

## РАССЕЯНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ МОЩНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ЕГО ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКЕ

Ю. Н. Еременко, Л. С. Мхитарьян

Российский федеральный ядерный центр  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607190, Саров Нижегородской обл., Россия

Поступила в редакцию 26 августа 1996 г.

Получено приближенное решение для дрейфовой и осцилляторной составляющих движения релятивистских электронов в поле протяженного во времени мощного лазерного излучения при его острой (размер фокальной области порядка длины волны света) фокусировке. Это позволяет начинать численное интегрирование уравнений движения электрона в непосредственной близости от фокальной области. Приведена оценка прицельных параметров электронов, когда еще происходит эффективное их ускорение в фокусе.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение электронов мощным лазерным излучением ( $E \gg e/a_0^2$ , где  $e$  — заряд электрона,  $a_0$  — боровский радиус) в фокальной области линзы давно привлекает внимание исследователей [1–3].

Механизм ускорения достаточно прост. В сильном электромагнитном поле колебательное движение электрона носит релятивистский характер, и энергия этого движения может быть сколь угодно выше начальной энергии электрона. Если амплитуда колебаний электрона станет сравнима с диаметром перетяжки  $w_0$ , то электрон может покинуть фокальную область с энергией, сравнимой с энергией колебательного движения [4], которая, в свою очередь, пропорциональна интенсивности света в фокальном пятне. Измеряя спектр рассеянных электронов, можно поэтому судить о параметрах лазерного импульса в районе перетяжки.

Возможность таких измерений сильно зависит от числа ускоряемых электронов, т. е., другими словами, от величины объема, из которого электроны могут быть вовлечены в процесс ускорения.

Величину этого объема оценивают обычно численным интегрированием уравнений движения электрона в поле сфокусированного лазерного излучения.

подавляющая часть исследований на эту тему посвящена рассмотрению ультракоротких (десятки и сотни фемтосекунд) импульсов. В последние годы, однако, благодаря развитию методов обращения волнового фронта [5] появилась возможность фокусировать в пятно диаметром  $(3-5)\lambda$  излучение лазера с энергией  $\sim 500$  Дж и с длительностью импульса  $\sim 200$  пкс [6]. Это позволит достичь в фокальной области интенсивности  $I_L \sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и значения электрического поля  $E \approx 10^{11}$  В/см ( $E \sim 10e/a_0^2$ ). Число осцилляций поля для импульса такой длительности достигает  $10^4$  и более, и численное интегрирование встречает трудности, связанные с ошибками округления и большими затратами машинного времени.

В предлагаемой работе развивается метод расчета спектра электронов и величины объема, из которого электроны захватываются в процесс ускорения, основанный на разделении движения электрона на осциллирующую и дрейфовую составляющие. Метод позволяет получить аналитические выражения для состояния движения электрона в непосредственной близости к перетяжке, которые можно использовать как начальные данные для численного интегрирования уравнений движения. Число рассчитываемых осцилляций поля сокращается при этом почти на два порядка. Для короткого импульса ( $\tau \sim 0.1$  пкс) приводится сравнение прямого метода расчета с приближенным, демонстрирующее удовлетворительную точность приближения. Для длинного импульса ( $\tau \sim 200$  пкс) приводится пример расчета спектра ускоренных электронов и дается оценка объема, из которого электроны захватываются в режим ускорения.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, движущихся с начальной скоростью  $\beta_z = v_z/c = \beta_0$  ( $\beta_x = \beta_y = 0$ ) параллельно оси линзы (ось  $z$ ) с прицельным параметром  $x_0$  и взаимодействующих с лазерным импульсом, поле которого мы, следуя [7], будем описывать в параксиальном приближении для линейно поляризованного гауссовского пучка:

$$E_x = Q(\phi, x, z) \sin \left( \phi - \frac{kx^2}{z + z_0^2/z} - \arctg \frac{z}{z_0} \right), \quad H_z = E_x, \quad (1)$$

$$Q(\phi, x, z) = \frac{E_0 g(\phi)}{\sqrt{1 + z^2/z_0^2}} \exp \left[ -\frac{x^2}{w^2(z)} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\phi = \omega[t - z(t)/c]$  — фаза поля в месте расположения электрона,  $k$  — волновой вектор света,  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$  — ширина пучка на расстоянии  $z$  от фокуса,  $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$  — длина перетяжки,  $w_0$  — ее радиус. Функция  $g(\phi)$  задает временную форму импульса.

