

# Прямое ускорение электронов интенсивным лазерным УКИ

А.Бахари, В.Д.Таранухин

*Установлен принципиально новый механизм лазерного ускорения заряженных частиц. При использовании интенсивных лазерных УКИ в сочетании с их жесткой фокусировкой ускорение определяется силой светового давления и продольной составляющей электрического поля, которая может иметь однонаправленный характер. Показано, что лазеры с предельными (в настоящее время) параметрами позволяют ускорять электроны до энергий  $\varepsilon \sim 1$  ГэВ, что сравнимо с энергиями, достигаемыми на «больших» ускорителях. При этом ускорение (в отличие от схем, рассматриваемых в литературе) нечувствительно к начальной фазе поля, возможно ускорение медленных электронов и решается проблема вывода ускоренного электрона из поля.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение электронов, ультракороткие лазерные импульсы, световое давление.

Лазерное ускорение заряженных частиц, которое позволяет получать высокоэнергетические частицы в лабораторных условиях, – один из ярких примеров применения современных лазеров. Недавно опубликована серия работ [1, 2], в которых численно исследуется ускорение электронов сфокусированным пучком стационарного лазерного излучения. Рассматривается влет релятивистских электронов под углом к направлению распространения лазерного пучка. При определенных углах влета  $\theta_0$  и начальных скоростях электрона  $V_0$  возможен «захват» электрона и его ускорение до энергии  $\varepsilon \sim 0.1 - 1$  ГэВ. Энергия  $\varepsilon$  чувствительна как к углу  $\theta_0$  и скорости  $V_0$ , так и к начальной фазе поля  $\varphi_0$ . Фактически процесс ускорения в этом случае является случайным, т. к. контролировать с необходимой точностью параметры  $\theta_0$ ,  $V_0$  и  $\varphi_0$  невозможно. Кроме того, существует проблема вывода ускоренного электрона из поля. В [1] для вывода электрона предложено использовать статическое магнитное поле, что усложняет эксперимент.

В настоящей работе рассматривается возможность прямого ускорения электронов лазерным УКИ (длительность  $\tau \approx 20T$ , где  $T$  – время оптического цикла) при его жесткой фокусировке: радиус лазерного пучка в перетяжке  $w_0 \sim 5 - 10\lambda$ , где  $\lambda \approx 1$  мкм – длина волны. Ускорение определяется продольной составляющей магнитной компоненты силы Лоренца на фронте и спаде импульса (силой светового давления) и продольной составляющей электрического поля, возникающей при фокусировке излучения. При этом лазерный импульс «налетает» на электрон, который может иметь произвольную скорость  $V_0$  (в том числе и нулевую) вдоль волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Схема нечувствительна к начальной фазе поля,

а вывод ускоренного электрона осуществляется автоматически после прохождения импульса. Таким образом, в предлагаемом подходе преодолевается случайный характер усиления (случайная зависимость конечной энергии электрона от его начальной скорости и начальной фазы поля), не требуется предварительного ускорения электрона до релятивистских скоростей и решается проблема с выводом ускоренного электрона из поля.

Эволюцию движения электрона будем описывать точными релятивистскими уравнениями для импульса электрона  $\mathbf{p}$ :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{M}}, \quad \vec{\mathcal{E}} = e\mathbf{E}, \quad \vec{\mathcal{M}} = \frac{e}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{p} = m\gamma\mathbf{V},$$

$$\gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad (1)$$

где использованы стандартные обозначения [3]. Сфокусированное поле задавалось в параболическом приближении [4] с точностью до 2-го порядка по малому параметру  $\xi = \lambda/(2\pi w_0)$ . В отличие от [1] такая точность достаточна, т. к. эволюция движения электрона в нашем случае происходит вблизи оси лазерного пучка:  $\Delta r \leq \lambda$ . Специальные расчеты, выполненные с учетом членов более высокого порядка по параметру  $\xi$ , показали, что погрешность нашего приближения не превышает 10%. Приведем выражение лишь для продольного электрического поля  $E_z(z|\mathbf{k}, x, y \perp \mathbf{k})$ :

$$E_z = -\frac{E_0(\eta)}{kw^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times [(x + y) \sin \varphi + (x - y) \sin(\varphi + \varphi_p)], \quad (2)$$

где  $E_0$  и  $\varphi = \varphi_0 + \eta + 2 \arctan(z/z_R) - z(x^2 + y^2)/(w^2 z_R)$  – амплитуда и фаза поля ( $E_0(\eta)$  описывает форму импульса);  $\eta = 2\pi t/T - kz$ ;  $w^2 = w_0^2[1 + (z/z_R)^2]$ ;  $z_R = kw_0^2/2$ ;  $\varphi_p$  определяет поляризацию излучения (линейную при  $\varphi_p = 0$  и круговую при  $\varphi_p = \pi/2$ ). Уравнение (1) решалось ме-

А.Бахари. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

В.Д.Таранухин. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 27 февраля 2003 г.

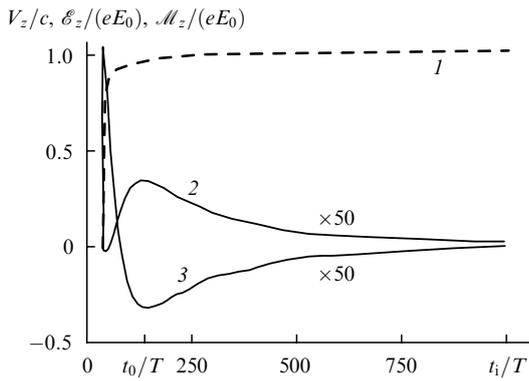


Рис.1. Зависимости продольных скорости электрона  $V_z$  (1), электрической силы  $\mathcal{E}_z$  (2) и «магнитной» силы  $\mathcal{M}_z$  (3) от времени взаимодействия  $t_i$  электрона с излучением круговой поляризации при  $I_0 = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $V_0 = 0$  и  $z_0 = -5\lambda$ .

