крупномасштабный потенциальный рельеф, двигаясь в котором электрон будет стремиться занять положение с минимальной потенциальной энергией. Приблизительно такое движение можно представить как скольжение материальной точки по криволинейной поверхности. При этом кинетическая энергия электрона после вылета из областей, занятых полем, будет равна его начальной потенциальной энергии

$$U(z = 0) = \left( E_0^{(i)} \right)^2 + \eta^2 \left( E_0^{(o)} \right)^2 - \eta \cos(2\theta) E_0^{(i)} E_0^{(o)} \cos \alpha + U_{am}(z = 0),$$

а угол вылета будет зависеть от конкретного вида функции  $U(y, z)$ . Сделаем оценки угла вылета для лазерного пучка с треугольным поперечным распределением амплитуд полей:

$$E_0^{(i)}(y, z) = E_0 (1 - |z \sin \theta - y \cos \theta|/R), \quad |z \sin \theta - y \cos \theta| \leq R, \quad (12)$$

$$E_0^{(o)}(y, z) = E_0 (1 - |z \sin \theta + y \cos \theta|/R), \quad |z \sin \theta + y \cos \theta| \leq R, \quad (13)$$

где  $R$  — радиус лазерного пучка в единицах  $c/\omega$ ,  $R = D\omega/2c$ . Отметим, что оценки времени движения электрона в областях  $b$ ,  $o$ ,  $i$  при  $E_0 \geq 0.1$  и поперечных размерах пучка порядка двадцати длин волн дают время существенно меньше длительности импульса. Поэтому в (12), (13) отсутствует длина лазерного импульса. В вакуум вылетают электроны, сосредоточенные в начальный момент в окрестности точки  $z \sim 0$ ,  $y \sim 0$ , так как в окрестности этой точки потенциал убывает в сторону вакуума. Уравнение движения электронов, вылетающих в вакуум, в области  $b$  имеет вид

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{2E_0^2 \sin \theta}{R} \left( 1 + \frac{z \sin \theta - y \cos \theta}{R} \right) + \frac{2E_0^2 \eta^2 \sin \theta}{R} \left( 1 + \frac{z \sin \theta + y \cos \theta}{R} \right), \quad (14)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{2E_0^2 \cos \theta}{R} \left( 1 + \frac{z \sin \theta - y \cos \theta}{R} \right) + \frac{2E_0^2 \eta^2 \cos \theta}{R} \left( 1 + \frac{z \sin \theta + y \cos \theta}{R} \right). \quad (15)$$

В областях  $i$  и  $o$  в уравнениях (14), (15) необходимо соответственно убрать слагаемые, содержащие или не содержащие  $\eta$ . При написании (14) и (15) мы провели усреднение по малому масштабу (порядка длины волны). В (14), (15) отсутствует сила, соответствующая амбиполярному полю. Как будет показано ниже, это справедливо при малых значениях фазы  $\alpha$  отраженной волны. Система (14), (15) представляет собой систему линейных уравнений с постоянными коэффициентами. Их решение в областях  $i$ ,  $b$ ,  $o$  и сшивка решений на границе не представляет сложности. В результате для угла  $\theta_e^{(+)}$  (между скоростью электрона и осью  $z$ ) вылета электрона из лазерного пятна вправо получается следующее выражение:

$$\theta_e^{(+)} = \text{arctg} \left( \frac{\text{tg} \theta \frac{\chi(1-\eta) - \cos(2\theta)(1-\eta)/(\mu^2 - \eta^2)}{\chi(1+\eta) + \cos(2\theta)(1-\eta)/(\mu^2 - \eta^2)}}{\chi(1+\eta) + \cos(2\theta)(1-\eta)/(\mu^2 - \eta^2)} \right), \quad (16)$$

где  $\chi = \sqrt{2} E_0/R$ ,  $\mu^2 = \{1 + \eta^2 + [(1 + \eta^2)^2 - 4\eta^2 \sin^2(2\theta)]^{1/2}\}/2$ .