Для безразмерных скорости электрона  $\beta = v/c$  и его энергии

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

уравнения движения электрона (в пренебрежении радиационными поправками) имеют вид [8]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma\beta) &= -\frac{e}{mc} (\mathbf{E} + [\beta\mathbf{H}]), \\ \frac{d}{dt}\gamma &= -\frac{e}{mc} \beta\mathbf{E}. \end{aligned} \quad (3)$$

При коротких импульсах спектр рассеянных электронов может быть получен численным интегрированием уравнений движения электрона (3) в поле светового пучка. Для длинного импульса, когда число осцилляций поля достигает  $10^4$  и более, численное интегрирование встречает трудности, связанные с ошибками округления и большими

затратами машинного времени. Однако большая длительность импульса позволяет подойти к проблеме иначе. А именно, при большой длительности импульса относительное изменение амплитуды поля на одном периоде  $(1/Q)(dQ/d\phi)$  мало, и можно движение электрона разделить на осциллирующую и дрейфовую составляющие, для которых легко построить приближенные решения в виде ряда по все более старшим производным амплитуды поля по фазе, т. е. например,

$$\gamma\beta_x = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \frac{d^n Q}{d\phi^n}.$$

Входящие в этот ряд производные  $d^n Q/d\phi^n$  зависят как от временного профиля импульса  $g(\phi)$ , так и от профиля светового пучка, формируемого линзой. Ниже мы увидим, что для больших длительностей члены с  $d^n g/d\phi^n$  несут существенны по сравнению с членами  $d^n Q/dz^n$ . Последние зависят от  $z$  как  $1/z^{n+1}$ , так что ряды быстро сходятся. Это дает возможность начать численное интегрирование траектории электрона в непосредственной близости от фокальной области ( $\sim 200-300$  периодов), используя начальные условия из приближенного решения.

### 3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ И ДРЕЙФОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА

Вводя в уравнения движения (3) вместо времени  $t$  фазу  $\phi$ , получим следующую систему:

$$\frac{d}{d\phi}(\gamma\beta_x) = -\frac{eE_x}{mc\omega}, \quad (4)$$

$$\frac{d\xi}{d\phi} = \frac{\gamma\beta_x}{B}, \quad B = 2\pi\gamma_0(1 - \beta_0), \quad (5)$$

$$\frac{d\eta}{d\phi} = a \left[ 1 + \frac{1 + \beta_0}{2\beta_0} (\gamma\beta_x)^2 \right], \quad a = \frac{\beta_0}{2\pi^2\omega_0^2(1 - \beta_0)}. \quad (6)$$

Здесь  $\xi = (x - x_0)/\lambda$ ,  $\eta = z/z_0$ . При получении (6) использован инвариант движения  $\gamma(1 - \beta_z) = \gamma_0(1 - \beta_0)$ , из которого следует

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{1 + \beta_0}{2} (\gamma\beta_x)^2.$$

Начальные условия к системе (4)–(6) следующие:  $\gamma\beta_x|_{\phi=0} = 0$ ,  $\xi|_{\phi=0} = 0$ ,  $\eta|_{\phi=0} = \eta_0$ . Поскольку практический интерес представляют значения прицельного параметра  $x_0 \leq w_0$ , а решение будет строиться для  $\eta \gg 1$ , функцию  $Q$  в (1) представим первыми двумя членами разложения:

$$Q(\phi, x, z) = Q(\phi, x_0, z) + \left. \frac{\partial Q}{\partial x} \right|_{x=x_0} (x - x_0),$$

при этом экспонента в  $Q(x_0)$  и в  $\partial Q/\partial x|_{x=x_0}$  считается равной единице.

