

Циклотронный механизм ускорения электронов в субпикосекундной лазерной плазме

В. С. Беляев, О. Ф. Костенко¹⁾, В. С. Лисица⁺

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, 141070 Королев, Московская обл., Россия

⁺ Институт ядерного синтеза Российского научного центра “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 мая 2003 г.

Исследовано влияние сверхсильных магнитных полей, генерируемых в субпикосекундной лазерной плазме при релятивистских интенсивностях, на процесс ускорения быстрых электронов. Показано, что в циркулярно поляризованном лазерном поле в присутствии продольного магнитного поля возможен непрерывный набор энергии резонансными электронами. При линейной поляризации и поперечном магнитном поле набор энергии носит импульсно-периодический характер, траектория электронов соответствует их вращению по ларморовской орбите в квазистационарном магнитном поле, а энергия сильно осциллирует. В обоих случаях при интенсивности 10^{20} Вт/см² электроны могут достигать энергии свыше 100 МэВ.

PACS: 41.75.Ht, 52.38.Kd, 52.50.Jm

При взаимодействии субпикосекундных лазерных импульсов петаваттной мощности с твердотельными мишенями при интенсивности более 10^{20} Вт/см² в спектре генерируемых электронов наблюдался высокоэнергетичный компонент с энергией до ~ 100 МэВ [1, 2]. Возможность ускорения электронов до энергии, которая на порядок превосходит энергию их осцилляции в электромагнитном поле лазерной волны, подтверждается численными расчетами методом крупных частиц (PIC) [2]. При этом обсуждаются такие механизмы, как ускорение электронов в поле кильватерной волны и бетатронный резонанс электронов в квазистатическом электрическом и магнитном полях плазменного канала (см., например, обзор [3]).

В настоящей работе показана возможность ускорения электронов лазерной волной до энергий более 100 МэВ в субпикосекундной лазерной плазме в условиях, когда циклотронная частота электрона

$$\omega_c = e_0 B_s / mc \quad (1)$$

в квазистационарном магнитном поле B_s становится порядка частоты лазерного излучения ω . Масштаб требуемых магнитных полей составляет

$$B_0 = mc\omega / e_0,$$

поскольку

$$\omega_c / \omega = B_s / B_0.$$

При лазерной длине волны $\lambda = 1.05$ мкм $B_0 = 107$ МГс. Магнитные поля в диапазоне 340–460 МГс

уже наблюдались в плотной области плазмы в процессе взаимодействия лазерного импульса длительностью 0.7–1 пс с твердотельной мишенью при интенсивности $I \approx 10^{20}$ Вт/см² [4].

Анализ проводится на основе исследования уравнений движения электрона в поле лазерной волны и постоянном магнитном поле, поскольку столкновениями электронов при релятивистских энергиях можно пренебречь. Рассматриваются случаи циркулярно и линейно поляризованной волны. Направление магнитного поля соответствует различным механизмам его генерации.

1. Авторезонанс в циркулярно поляризованном лазерном поле. Генерация магнитного поля при взаимодействии субпикосекундного циркулярно поляризованного лазерного импульса релятивистской интенсивности с электронами плотной плазмы, при их плотности ниже критической, рассматривалась теоретически в работе [5]. Из нее следует, что при распространении лазерного импульса ультрарелятивистской интенсивности $I \geq 10^{20}$ Вт/см² в режиме самоканалирования, с учетом выталкивания электронов из канала, в центральной области пучка генерируется однородное магнитное поле с индукцией более 100 МГс. При правой поляризации лазерной волны направление квазистатического магнитного поля в канале совпадает с направлением ее волнового вектора.