Очевидно, что определение угла вылета для лазерного пучка с произвольным поперечным профилем рассмотренным выше способом невозможно. Укажем приближенный способ оценки угла вылета. Так как электроны двигаются в область минимума эффективного потенциала  $U_{eff}(y, z)$ , можно считать, что их движение происходит по силовой линии поля  $U_{eff}$ , проходящей в окрестности точки  $y \sim 0$ ,  $z \sim 0$  (для выпуклого поперечного профиля лазерного импульса в вакуум вылетают электроны, имеющие начальное положение вблизи максимума эффективного потенциала). Дифференциальное уравнение силовой линии имеет вид

$$\frac{dy}{dz} = \frac{\partial U_{eff}/\partial z}{\partial U_{eff}/\partial y}, \quad y(0) = 0.$$

Следовательно, легко найти угол наклона данной силовой линии на границе области  $b$  и с помощью закона сохранения энергии оценить модуль скорости. Эти величины будут начальными данными для движения электрона в областях  $i$  и  $o$ . В этих областях силовые линии ориентированы перпендикулярно волновому вектору соответственно падающей и отраженной волн, поэтому электрон приобретает дополнительную составляющую скорости в указанных направлениях, величина которой также определяется законом сохранения энергии, т. е. потенциалом  $U_{eff}$  в точке попадания в область  $i$ ,  $o$ . Зная конечные

величины компонент скорости, легко найти угол вылета электрона для произвольной конфигурации полей.

Перейдем к анализу амбиполярного потенциала  $U_{am}(z)$ . Амбиполярный потенциал, как и  $U_{eff}$ , пропорционален  $E_0^2$ , так как амбиполярное поле компенсирует пондеромоторное давление лазерного излучения. Для нахождения амбиполярного поля и соответствующего потенциала мы полагаем, что со стороны вакуума на плазму действует пондеромоторное давление излучения, вытесняющее основную часть электронов в глубь плазмы и не затрагивающее малую область плазмы, лежащую в области прозрачности. Не учитывая влияние этой малой части на формирование амбиполярного поля, мы имеем в области  $pl$  равновесие между пондеромоторной силой и амбиполярным полем, создаваемым основной массой электронов:

$$E_{am} = -(\sin\theta - v_y)(B_x^{(i)} + B_x^{(o)}), \quad z > 0. \quad (17)$$

Следовательно, объемная плотность заряда  $\rho$ , соответствующая амбиполярному полю, имеет вид

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E_{am}}{\partial z}. \quad (18)$$

Плотность заряда отлична от нуля только внутри скин-слоя, т. е. в очень узкой области вблизи поверхности. Например, в реальных условиях масштаб скин-слоя порядка одной десятой длины волны падающего излучения. Поэтому на расстояниях от границы плазмы, сравнимых с длиной волны, но меньших, чем ширина лазерного пучка, конфигурация заряда (18) эквивалентна плоскости с поверхностной плотностью заряда  $\sigma$ , равной

$$\sigma = \int_0^{\infty} \rho dz = \frac{1}{4\pi} E_{am} \Big|_{z=0} = -\frac{1}{4\pi} (\sin\theta - v_y) B_x \Big|_{z=0}. \quad (19)$$

Амбиполярное поле в вакууме, влияющее на вылет частиц, можно считать полем поверхностного заряда  $\sigma$ :  $E_{am} = 4\pi\sigma$ . В результате амбиполярный потенциал примет следующий вид:

$$U_{am}(y, z) \approx \frac{\partial U_{eff}}{\partial z} \Big|_{z=0} \cdot |z| = -\eta \cos(2\theta) \cos\theta E_0^{(i)} E_0^{(o)} \sin\alpha \Big|_{z=0} \cdot |z|. \quad (20)$$

На расстояниях, сравнимых с геометрическими размерами области  $b$ , амбиполярное поле будет убывать в соответствии с законом Кулона. Таким образом, выражение (20) справедливо для малых  $z$  и фактически представляет собой разложение амбиполярного потенциала в ряд Тейлора. В области малых  $z$  амбиполярное поле компенсирует силу пондеромоторного давления с точностью до линейного слагаемого ряда Тейлора. Это приводит к уменьшению зависимости энергии вылетающего электрона от интенсивности лазерного импульса для  $E_0 < 1$ .