В уравнении (6) выделяем линейный по  $\phi$  член, вводя новую переменную  $\eta' = \eta - a\phi - \eta_0$ , для которой будем иметь уравнение

$$\frac{d\eta'}{d\phi} = a \frac{1 + \beta_0}{2\beta_0} (\gamma\beta_x)^2 \quad (7)$$

с начальным условием  $\eta'|_{\phi=0} = 0$ . Разделим движение на осцилляторную ( $\gamma\tilde{\beta}_x, \tilde{\xi}, \tilde{\eta}'$ ) и дрейфовую ( $\langle\gamma\beta_x\rangle, \langle\xi\rangle, \langle\eta'\rangle$ ) составляющие, для чего группируем в (4), (5), (7) члены, обращающиеся в нуль при усреднении по фазе  $\phi$  и не исчезающие при усреднении. Получим

$$\frac{d}{d\phi} \gamma\tilde{\beta}_x = -G(\phi, \eta) \sin \left[ \phi - \frac{(\xi_0 + \xi)^2 \eta}{w_0^2(1 + \eta^2)} - \text{arctg } \eta \right], \quad \xi_0 = \frac{x_0}{\lambda}, \quad (8)$$

$$\frac{d}{d\phi} \tilde{\xi} = \frac{\gamma\tilde{\beta}_x}{B}, \quad G = \frac{\alpha g(\phi)}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad \alpha = \frac{eE_0}{mc\omega}. \quad (9)$$

Приближенное решение теперь легко получить, проводя последовательное интегрирование этих уравнений по частям. Так,

$$\gamma\tilde{\beta}_x \approx G \cos \phi' \Big|_0^\phi - \sin \phi' \frac{d}{d\phi} [G(\phi)] \Big|_0^\phi + \int_0^\phi \sin \phi' \frac{d^2}{d\phi^2} [G(\phi)] d\phi,$$

где

$$\phi' = \phi - \frac{(\xi_0 - \xi)^2 \eta}{w_0^2(1 + \eta^2)} - \text{arctg } \eta.$$

Нетрудно видеть, что третий член  $\sim 1/\eta^3$ . Ограничиваясь квадратичными по  $1/\eta$  членами и выполняя элементарное дифференцирование  $Q$ , получаем (мы ограничимся случаем, когда  $Q|_{\phi=0} = dQ/d\phi|_{\phi=0} = 0$ )

$$\gamma\tilde{\beta}_x \approx G(\phi) \cos \phi' + G(\phi) \left( \frac{\eta a}{1 + \eta^2} - \frac{1}{g} \frac{dg}{d\phi} \right) \sin \phi' + O\left(\frac{1}{\eta^3}\right). \quad (10)$$

При этом  $d\eta/d\phi$  мы заменили на  $a$ , учитывая, что

$$\frac{d\eta'}{d\phi} \sim (\gamma\tilde{\beta}_x)^2 \sim \frac{1}{\eta^2}.$$

Аналогичным образом, интегрируя (9) по частям и ограничиваясь квадратичными по  $1/\eta$  членами, получаем

$$\tilde{\xi} = \frac{G(\phi)}{B} \left[ \sin \phi' + 2 \cos \phi' \left( \frac{1}{g} \frac{dg}{d\phi} - \frac{a\eta}{1 + \eta^2} \right) \right]. \quad (11)$$

Дрейфовые составляющие движения легко получить усреднением выражений (4), (5), (7) по периоду. При этом первый неисчезающий член в правой части (4) появится при усреднении

$$\frac{\partial Q}{\partial x} \Big|_{x=0} (x - x_0) \sin \phi',$$

поскольку, как видно из (11),  $x - x_0 \sim \sin \phi'$ . Делая в (4) еще замену переменной  $\phi$  на  $\eta$ , получаем

$$\frac{d}{d\eta} \langle \gamma \beta_x \rangle = \frac{2\xi_0}{aB\bar{w}_0^2} \frac{G^2}{1+\eta^2} \left\langle \frac{\sin^2 \phi'}{1+0.5(1+\beta_0)(\gamma\beta_x)^2} \right\rangle, \quad \bar{w}_0 = \frac{w_0}{\lambda}.$$