тодом Рунге – Кутты 4-го порядка точности для электронов с различными начальными скоростями  $V_0$  и положениями  $z_0$  относительно фокуса ( $x_0 = 0$ ,  $y_0 = 0$ ) и для излучения различной поляризации с пиковой интенсивностью  $I_0$ . Форма импульса задавалась в виде  $E(t) = E_0 \times \exp[-(2t/\tau)^4]$  (в лабораторной системе координат).

На рис.1 представлены зависимости продольных электрической ( $\mathcal{E}_z$ ) и «магнитной» ( $\mathcal{M}_z$ ) сил, действующих на электрон, а также продольной скорости электрона  $V_z$  от времени его взаимодействия  $t_i$  с излучением круговой поляризации. Видно, что  $\mathcal{E}_z$  и  $\mathcal{M}_z$  меняются в противофазе. На фронте импульса сила  $\mathcal{M}_z$  ускоряет электрон (световое давление), а на спаде – тормозит (время  $t_0$  соответствует минимуму силы  $\mathcal{M}_z$ ). В плоской волне ( $E_z = 0$ ) это приводит к тому, что энергия электрона  $\epsilon$  после окончания импульса не меняется:  $\Delta\epsilon = 0$ . При наличии же фокусировки поле  $E_z$  сначала притормаживает электрон, а после пролета через фокус ускоряет его и компенсирует действие силы  $\mathcal{M}_z$ . При жесткой фокусировке и достаточно большой интенсивности излучения  $I_0$  эта компенсация может быть полной, так что вся энергия, приобретаемая электроном за счет светового давления, сохраняется (или даже увеличивается) после окончания импульса. Важно, что энергия  $\Delta\epsilon$  не зависит от начальной фазы поля и слабо зависит от начальной скорости электрона  $V_0$ .

При линейной поляризации излучения силы  $\mathcal{E}_z$  и  $\mathcal{M}_z$  осциллируют во времени, но соответствующая синхронность между ними сохраняется ( $\Delta\epsilon$  в этом случае примерно на 20% меньше). Возможность ускорения элект-

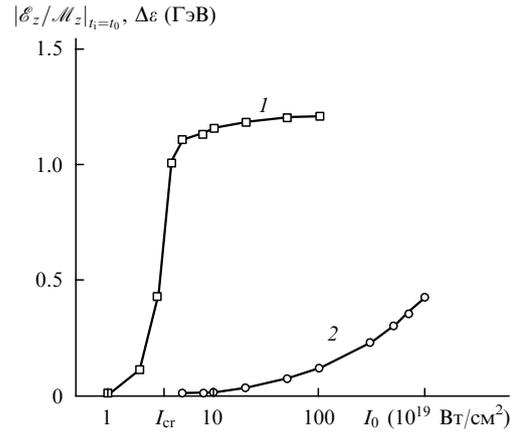


Рис.2. Зависимости отношения  $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|_{t_i=t_0}$  (1) и энергии  $\Delta\epsilon$  (2) от интенсивности  $I_0$  при  $z_0 = z_{\text{opt}}$ ,  $V_0 = 0$  (1) и  $0.9c$  (2).

ронов осциллирующим полем  $E_z$  основана на отличии фаз  $\varphi_{x,y} \sim \arctan(z/z_R)$  поперечных осцилляций электрона  $x(t_i)$ ,  $y(t_i)$  от фазы  $\varphi \sim 2 \arctan(z/z_R)$  (см. (2)) продольного поля  $E_z$ , что при определенном фазовом набеге приводит к однонаправленному воздействию поля  $E_z$  на релятивистский электрон.

Ранее такой механизм лазерного ускорения не обсуждался. Он становится существенным лишь при жесткой фокусировке УКИ излучения с большой интенсивностью  $I_0 > I_{\text{cr}}$  (рис.2). Интенсивность  $I_{\text{cr}}$  (при которой  $|\mathcal{E}_z| \approx |\mathcal{M}_z|$  на спаде импульса) с ростом скорости  $V_0$  убывает. Расчеты показали также, что существует оптимальная начальная координата электрона  $z_{\text{opt}}$  (расстояние до фокуса), при которой энергия  $\Delta\epsilon$ , приобретаемая электроном, максимальна. При увеличении скорости  $V_0$  и интенсивности  $I_0$  длина  $z_{\text{opt}}$  растет. На рис.2 показана зависимость энергии  $\Delta\epsilon$  от интенсивности излучения  $I_0$  (при круговой поляризации и  $z_0 = z_{\text{opt}}(I_0)$ ). Видно, что использование лазеров с предельными (в настоящее время) параметрами [5] позволяет достигать энергии ускорения электронов  $\epsilon \sim 1$  ГэВ.

1. Salamin Y.I., Mocken G.R., Keitel C.H. *Phys. Rev. E*, **67**, 016501 (2003); *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **5**, 101301 (2002).
2. Kong Q., Ho Y.K., Wang J.X., et al. *Phys. Rev. E*, **61**, 1981 (2000); Wang P.X., Ho Y.K., Yuan X.Q., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2253 (2001).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
4. Davis L.W. *Phys. Rev. A*, **19**, 1177 (1979).
5. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).