В заключение данного раздела остановимся на случае релятивистских интенсивностей лазерного пучка, когда  $E_0 > 1$ . Как показано в работе [8], усредненное уравнение движения принимает в этом случае вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\nabla \langle E^2 \rangle}{2(1 + \mathbf{p}^2 + \langle E^2 \rangle)}, \quad (21)$$

где  $p$  — импульс электрона. Аналитическое решение этого уравнения возможно в областях  $i$  и  $o$ . Решение (21) в области  $o$  дает угол вылета электрона из области, занятой полем:

$$\theta_e^{(+)} = \theta + \operatorname{arctg} \frac{[2(\gamma/\gamma_b - 1)(1 + v_b)]^{1/2}}{\gamma - \gamma_b(1 - v_b)}, \quad (22)$$

где  $\gamma_b$ ,  $v_b$ ,  $\gamma$ ,  $v$  — лоренц-фактор и скорость на входе и выходе в область  $b$ . Важным следствием соотношения (22) является то, что ускорение электрона отраженным импульсом ( $\gamma > \gamma_b$ ) приводит к его вылету в зеркальном направлении:  $\theta_e^{(+)} \rightarrow \theta$  при  $\gamma \rightarrow \infty$ .

Подводя итоги аналитического рассмотрения движения электрона в падающем и отраженном лазерных полях, можно сделать вывод о том, что при нерелятивистских полях параметры траектории определяются видом эффективного потенциала (т. е. пространственным распределением лазерных полей). При релятивистских интенсивностях увлечение электрона отраженным импульсом приводит к его движению в направлении отраженного импульса.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Построенная в предыдущем разделе аналитическая модель движения электронов над поверхностью плазмы содержит достаточно большое количество приближений для количественного описания процесса вылета электронов с поверхности. Точность этой модели — множитель порядка единицы. Более строгое рассмотрение данной задачи требует совместного решения уравнений движения электронов и уравнений Максвелла в двумерной геометрии. Эта сложная вычислительная задача будет решаться в дальнейшем по следующей методике. Для ее упрощения возьмем  $\eta$  и  $\alpha$  из (4), т. е. поперечные поля над поверхностью плазмы ( $z < 0$ ) будем считать заданными, амбиполярное поле и траектории движения электронов будем вычислять самосогласованным образом.

Для вычисления  $E$  и  $B$  в области пересечения падающего и отраженного лазерного излучения используется принцип суперпозиции. При  $z > 0$  и вне пучка все компоненты электрических и магнитных полей полагаются равными нулю. Амбиполярное поле вычисляется в каждый момент времени с помощью уравнения Пуассона и складывается с полями лазерного импульса.

Параметры лазерного импульса и мишени возьмем близкими к возможным экспериментальным. Рассмотрим плоский лазерный пучок шириной  $R = 10$  мкм, падающий на мишень под углом  $\theta = 30^\circ$  (рис. 1). Коэффициент отражения выберем равным 0,8, фазу —  $\alpha = 0$ . Это соответствует оценкам по формулам (4), (5) для лазерного импульса длительностью  $\tau_i = 100$  фс и интенсивностью  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Частоту лазерного излучения возьмем  $\omega = 1.8 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. В расчетах рассматривалось несколько значений максимальной интенсивности лазерного излучения и различные поперечные и временные профили лазерного импульса.

Плазма мишени, на которую воздействует лазерное излучение, в начальный момент времени имеет следующие параметры: электронную плотностью  $N_e(z)$  и среднюю температуру электронов, равную 0,1 кэВ. Зависимость  $N_e(z)$  берется из оценок динамики разлета плазмы под воздействием разогревающего пикосекундного лазерного предимпульса. При  $z > 0$  имеем  $N_e(z) = aN_c$ , а в области  $z < 0$

$$N_e(z) = aN_c \exp(-z/z_c),$$

где  $N_c = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  — критическая концентрация,  $a = 3$  — отношение максимальной концентрации к критической,  $z_c = 0.3 \text{ мкм}$  — масштаб неоднородности в критической точке.

Для описания движения электронов плазмы используется метод «частиц в ячейке» (PIC-код). Трехмерные движения частиц описываются релятивистскими уравнениями с учетом силы Лоренца. Используемая разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространству и времени. Для повышения точности величин воздействующих на частицу полей они вычисляются для каждой частицы на каждом временном шаге отдельно. Число шагов полагалось 18000. Время расчета равнялось  $3\tau_i$ . Количество частиц в каждом расчете составляет 100000. Все они инжектировались в области лазерного пятна в начальный момент времени в соответствии с профилем плотности и значением начальной энергии плазмы мишени. Дальнейшее их движение продолжается до момента окончания импульса. Чтобы наглядно представить картину движения частиц, фиксируется пространственное распределение плотности электронов для нескольких моментов времени в течение лазерного импульса. После окончания расчета для каждой частицы запоминается угол вылета  $\varphi$  (он же угол между импульсом и нормалью к поверхности на момент окончания счета) и энергия. Путем суммирования по всем частицам накопленной информации определяется функция  $n_e(\varphi)$  — плотность вылета электронов под углом  $\varphi$  — и вычисляется средняя энергия электронов.