Угловые скобки здесь означают усреднение по фазе, а функция  $g(\phi)$ , мало меняющаяся на интервале  $2\pi$ , вынесена за знак усреднения. Учитывая в знаменателе лишь первый член разложения для  $\gamma\beta_x$  из (10), найдем после усреднения

$$\langle \gamma \beta_x \rangle = \frac{2\xi_0}{aB\bar{w}_0^2} \frac{2\beta_0}{1+\beta_0} \int_{\eta_0}^{\eta} \left( \sqrt{1 + \frac{1+\beta_0}{2\beta_0} G^2} - 1 \right) \frac{d\eta}{1+\eta^2} \equiv \frac{2\xi_0}{aB\bar{w}_0^2} \frac{2\beta_0}{1+\beta_0} \text{er}(\eta). \quad (12)$$

Аналогично для дрейфа вдоль осей  $x$  и  $z$

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{aB} \int_{\eta_0}^{\eta} d\eta \left\langle \frac{\langle \gamma \beta_x \rangle}{1 + (\gamma\beta_x)^2(1+\beta_0)/2} \right\rangle = \frac{2\xi_0}{a^2 B^2 \bar{w}_0^2} \frac{2\beta_0}{1+\beta_0} \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{\text{er}(\eta)}{\sqrt{1 + G^2(1+\beta_0)/2\beta_0}} d\eta, \quad (13)$$

$$\langle \eta' \rangle = \frac{1+\beta_0}{2\beta_0} \int_{\eta_0}^{\eta} d\eta \left\langle \frac{(\gamma\beta_x)^2}{1 + (\gamma\beta_x)^2(1+\beta_0)/2\beta_0} \right\rangle = \int_{\eta_0}^{\eta} d\eta \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + G^2(1+\beta_0)/2\beta_0}} \right]. \quad (14)$$

Аргумент  $g(\phi)$  в интегралах, входящих в (12)–(14), достаточно заменить приближенным выражением  $\phi = (\eta - \eta_0)/a$ .

Таким образом, электрон, первоначально смещенный от оси на величину  $\xi_0$ , дрейфует в поперечном направлении. Величина его смещения вдоль оси  $x$  в основном определяется значением параметра<sup>1)</sup>

$$D = \frac{4\beta_0}{a^2 B^2 \bar{w}_0^2 (1+\beta_0)} = \frac{4\pi^2 w_0^2}{\gamma_0^2 \beta_0 (1+\beta_0)},$$

зависящим от начальной энергии электрона  $\gamma_0$  и поперечного размера перетяжки  $w_0$ . Входящий в (13) интеграл определяет зависимость поперечного дрейфа от характеристик импульса лазерного излучения  $\alpha$  и  $\Delta\phi$ .

Теперь ясно, что для протяженных во времени импульсов лазерного излучения ( $|g^{-1}dg/d\phi| \ll 1$ ) можно не проводить численное интегрирование уравнений движения на всем протяжении взаимодействия электрона с полем, а начинать интегрирование с некоторого  $\eta_{in}$  ( $|\eta_{in}| \gg 1$ ), определяя начальное состояние электрона в этой точке из уравнений (10)–(14), которые фактически являются разложением решения в ряд по обратным степеням  $\eta$ .

<sup>1)</sup> Между прочим, зависимость дрейфа от  $D$  очевидна заранее. В самом деле, в нерелятивистском пределе пондеромоторная сила, действующая на электрон в плоской волне есть  $F_{pond} = (e^2/4m_0\omega^2)\nabla E_0^2$ . Поскольку пондеромоторная сила существенна только в районе перетяжки, смещения электрона, ею вызванное, будет  $x_{dr} = (F_{pond}/m_0)(t^2/2)$ , где  $t = z_0/v_0$  — время прохождения электроном области перетяжки. Подставляя сюда  $z_0 = \pi w_0^2$  и учитывая, что  $\nabla E_0^2 = (4\xi_0/w_0^2)E_0^2$ , найдем  $\xi_{dr} \sim \xi_0 w_0^2 \alpha^2 / \beta_0^2$ , что совпадает с выражением (13), вычисленным в приближении  $G^2 \ll 1$ . Множитель  $\gamma_0^{-2}$  в формуле для  $D$  учитывает просто увеличение инертной массы электрона.

