

## ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

А.В.Зиновьев<sup>1)</sup>, А.В.Луговской

Научно-производственное объединение "Академприбор"  
700143 Ташкент, Узбекистан

Поступила в редакцию 12 мая 1997 г.

Предложен механизм ускорения электронов до релятивистских скоростей в тонкой металлической пленке при облучении мощными ( $I > 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) ультракороткими ( $\tau_L \leq 1$  пс) лазерными импульсами. Ускорение обусловлено резонансным воздействием неоднородного поля на некоторую часть электронов, осциллирующих поперек пленки с частотой, близкой к частоте поля.

PACS: 42.50Vk, 52.40.Nk

Возможность получения в экспериментальных условиях электромагнитных полей с релятивистскими напряженностями позволяет ставить задачу об эффективном ускорении электронов электромагнитным полем и о создании на его основе компактных лазерных ускорителей электронов. К настоящему времени предложен ряд способов решения данной проблемы, обсуждение возможностей и недостатков которых, а также ссылки на оригинальные работы, можно найти в [1]. В данном сообщении мы рассмотрим новую схему лазерного ускорения, основанную на использовании особенностей поглощения излучения в сверхплотной лазерной плазме, – быстрое затухание поля в глубь плазмы и бесстолкновительный характер движения электрона, когда его энергия порядка или выше энергии покоя  $mc^2$ .

Пусть на металлическую пленку толщиной  $2\delta$  падают нормально с двух сторон два лазерных импульса, отличающихся по фазе на  $\pi$  (рис.1). Направим ось  $x$  параллельно поверхности по вектору электрического поля, а ось  $y$  – перпендикулярно поверхности. В общем случае зависимость напряженности суммарного поля  $E(y, t)$  в пленке от координаты  $y$  определяется из решения самосогласованной задачи для электронного газа пленки и электромагнитного поля (как, например, в [2,3]). Однако из симметрии задачи следует, что напряженность суммарного поля  $E(y, t)$  в пленке – нечетная функция  $y$ . Качественный вид этой зависимости представлен на рис.1. Если пленка тонкая ( $\delta \ll \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения и, кроме того,  $\delta$  несколько меньше глубины скин слоя  $l_s$ ), то для суммарной напряженности  $E(y, t)$  можно записать

$$E(y, t) = E_0 g(y) f(t) \sin \omega t, \quad (1)$$

где

$$g(y) \approx g_1(y + \delta) - g_1(\delta - y) \approx 2yl_s, \quad -\delta \leq y \leq \delta, \quad (2)$$

$g_1(y)$  описывает затухание одного лазерного импульса в глубь плазмы,  $E_0$  – амплитуда электрического поля волны,  $f(t)$  – огибающая импульса.

Будем считать, что длительность импульса не превосходит нескольких сот фемтосекунд, а плотность мощности излучения порядка или больше

<sup>1)</sup> e-mail: zinoviev@acpr.silk.org

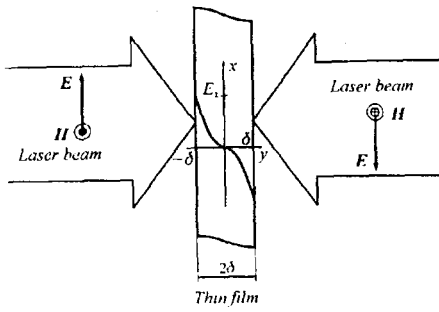


Рис.1. Схема эксперимента по лазерному ускорению электронов в тонкой пленке. Показан качественный вид зависимости напряженности суммарного электрического поля пучков от координаты  $y$

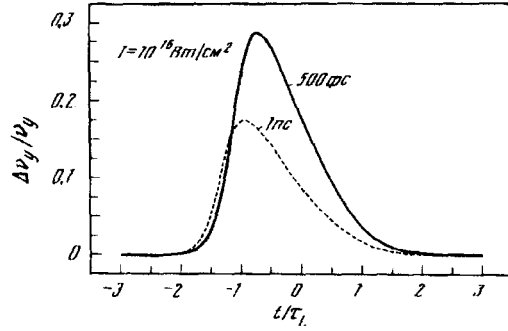


Рис.2. Зависимость приращения поперечной скорости электрона за четверть периода поля от времени ( $\omega = 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\delta = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ )

$10^{16} \text{ Вт/см}^2$ . При облучении пленки лазерными импульсами такой интенсивности за время порядка нескольких фемтосекунд атомы решетки в зоне облучения оказываются полностью ионизованными [4]. Концентрация делокализованных электронов  $n_e$  может достигнуть величины  $\sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$ . Кроме того, несомненно, что при столь высоких интенсивностях должно происходить полное разрушение пленки в зоне облучения. Однако ввиду ограниченности скорости энергообмена между электронной подсистемой металла и решеткой, можно полагать, что на временных масштабах порядка 100 фс кристаллическая решетка металла сохраняет упорядоченное состояние. Не вдаваясь в детали физики взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом (подробное обсуждение которых можно найти в обзоре [4]), отметим, что разрушение пленки, сопровождающееся образованием разлетающегося плазменного облака, начнется после окончания лазерного импульса и не повлияет на характер процессов, обсуждаемых в рамках предлагаемой здесь модели.

При данных значениях интенсивности лазерного излучения его поглощение осуществляется в режиме аномального скин-эффекта [5], что обусловлено быстрым убыванием кулоновского сечения с увеличением скорости сталкивающихся частиц. При этом глубина скин-слоя определяется не только частотой, но и интенсивностью излучения, и для ее нахождения требуется решение самосогласованной задачи для электронов и поля. Тем не менее, при рассмотрении настоящей модели мы будем полагать, что  $l$ , остается неизменной на протяжении действия всего импульса и по порядку величины, как следует из [2,3], составляет  $10^{-7} - 10^{-6} \text{ см}$ .

В относительно слабом поле, когда, пренебечь действием магнитного поля волны, излучение воздействует лишь на движение электрона вдоль поверхности в направлении вектора напряженности, характер же движения электрона нормально поверхности под действием поля не меняется. Электрон, отражаясь от границ пленки (характер отражения предполагается зеркальным), колеблется в направлении нормали к поверхности с периодом  $T_{osc} = 4\delta v_y$ , где  $v_y$  – величина нормальной компоненты скорости электрона, и движется поступательно вдоль поверхности со скоростью  $v_x$ .

Если частота  $\omega_{osc}$  и фаза колебаний электрона близки к частоте и фазе поля, то электрон будет непрерывно ускоряться. В противном случае, когда условие синхронизма

$$\omega_{osc} = \omega \quad (3)$$

не выполнено, фазы ускорения и торможения электрона полем будут компенсировать друг друга и заметного приращения скорости не будет.

В основе данного механизма ускорения лежит тот же принцип, что и в линейных ускорителях Видероз [6] – в момент, когда поле меняет направление на противоположное его воздействие на электрон экранируется. В данном случае экранировка достигается не металлическими цилиндрами, а благодаря затуханию поля в глубь пленки. Другой близкой аналогией рассматриваемого здесь эффекта лазерного ускорения в тонкой пленке является циклотронный резонанс [7].