Ионы в данной модели также предполагаются движущимися. В начальный момент времени профили ионной и электронной концентраций совпадают, в дальнейшем ионы двигаются под действием тех же полей, что и электроны.

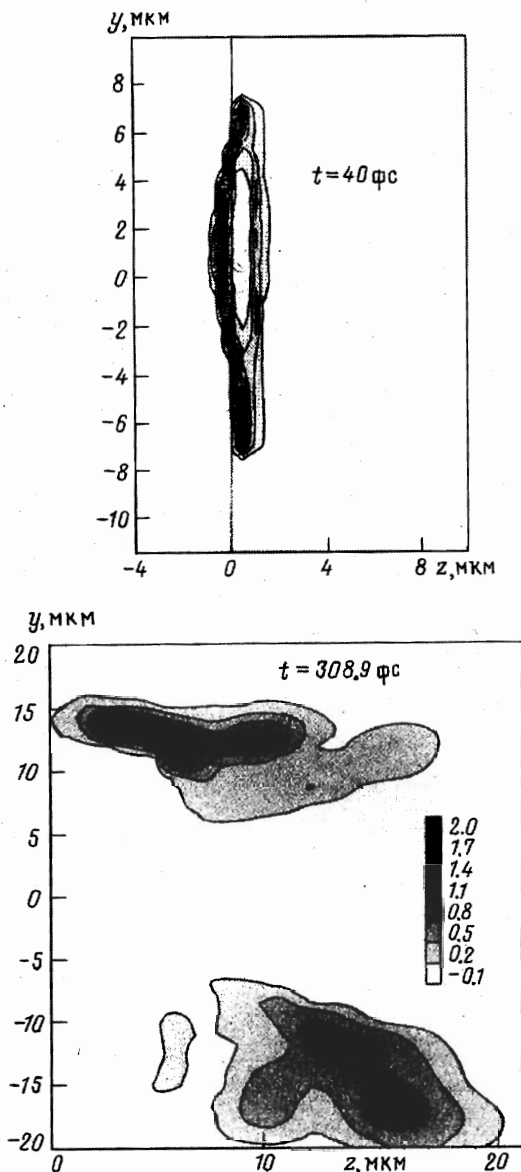
#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Расчеты проведены для значений пиковой мощности лазерного излучения  $10^{17}$ ,  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$  с треугольным по пространству и времени распределением лазерных полей в импульсе, а также для интенсивности  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$  с импульсом прямоугольной формы. Полная длительность для импульсов треугольной формы составляла 200 фс, прямоугольной — 100 фс.

Начнем рассмотрение результатов с анализа импульса треугольной формы с интенсивностью  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . На рис. 2 приведены пространственные зависимости плотности электронов для двух моментов времени:  $t = 40$ , 308.9 фс. По оси абсцисс на всех графиках рис. 2 в линейном масштабе отложена координата  $z$  электрона над поверхностью плазмы, меняющаяся от  $-4 \text{ мкм}$  до  $10 \text{ мкм}$ , по оси ординат — координата  $y$ , меняющаяся от  $-12 \text{ мкм}$  до  $10 \text{ мкм}$ . Шкалы для определения плотности приведены в единицах шт./см<sup>3</sup>. Расчет показывает, что лазерное излучение «вдавливает» электроны внутрь плазмы уже к 40 фс. Возникающий пондеромоторный потенциал отталкивает часть электронов от точки  $z \sim z_{cr}$ . В дальнейшем «отвергнутая» часть под действием лазерного излучения и амбиполярного потенциала формирует два широких пучка и отлетает вправо.

Сравнение распределений на моменты времени  $t = 40 \text{ фс}$  и  $308.9 \text{ фс}$  говорит о том, что действительно из плазмы подкритической плотности происходит формирование пучка электронов,двигающихся не по нормали к поверхности мишени. Рисунок 3 наиболее ярко это иллюстрирует. На нем приведено угловое распределение  $n_e(\varphi)$  электронов с координатами  $z > 0$  на момент времени  $t = 308.9 \text{ фс}$ .