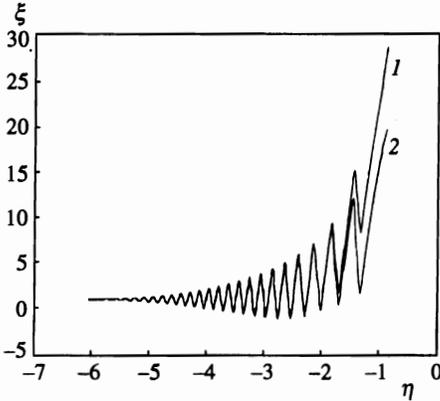


Рис. 1. Траектории движения электрона с прицельным параметром  $\xi_0 = 1$ , полученные из численного расчета (кривая 1) и согласно приближенному решению (кривая 2) для случая короткого лазерного импульса ( $\alpha = 3.41$ ,  $\Delta\phi = 60\pi$ ,  $\omega_0 = 20$ ,  $\gamma_0 = 10$ )

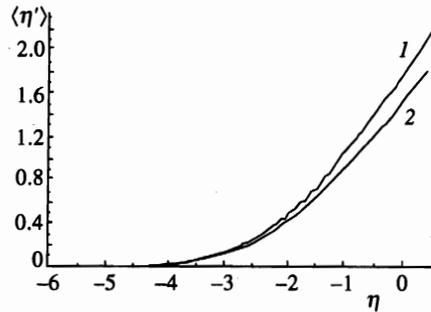


Рис. 2. Зависимости дрейфа электрона  $\langle \eta' \rangle$  вдоль оси  $z$  от расстояния от фокуса, полученные согласно приближенному решению (13) (кривая 2) и численным интегрированием (3)–(6) (кривая 1) для тех же параметров лазерного импульса, что и на рис. 1

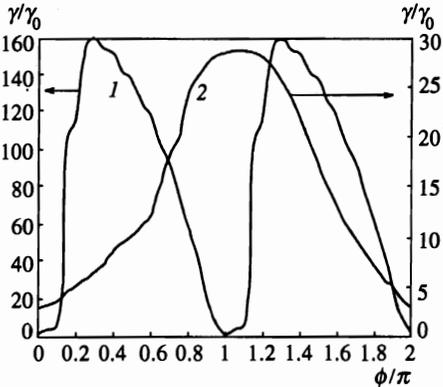


Рис. 3. Спектр электронов, прилетающих в фокус одновременно с максимумом лазерного импульса ( $\alpha = 5.97$ ,  $\Delta\phi = 46000\pi$ ,  $\omega_0 = 2.55$ ,  $\gamma_0 = 1.8$ ), для значений прицельного параметра  $\xi_0 = 0$  (кривая 1) и  $\xi_0 = 0.01$  (кривая 2)

На рис. 1, 2 приводятся траектории электрона и его дрейф вдоль оси  $z$  в зависимости от расстояния до фокуса, рассчитанные по формулам (4)–(7) и (10)–(14). Во всех численных примерах мы используем

$$g(\phi) = \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{\phi}{\Delta\phi} \right).$$

Видно, что траектория электрона описывается достаточно точно вплоть до окрестности перетяжки ( $\eta \geq 2$ ). Вместе с тем точности соотношения (14) недостаточно для того, чтобы на таких расстояниях от фокуса определить фазу движения  $\phi = a^{-1}(\eta - \eta_0 - \eta')$ , что приведет к существенной неточности при определении энергии, с которой электрон будет рассеян фокальной областью. Если, однако, интересоваться не результатом от-