Ковариантное уравнение движения электрона в канале имеет вид:

$$m \frac{du^\mu}{d\tau} = \frac{e}{c} F^{\mu\nu} u_\nu. \quad (2)$$

¹⁾ e-mail: olegkostenko@mtu-net.ru

Здесь u^μ – четырехмерная скорость и τ – “собственное” время ($e = -e_0$ – заряд электрона). Тензор электромагнитного поля

$$F^{\mu\nu} = B_s(e_2^\mu e_1^\nu - e_1^\mu e_2^\nu) - \frac{mc^2}{e}\xi(f_1^{\mu\nu} \cos \varphi + f_2^{\mu\nu} \sin \varphi), \quad (3)$$

где $\varphi = k^\mu x_\mu$ – фаза волны, $k^\mu = (\omega/c)n^\mu$ – волновой 4-вектор, $f_s^{\mu\nu} = k^\mu e_s^\nu - e_s^\mu k^\nu$ ($e_\alpha^\mu = (0, \mathbf{i}_\alpha)$, $n^\mu = (1, \mathbf{i}_3)$ – линейно независимые 4-векторы, \mathbf{i}_α – трехмерные орты системы координат). Тензору $F^{\mu\nu}$ соответствует постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_s = B_s \mathbf{i}_3$ и электромагнитная волна с правой круговой поляризацией

$$\mathbf{E}_l = \frac{mc\omega}{e}\xi[\mathbf{i}_1 \cos \omega(t - z/c) + \mathbf{i}_2 \sin \omega(t - z/c)],$$

$$\mathbf{B}_l = [\mathbf{i}_3 \times \mathbf{E}_l]. \quad (4)$$

Уравнение (2) приводит к интегралу движения $d\varphi/d\tau = \text{const}$, который связывает энергию электрона $E = mc^2\gamma$ и его продольный импульс p_z :

$$dp_z = dE/c. \quad (5)$$

Наличие этого интеграла позволяет решить уравнение (2) аналитически [6]. Из решения следует, что энергия электронов, начальная скорость v_0 которых удовлетворяет условию циклотронного авторезонанса

$$\gamma_0 \left(1 - \frac{v_{0z}}{c}\right) = \frac{\omega_c}{\omega}, \quad (6)$$

растет со временем t . Это выражается в параметрическом виде:

$$\gamma = \gamma_0 + k\tau^2, \quad t = \gamma_0\tau + \frac{k\tau^3}{3}. \quad (7)$$

Коэффициент k зависит от отношения ω_c/ω и интенсивности лазерного излучения I :

$$k = \frac{\omega\omega_c\xi^2}{2} = \frac{2\pi e^2}{m^2 c^3} \frac{\omega_c}{\omega} I. \quad (8)$$

Зависимость (7) аппроксимируется выражением

$$\gamma = (9kt^2)^{1/3} - \gamma_0 \quad (9)$$

при $I > 10^{19}$ Вт/см², $t > 100$ фс и начальной энергии электрона $E_0 = mc^2\gamma_0 < 5$ МэВ. Отсюда следует скейлинг $E \propto I^{1/3}$.

Зависимость $E(t)$ (7) нерелятивистского в начальный момент времени электрона показана на рис.1 при $\omega_c = \omega$ и $I = 10^{20}$ Вт/см². Для оценок будем считать, что время ускорения определяется дифракционной длиной $L_z \approx \pi r_0^2/\lambda$. При фокальном радиусе $r_0 \approx 5$ мкм и длине волны $\lambda = 1$ мкм [4] $L_z \approx 80$ мкм.

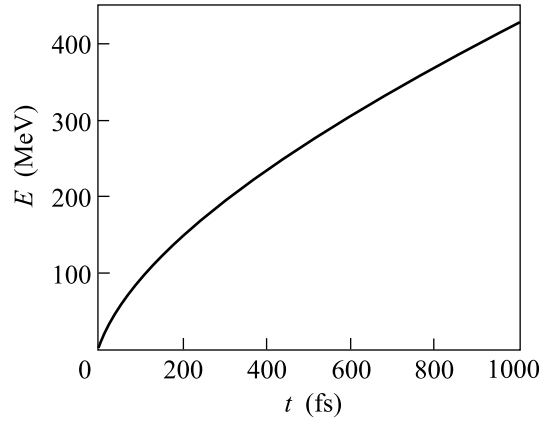


Рис.1. Энергия резонансного электрона в циркулярно поляризованной лазерной волне и продольном магнитном поле при интенсивности 10^{20} Вт/см²

В режиме самоканалирования эта величина может быть на порядок больше. Траектория электрона в релятивистском режиме определяется уравнениями:

$$\frac{dx}{d\tau} = c\xi\omega\tau \cos \omega\tau, \quad \frac{dy}{d\tau} = c\xi\omega\tau \sin \omega\tau, \quad \frac{dz}{d\tau} = \frac{c}{2}\xi^2\omega^2\tau^2. \quad (10)$$

Из формул (7) и (10) следует, что на длине L_z электрон приобретает энергию 175 МэВ в течение 260 фс. Поперечный радиус орбиты не превышает 6 мкм, что соответствует размерам фокуса.