**Рис. 2.** Пространственное распределение электронной плотности для лазерного импульса с треугольным поперечным профилем в различные моменты времени. Лазерная интенсивность  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Шкала электронной плотности дана в  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . По оси абсцисс отложена координата нормальная к поверхности мишени, по оси ординат — координата вдоль поверхности. Начало отсчета по оси абсцисс соответствует положению поверхности мишени в начальный момент времени, по оси ординат — центру лазерного пятна

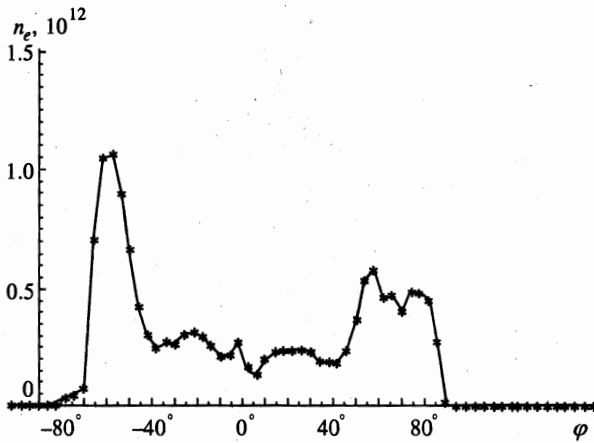


Рис. 3. Угловое распределение вылетевших электронов для лазерного импульса с треугольным поперечным профилем и интенсивностью  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. По оси абсцисс отложен угол вылета относительно нормали к поверхности, по оси ординат — число электронов

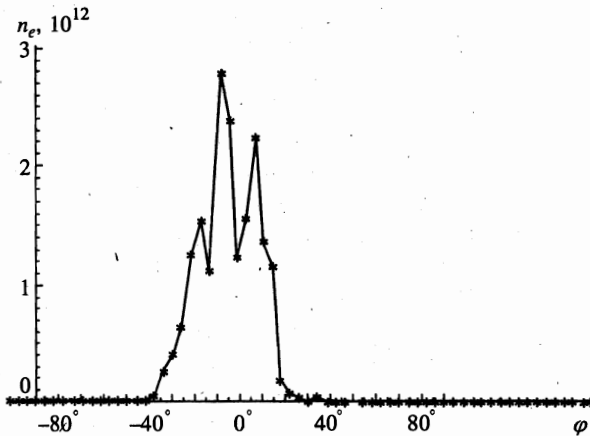


Рис. 4. Угловое распределение вылетевших электронов для лазерного импульса с треугольным поперечным профилем и интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. По оси абсцисс отложен угол вылета относительно нормали к поверхности, по оси ординат — число электронов

Анализ рис. 3 говорит о наличии пучка электронов с энергией примерно 15 кэВ, летящих под углом  $-58^\circ$  к нормали. Для интенсивности  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> результаты соответствующих расчетов  $n_e(\varphi)$  приведены на рис. 4. При снижении интенсивности угловое распределение вылетевших электронов сужается (электроны вылетают ближе к нормали), уменьшается угловая асимметрия распределения. Угловое распределение на рис. 4 имеет три характерных пика: центральный и два боковых. Центральный пик на графике  $n_e(\varphi)$  (см. рис. 4) появился в результате использования численной модели, в которой незакрепленные концы лазерной плазмы движутся под действием импульса. Отметим, что энергия вылетающих электронов медленно увеличивается с ростом интенсивности

лазерного импульса и составляет 7.9 кэВ для  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и 13 кэВ для  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот эффект связан с компенсацией ускоряющей силы амбиполярным полем, как было отмечено в разд. 2 (выражение (21)).

Ионы также покидают мишень, но в отличие от электронов нормально к поверхности. Средняя энергия иона равна по порядку величины электронной энергии (при  $Z = 1$ ). Причиной движения ионов является амбиполярный потенциал.