дельного рассеяния, а спектром электронов, начинающих взаимодействие с лазерным импульсом в различных точках  $\eta_0$  на оси линзы, то определение точного значения фазы не является необходимым. В самом деле, связь между фазой, с которой электрон приходит в точку  $\eta_{in}$ , и координатой  $\eta_0$  начала его взаимодействия с полем определяется соотношением  $\eta_{in} = \eta_0 + a\phi + \eta'$ . Отсюда

$$\frac{d\phi}{d\eta_0} = -\frac{1}{a} \left( 1 + \frac{d\eta'}{d\eta_0} \right).$$

Пользуясь выражением (14), легко показать, что значение  $d\langle\eta'\rangle/d\eta_0$  не превосходит  $(\alpha/\eta_{in})^2$ , и на расстояниях, где этот параметр много меньше единицы, существует линейная связь между изменением координаты начала взаимодействия электрона с полем и фазой, с которой он приходит в точку  $\eta_{in}$ . Перебирая все значения фазы из интервала  $[0, 2\pi]$  при задании начальных данных для численного расчета, мы воспроизведем спектр рассеянных электронов, начавших взаимодействие с пучком на интервале  $\Delta\eta_0 = -2\pi a$ . Пример рассчитанных таким образом спектров для электронов, прилетающих в перетяжку одновременно с максимумом импульса ( $\eta_0 \approx -a\Delta\phi$ ), приведен на рис. 3. Видно, что в рассматриваемом случае электрон, летящий вдоль оси, может ускориться до энергий, приблизительно в 160 раз превышающих его первоначальную энергию, но уже для электрона с прицельным параметром  $\xi_0 = 0.01$  энергия после рассеяния падает почти в 5 раз.

#### 4. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ФОКУСЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Как отмечалось во Введении, чтобы электрон испытал рассеяние в области перетяжки, амплитуда его колебаний в перетяжке должна превышать поперечный размер перетяжки, т. е.

$$\frac{\alpha}{2\pi\gamma_0(1-\beta_0)} > w_0.$$

Ясно, однако, что если амплитуда колебаний электрона будет слишком большой, то электрон испытает рассеяние, не доходя до области максимальных полей в перетяжке, и не приобретет при рассеянии энергию, которую он мог бы получить, проникнув в перетяжку. Таким образом, стремление сообщить электрону максимальную энергию при рассеянии его в фокусе накладывает дополнительное ограничение на его максимальную амплитуду колебаний:

$$\frac{\alpha}{2\pi\gamma_0(1-\beta_0)} < w_0(1.5-1.7).$$

Видно, что для заданных параметров лазерного импульса, существует оптимальная начальная энергия электрона, при которой он получает максимальную энергию в процессе рассеяния его в поле сфокусированного лазерного импульса.

Так, для рассматривавшегося нами короткого лазерного импульса ( $\Delta\phi = 60\pi$ ,  $w_0 = 20$ ,  $\alpha = 3.41$ ) оптимальная начальная энергия электрона есть  $\gamma_0 \approx 10$ , для длинного ( $\Delta\phi = 46000\pi$ ,  $w_0 = 2.55$ ,  $\alpha \approx 6$ ) — оптимальная величина  $\gamma_0 \approx 1.8$ .

Для того чтобы поперечный дрейф не влиял существенно на взаимодействие электрона с полем, значение  $\langle\xi\rangle$  в перетяжке должно быть много меньше амплитуды колебаний электрона  $a/B$  (см. (12)). Поскольку интеграл, входящий в (14), порядка единицы,

легко видеть, что прицельный параметр, при котором еще происходит ускорение электрона, удовлетворяет неравенству

$$\xi_0 \ll \frac{\alpha}{8\pi^3 w_0^2} \gamma_0^3 \beta_0 (1 + \beta_0)^2, \quad (15)$$

так что эффективное сечение рассеяния электрона очень быстро возрастает с увеличением его начальной энергии.

Для рассматривавшегося нами длинного импульса подстановка численных значений в (15) дает  $\xi_0 \ll 0.07$ , для короткого —  $\xi_0 \ll 0.33$ .

