

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 θ_0 и начальных скоростях электрона V_0 возможен «захват» электрона и его ускорение до энергии $\varepsilon \sim 0.1 - 1$ ГэВ. Энергия ε чувствительна как к углу θ_0 и скорости V_0 , так и к начальной фазе поля φ_0 . Фактически процесс ускорения в этом случае является случайным, т. к. контролировать с необходимой точностью параметры θ_0 , V_0 и φ_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 ξ , 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); $\eta = 2\pi t/T - kz$; $w^2 = w_0^2[1 + (z/z_R)^2]$; $z_R = kw_0^2/2$; φ_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.

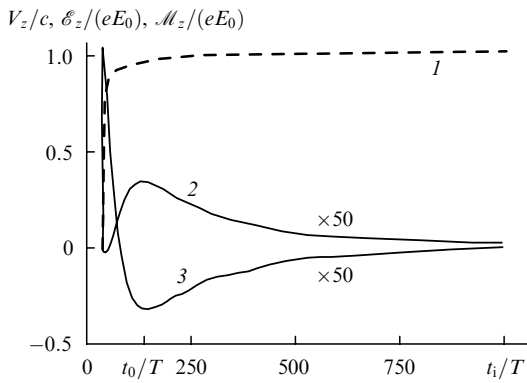


Рис.1. Зависимости продольных скорости электрона V_z (1), электрической силы \mathcal{E}_z (2) и «магнитной» силы \mathcal{M}_z (3) от времени взаимодействия t_i электрона с излучением круговой поляризации при $I_0 = 10^{20}$ Вт/см², $V_0 = 0$ и $z_0 = -5\lambda$.

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 ϵ 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-

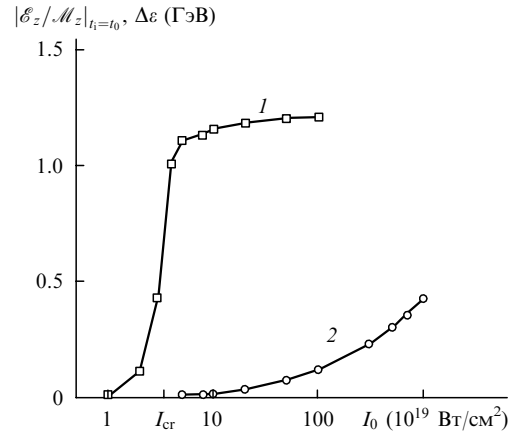


Рис.2. Зависимости отношения $|\mathcal{E}_z/\mathcal{M}_z|_{t_i=t_0}$ (1) и энергии $\Delta\epsilon$ (2) от интенсивности I_0 при $z_0 = z_{\text{opt}}$, $V_0 = 0$ (1) и $0.9c$ (2).

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_{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_{opt} (расстояние до фокуса), при которой энергия $\Delta\epsilon$, приобретаемая электроном, максимальна. При увеличении скорости V_0 и интенсивности I_0 длина z_{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).