Перейдем теперь к анализу расчета, где использовались прямоугольные по пространству и по времени распределения интенсивности лазерного импульса с интенсивностью  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Результаты этого расчета представлены на рис. 5 двумя двумерными зависимостями плотности электронов на моменты времени 50 фс и 240 фс такими же, как для треугольного распределения. По оси абсцисс на всех графиках рис. 5 в линейном масштабе отложена координата  $z$ , меняющаяся в тех же пределах, что и на рис. 2. Расчет показывает, что лазерное излучение «вдавливает» электроны внутрь плазмы также к 40–50 фс. Возникающий пондеромоторный потенциал отталкивает часть электронов от точки  $z \sim z_{cr}$ . В отличие от случая импульса треугольной формы в дальнейшем «отвергнутая» часть попадает в минимум пондеромоторного потенциала (9) и удерживается в нем в течение длительности лазерного импульса, совершая колебания в минимуме потенциала  $U_{eff} \propto \cos(2z \cos \theta - \alpha)$ . Образовавшийся электронный сгусток, как видно на рис. 5, на момент времени 50 фс имеет поперечный размер 0.8–1 мкм и вытянут вдоль всей поверхности лазерного пятна. После окончания лазерного импульса ( $> 100$  фс) образовавшийся электронный сгусток отлетает от мишени под характерным углом  $34^\circ$  со средней энергией 19 кэВ. Как видно из сравнения результатов для одинаковой интенсивности  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, но различного поперечного профиля импульса, средняя энергия электрона мало чувствительна к форме импульса. Однако пространственная структура электронной плотности и углы вылета электронов в вакуум существенно различаются для прямоугольного и треугольного поперечных профилей лазерного пучка. Полагая, что с увеличением лазерной интенсивности роль амбиполярного поля будет уменьшаться, мы провели дополнительные вычисления диапазона углов вылета и энергий для треугольного распределения интенсивностей  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> без учета амбиполярного поля. Углы вылета при этом составляют  $48^\circ$ – $57^\circ$  и  $42^\circ$ – $51^\circ$ , а энергии 450–570 кэВ и 4600–5200 кэВ соответственно. Из этих данных следует, что электроны вылетают в интервале углов между зеркальным направлением и направлением электрического поля волны, а энергия электронов без учета амбиполярного поля возрастает пропорционально интенсивности лазерного излучения в соответствии с релятивистской динамикой электрона в поле плоской монохроматической волны (см. [9], выражение (4) на стр. 152). Для оценки влияния начальных условий на углы вылета электронов из области, занятой лазерным полем, были проведены расчеты с начальными условиями специального вида. Предполагалось, что в начальный момент времени электроны вылетают из плазмы ( $z = 0$ ) или под фиксированным углом  $30^\circ$  к нормали, или изотропно. Начальная энергия электронов составляла 2 кэВ, интенсивность лазерного излучения —  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В обоих случаях угловые распределения и энергии вылетевших электронов были такими же, как на рис. 3. Таким образом, параметры вылетающих электронов определяются конфигурацией лазерных полей над поверхностью плазмы.

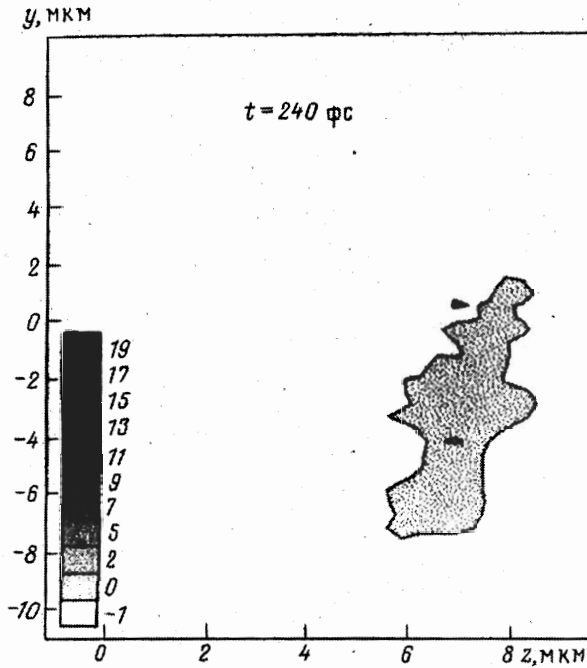
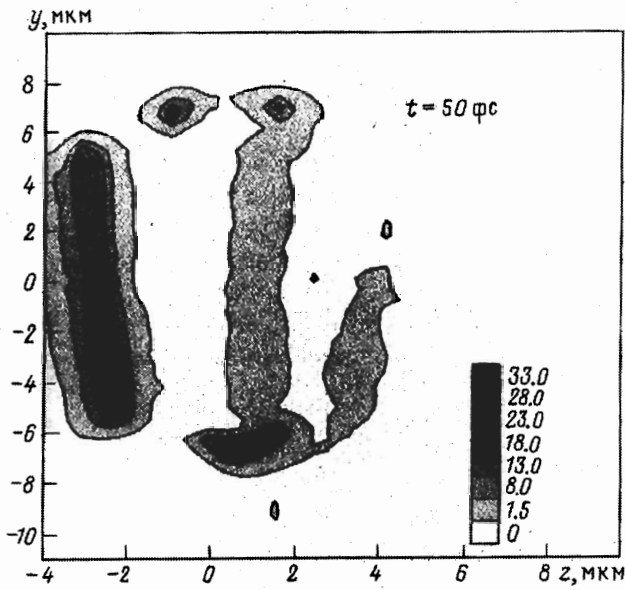