В работе [4] рассматривается импульс лазерного излучения пикосекундной длительности с параметрами  $\alpha = 5.33$ ,  $\Delta\tau = 0.8$  пс,  $w_0 = 4.95$  мкм. Согласно (15), электроны с  $\gamma_0 = 10$  достигают перетяжки такого импульса из области вокруг оси  $\xi_0 \ll 9$ , что составляет значительную долю размера перетяжки.

Для случая длинного импульса ( $\Delta\phi = 60\pi$ ,  $w_0 = 20$ ,  $\alpha = 3.41$ ) оценим объем области, электроны из которой имеют возможность ускориться полем лазерного излучения до энергий, больших половины максимальной энергии, которую мог бы приобрести электрон. Так как максимальная энергия, до которой может ускориться электрон, пропорциональна квадрату поля, то интересующие нас электроны должны приходиться в перетяжку в момент, когда поле там  $\geq E_{max}/\sqrt{2}$ , что означает

$$\sin \left[ \frac{\pi}{2} \frac{\phi}{\Delta\phi} \right] \geq \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Таким образом, протяженность интересующей нас области равна  $\Delta\phi/2$ , или на языке длин  $\sim a\Delta\phi/2$ , а радиус составляет  $\sim 0.01\lambda$ . Для рассматриваемого нами длинного импульса это дает  $V \approx \pi(0.01 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 5.5 \approx 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3$ .

Как видно из рис. 3, примерно лишь половина электронов из этого объема сможет ускориться до требуемых энергий (для этого нужно влететь в перетяжку с вполне определенными фазами). Таким образом, число электронов, ускоряемых в перетяжке до значительных энергий, для обсуждаемого нами импульса равно  $N \approx 0.5Vn$ , или  $N \approx 0.85 \cdot 10^{-11}n$  штук, где  $n$  — плотность электронов в пучке.

Видно, что для исследования интенсивности лазерного излучения такого импульса в фокусе необходим пучок электронов с плотностью частиц в нем  $\gg 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача о рассеянии электронов протяженным во времени лазерным импульсом, сфокусированным в область размером в несколько длин волн.

Показано, что для протяженных импульсов движение электрона на достаточном удалении от перетяжки с хорошей точностью может быть представлено в виде наложения двух движений: дрейфа поперек оси линзы и колебательного движения.

Для обоих типов движения в работе получены аналитические выражения в виде рядов по обратным степеням расстояния до перетяжки. Эти выражения позволяют рассчитывать начальные значения координат и скорости электрона для численного интегрирования уравнений движения в окрестности перетяжки.

При различных значениях прицельного параметра для электронов, прилетающих в перетяжку вместе с максимумом лазерного импульса, приведены спектры после рассеяния.

Выражения для дрейфа электронов поперек оси линзы позволяют оценить сечение рассеяния электронов. Для импульса длительностью  $\sim 0.2$  нс и диаметра перетяжки  $\sim 3\lambda$  объем, электроны из которого могут испытать ускорение в фокусе линзы и служить для диагностики интенсивности света в фокусе, составляет  $V \sim 10^{-11}$  см<sup>3</sup>.

Поэтому диагностика максимальной интенсивности света таких импульсов по спектру рассеянных электронов возможна для пучков с плотностью электронов  $n \gg 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Мы признательны Г. Г. Кочемасову за ряд полезных замечаний.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект 111).

## Литература

1. В. В. Аполлонов, А. И. Артемьев, Ю. Л. Калачев и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 77 (1988).
2. М. В. Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, Наука, Москва (1991).
3. W. Scheid and H. Hora, *Laser Part. Beams* **7**, 315 (1989).
4. F. V. Hartemann, J. Woodworth, M. D. Perry et al., *Phys. Rev. E* **51**, 4833 (1995).
5. Ю. В. Долгополов, А. М. Дудов, Л. И. Зыков и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **58**, 35 (1994).
6. G. G. A. Kirilov, G. G. Kochemasov, and S. M. Kulikov, in *Proc. XII-th Int. Conf. on Laser Interaction Plasma Phenomena. Osaka, Japan, 1995*, AIP Conf. 369, II, p. 866.
7. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, Наука, Москва (1979).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1967).