В отличие от случая линейного ускорителя описание поведения электронного газа в тонкой пленке требует учета процессов рассеяния. Столкновения электронов приводят к нарушению условий фазового синхронизма и тем самым препятствуют непрерывному набору энергии электронами в поле. Вместе с тем, частота столкновения электронов быстро затухает с ростом энергии электронов. Например, уже при скорости  $v \sim 0.15c$  частота столкновений электронов с ионами  $\nu_{e-i} = 2\pi Z n_e e^4 \Lambda / m^2 v^3 \sim 10^{-13} c^{-1}$  ( $Z$  – заряд ядра атома решетки,  $\Lambda$  – кулоновский логарифм), так что за время действия 100 фс импульса электрон с такой скоростью не претерпит ни одного столкновения. Что касается электрон-электронных столкновений, то ими также можно пренебречь, поскольку частота таких столкновений в  $Z$  раз меньше чем  $\nu_{e-i}$ . Таким образом, при предполагаемых здесь релятивистских интенсивностях поля процессами рассеяния в пленке можно пренебречь [5] и использовать для оценки эффекта ускорения релятивистские уравнения движения [8]:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ E(y(t), t) + \frac{v_y}{c} H(y(t), t) - \frac{v_x^2}{c^2} E(y(t), t) \right\}, \quad (4)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ \frac{v_x}{c} H(y(t), t) + \frac{v_x v_y}{c^2} E(y(t), t) \right\} + F(y). \quad (5)$$

Член  $F(y)$ , стоящий в правой части уравнения (5), позволяет учесть отражение электрона от внутренних поверхностей пленки. Отражение будет иметь место, если нормальная компонента скорости электрона  $v_y$  не превышает  $v_{cr} = \sqrt{2U_0/m}$  ( $U_0$  – высота потенциального барьера на границе пленка – вакуум). Если же  $v_y > v_{cr}$ , то электрон эмиттируется из пленки. В отсутствие поля  $U_0$  равна по порядку величины 10 эВ, что соответствует  $\sim 2 \cdot 10^8$  см/с для  $v_{cr}$ . Следует отметить, что при облучении высота потенциального барьера  $U_0$  может быть иной. Это может быть связано с избыточным положительным зарядом пленки, обусловленным эмиссией электронов, неизбежной при столь высоких интенсивностях поля.

При релятивистских скоростях, в общем случае, воздействие магнитного поля на движение электрона может быть сравнимо с воздействием электрического поля, даже когда  $v_y \ll c$ . Однако, учитывая, что магнитное и электрическое поля волны сдвинуты друг относительно друга на четверть периода, а также

затухание поля в глубь пленки, можно ожидать, что воздействие магнитного поля на электроны, движущиеся в фазе с электрическим полем, будет незначительно и в релятивистском случае.

Не ограничивая общности рассмотрения, положим для оценки эффекта ускорения, что

$$y(t) = \delta \sin \omega t, \quad \nu_y = \delta \omega \cos \omega t. \quad (6)$$

Усредняя (4) по периоду поля с учетом (6), приходим к уравнению

$$\frac{d\nu_x}{dt} = \frac{eE_0\delta}{m\omega l_s} \left(1 - \frac{\nu^2}{c^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\nu_x^2}{c^2}\right) f(t),$$

решение которого легко находится после разделения переменных:

$$\nu_x(t) = \frac{A(t)}{\sqrt{1 + A^2(t)}} \sqrt{c^2 - \nu_y^2}, \quad A(t) = \frac{c}{\nu_y} \operatorname{tg} \left( \frac{\nu_y eE_0\delta}{c m\omega l_s} \int_{-\infty}^t f(\tau) d\tau \right). \quad (7)$$

Отсюда окончательно получаем:  $A(\infty) \approx c\nu_y^{-1} \operatorname{tg}(eE_0\nu_y\tau_L\delta/m\omega l_s c^2)$ . Выражение (7) применимо, если приращение поперечной скорости  $\Delta\nu_y$ , обусловленное влиянием магнитного поля, мало ( $\Delta\nu_y < \nu_{cr}$ ). Ограничение на воздействие магнитного поля связано не только с тем, что увеличение поперечной скорости может привести к эмиссии ускоряемых электронов, но, главным образом, чтобы избежать нарушения условий синхронизма. Из (5) можно получить следующую оценку для приращения  $\Delta\nu_y$ :

$$\Delta\nu_y(t') = \int_{t'}^{t'+T_{osc}/4} d\nu_y \approx \frac{eE_0\delta}{m\omega l_s} f(t') \frac{\nu_x(t')}{c} \left(1 - \left(\frac{\nu_x(t')}{c}\right)^2\right)^{1/2}, \quad t' = 2\pi n/\omega, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (8)$$