Рис. 5. Пространственное распределение электронной плотности для лазерного импульса с прямоугольным поперечным профилем в различные моменты времени. Лазерная интенсивность  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Шкала электронной плотности дана в  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . По оси абсцисс отложена координата нормальная к поверхности мишени, по оси ординат — координата вдоль поверхности. Начало отсчета по оси абсцисс соответствует положению поверхности мишени в начальный момент времени, по оси ординат — центру лазерного пятна

## 5. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ И АНАЛИТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведем сравнение результатов численного и аналитического моделирования. Прежде всего отметим качественное согласие вычислений с теорией движения электрона в эффективном потенциале. Так, сравнивая рис. 2 и рис. 5, где интенсивности и энергии лазерного импульса одинаковы, а поперечные профили различны, мы видим на рис. 2 для треугольной формы импульса, что электроны выталкиваются из области сильного поля, образуя два боковых сгустка. На рис. 5, где профиль импульса прямоугольный, электронный сгусток один, и он однороден вдоль поверхности плазмы в интервале 0–100 фс. Из рис. 2 и рис. 5 следует, что в начальный период действия лазерного импульса на электроны (т. е. на временах 0–40 фс) частицы разбиваются на две группы:двигающиеся в вакуум и в плазму. Этот факт также объясняется структурой эффективного потенциала (9): вблизи поверхности возникает максимум потенциала (9) в точке  $2z \cos \theta = -\pi$ . При  $\theta = 30^\circ$  и длине волны 1.04 мкм величина  $z$  составляет 0.3 мкм. Начальная концентрация электронов экспоненциально убывает с характерным масштабом  $z_c = 0.3$  мкм. Электроны отталкиваются от области  $z \sim z_c$ , стремясь в область минимума эффективного потенциала. Следующие по оси  $z$  минимумы  $U_{eff}$  слабо заселены электронами в силу экспоненциального спада начальной концентрации электронов и (см. рис. 2, 5) при выбранной шкале плотности до  $10^{18}$  см $^{-3}$  отсутствуют. При увеличении разрешения по плотности можно наблюдать «полосатую» структуру электронной плотности вдоль оси  $z$ . После образования начальных электронных сгустков на временах 0–70 фс под действием сильных градиентов  $U_{eff}$  на масштабах порядка длины волны эти сгустки начинают двигаться под действием более слабых градиентов  $U_{eff}$  на масштабах порядка поперечного размера лазерного пучка. Время этого движения по порядку величины составляет приблизительно  $R/(U_{eff}/m_e)^{1/2}$ , что для выбранных численных параметров меньше, чем длительность импульса. Электронный сгусток, таким образом, успевает пройти все области, занятые полем. При нерелятивистских интенсивностях функция  $U_{eff}(y, z)$  получается симметричной относительно нормали с точностью до разницы между коэффициентом отражения  $\eta$  и единицей. Соответственно, почти симметричным на рис. 4 получается угловое распределение вылетевших электронов. Средняя энергия вылетевших электронов при учете амбиполярного поля в диапазоне интенсивностей  $10^{17}$ – $10^{18}$  Вт/см $^2$  оказывается не пропорциональной  $U_{eff}$  (т. е. интенсивности излучения), а зависящей от  $U_{eff}$  более слабым образом (7.9 кэВ, при  $10^{17}$  Вт/см $^2$ , 13 кэВ при  $10^{18}$  Вт/см $^2$ ). Наконец, при увеличении интенсивности до релятивистских значений  $10^{18}$  Вт/см $^2$  доля электронов, вылетающих в направлении отраженного импульса, увеличивается (ср. рис. 3, соответствующий  $10^{18}$  Вт/см $^2$ , и рис. 4 —  $10^{17}$  Вт/см $^2$ ). При ультрарелятивистских интенсивностях  $10^{19}$  и  $10^{20}$  Вт/см $^2$  угол вылета стремится к зеркальному значению.

Перейдем к сравнению величины угла вылета и энергии электрона для треугольного профиля лазерного пучка интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см $^2$  (выражения (16), (17)) с численными результатами, приведенными на рис. 4. Расчет по формулам (16), (17) дает величины  $\theta_e^{(i)} \approx 17^\circ$  и  $\theta_e^{(o)} \approx 28^\circ$ . Численное моделирование (рис. 4) приводит к значениям  $\theta_e^{(i)} \approx 10^\circ$ ,  $\theta_e^{(o)} \approx 20^\circ$ . Наконец, оценки угла вылета приближенным методом по углу наклона силовых линий эффективного потенциала (как было описано в разд. 2) дают величины  $\theta_e^{(i)} \approx 6^\circ$ ,  $\theta_e^{(o)} \approx 16^\circ$ . Энергия электрона по оценкам  $U_{eff}$  в точке  $z \approx 0$ ,  $y \approx 0$  составляет 12 кэВ, численный расчет дает 7.9 кэВ. Учитывая приближения, сделанные при аналитических оценках (отсутствие амбиполярного поля), можно говорить о согласии численных и аналитических результатов.

Из приведенного анализа следует, что, изменяя угол падения, интенсивность и поперечный профиль лазерного импульса, можно управлять движением электронного сгустка, формирующегося при взаимодействии мощного лазерного импульса с твердотельной мишенью.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные с использованием аналитической модели и двумерного PIC-кода для бесстолкновительного разлета плоской плазмы твердой мишени под действием падающего и отраженного лазерного излучения субпикосекундной длительности с плотностью потока энергии больше  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, показали, что электроны, находившиеся в области докритической плотности, под действием пондеромоторной и амбиполярной сил вылетают в вакуум в направлениях отличных от нормали к поверхности мишени.

Угловое распределение вылетевших электронов обладает следующими особенностями:

а) при интенсивности, не превышающей  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, угловое распределение практически симметрично относительно нормали, характерный угол вылета определяется поперечной формой лазерного импульса и углом падения;

б) при увеличении интенсивности происходит увеличение углового расстояния между максимумами углового распределения, а также увеличение доли электронов, летящих ближе к направлению отраженного импульса. Этот эффект связан с увлечением электронов отраженным импульсом.

При интенсивности больше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> энергия вылетевших электронов пропорциональна лазерной интенсивности, так как возрастание ускоряющей силы не компенсируется амбиполярным полем. Ионы вылетают из мишени нормально к поверхности под действием амбиполярного поля.

В области пересечения падающего и отраженного лазерного импульса наблюдается формирование электронных сгустков в областях минимума пондеромоторного потенциала.

Полученные результаты позволяют использовать короткий интенсивный лазерный импульс для получения и управления сгустками ускоренных электронов.

Данная работа была выполнена при поддержке МНТЦ (грант N-107) и INTAS (грант 94-934).

## Литература

1. M. Perry and G. Mourou, *Science* **264**, 917 (1994).
2. W. L. Krueer and K. Estabrook, *Phys. Fluids* **28**, 430 (1985).
3. G. C. Gauthier, S. Bastiani et al., in *Proc. of SPIE* (1997), Vol. 23, p. 124.
4. F. Amiranoff, C. Labaune, G. Matthieussent, and C. Rousseaux, *Phys. Fluids B* **4**, 2589 (1992).
5. H. Ruhl and P. Mulser, *Phys. Lett. A* **205**, 388 (1995).
6. A. A. Andreev and A. N. Semahin, in *Proc. of SPIE, Vol. 2097 Laser Applications* (1993), p. 327.
7. S. C. Wilks and W. L. Krueer, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
8. B. Quesnel and P. Mora, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1973).