Можно также показать, что приращение поперечной скорости за следующую четверть периода при соответствующей ориентации вектора  $H$  примерно равно  $-\Delta\nu_y$  и, таким образом, среднее изменение поперечной скорости за одну осцилляцию незначительно. Зависимость  $\Delta\nu_y(t)$ , вычисленная по формуле (8) с учетом (7), приведена на рис.2. Из него следует, что при значениях плотности мощности  $I = 10^{16}$  Вт·см<sup>-2</sup> и длительности импульса  $\tau_L = 500$  фс максимальное приращение поперечной скорости не превышает  $0.3\nu_y$ . При этом максимально возможная продольная скорость электрона составляет  $0.9994c$ .

Учитывая начальную фазу колебаний электронов, можно показать, что доля ускоренных электронов порядка  $\Delta\nu/2\nu_y$ . Интервал скоростей  $\Delta\nu$ , при которых возможно ускорение, оценим, полагая, что сбой фазы электрона за время действия импульса не превышает  $\pi/2$ . Поскольку частота осцилляций электрона равна  $\omega_{osc} = \pi\nu_y/2\delta$ , получим  $\Delta\nu \cdot \tau_L \leq \delta$ . Таким образом, верхняя оценка доли ускоренных электронов составляет  $\delta/2\nu_y\tau_L \approx 7 \cdot 10^{-3}$  при  $\delta \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$  см,  $\nu_y \approx 2 \cdot 10^8$  см/с и  $\tau_L \approx 500$  фс.

Итак, облучение тонкой металлической пленки мощными сверхкороткими лазерными импульсами может приводить к эффективному ускорению некоторой доли электронов в пленке до релятивистских скоростей. Практическая реализация данного метода может быть связана с определенными трудностями. Из условия синхронизма и ограничения на поперечную скорость следует, что

толщина пленки должно быть очень мала ( $\sim 30 - 40 \text{ \AA}$ ). Отражение электрона от поверхности пленки должно быть зеркальным, что предъявляет высокие требования к качеству пленки. Кроме того, такая пленка фактически прозрачна при малых интенсивностях поля, когда ионизации атомов в зоне облучения не произошло и плотность электронов относительно невысока. В условиях предлагаемой геометрии двух пучков прозрачность пленки позволяет несколько ослабить требования к контрасту лазерных импульсов. Вместе с тем, этот вопрос также не теряет своей актуальности, поскольку амплитуда предимпульса составляет  $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$  при плотности мощности  $\sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$  и контрасте  $\sim 10^{-5}$  и доля поглощаемой плотности мощности остается весьма высокой даже при ослаблении в  $I_s/\delta \sim 10$  раз.

Некоторые из описанных выше проблем могут быть сняты, если условие резонанса выполнено для более толстых пленок ( $\delta > l_s$ ). Поскольку толщина пленки выбирается таким образом, чтобы  $2\delta = \pi v_y/\omega$ , увеличение ее толщины может быть достигнуто путем уменьшения частоты излучения. Также отметим, что эффект ускорения может быть получен, если использовать пленки толщиной  $2(n+1)\delta$ , где  $n+1$  – число осцилляций поля, приходящихся на одно электронное колебание, однако в этом случае эффективность ускорения будет в  $2n$  раз ниже.

- 
1. М.В.Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, М.: Наука, 1991.
  2. E.G.Gamaliy and R.Dragila, *Phys. Rev. A* **42**, 929 (1990).
  3. W.Rozmus and V.T.Tikhonchuk, *Phys. Rev. A* **42**, 7401 (1990).
  4. Б.Лютер-Дэвис, Е.Г.Гамалий, Янжи Ванг и др., *Квантовая электроника* **19**, 317 (1992).
  5. Е.Г.Гамалий, В.Т.Тихоненко, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 413 (1986).
  6. R.Fornow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1989.
  7. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
  8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1988.