Увеличение энергии электрона в электрическом поле лазерной волны приводит к приращению его продольного импульса (5) за счет воздействия магнитного поля волны. С учетом $p_z = Ev_z/c^2$ зависимость продольной скорости v_z от времени определяется выражением

$$v_z = c \left(1 - mc^2/E(t)\right).$$

При рассматриваемой интенсивности электрон за время, меньшее периода лазерного излучения, набирает релятивистскую энергию и движется в продольном направлении со скоростью, близкой к скорости света. Как следует из уравнений (10), электрон вылетает из области ускорения под углом

$$v = 2/\xi\omega\tau \approx 8 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$$

по отношению к оси лазерного пучка.

Представляет интерес оценить потери на синхротронное излучение ускоряемого ультрарелятивистского электрона, движущегося в сверхсильном магнитном поле. Скорость потерь энергии заряженной частицы на излучение определяется формулой [7]

$$P = -\frac{2e^2}{3c^3} \left(\frac{du}{d\tau}\right)^2.$$

Учитывая зависимость 4-скорости от τ (7) и (10), получаем

$$P = \frac{2e^2\xi^2\omega^2}{3c}(1 + \omega^2\tau^2).$$

Отсюда следует, что интегральные потери за время ускорения электрона составляют ~ 1 кэВ. Отношение теряемой и приобретаемой мощности растет со временем, но достигает достаточно малых значений:

$$\frac{P}{(dE/dt)} \approx 2 \cdot 10^{-5},$$

что оправдывает пренебрежение силой реакции излучения в уравнении движения (2).

2. Ускорение электронов линейно поляризованной лазерной волной в присутствии поперечного магнитного поля. Одним из механизмов генерации квазистатического магнитного поля при взаимодействии сверхинтенсивного субпикосекундного лазерного импульса с твердотельной мишенью может быть развитие вайбелевской неустойчивости, возникающей из-за анизотропного распределения скорости фотоэлектронов, образованных при надбарьерной ионизации атомных ионов [8]. Согласно этой работе, в плотной области плазмы магнитное поле нарастает очень быстро и за время порядка лазерного периода достигает значений $B_s \approx 70$ МГс при интенсивности 10^{19} Вт/см² линейно поляризованного лазерного излучения с длиной волны 1 мкм. При этом квазистатическое магнитное поле направлено параллельно магнитному полю лазерной волны.

В этом случае тензор электромагнитного поля имеет вид

$$F^{\mu\nu} = B_s(e_1^\mu e_3^\nu - e_3^\mu e_1^\nu) - \frac{mc^2}{e}\xi J_1^{\mu\nu} \cos\varphi.$$

Ему соответствует постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_s = B_s \mathbf{i}_2$ и линейно поляризованная электромагнитная волна:

$$\mathbf{E}_l = \frac{mc\omega}{e}\xi \mathbf{i}_1 \cos\varphi, \quad \mathbf{B}_l = \frac{mc\omega}{e}\xi \mathbf{i}_2 \cos\varphi.$$

Решение уравнения движения (2) представляется в виде комбинации линейно независимых 4-векторов

$$u^\mu = u_1 e_1^\mu + u_2 e_2^\mu + l_3 \bar{n}^\mu + l_4 \bar{n}^\mu,$$

где $\bar{n}^\mu = (1, -\mathbf{i}_3)$. В результате получается нелинейная система дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{d\tau} &= -\Omega l_3 + \Omega l_4 + 2\omega \xi l_4 \cos\varphi, \\ \frac{dl_4}{d\tau} &= -\frac{\Omega}{2} u_1, \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{2\omega}{c} l_4, \quad \frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{c}(l_3 + l_4), \quad (11) \\ 4l_3 l_4 &= c^2 + u_1^2 + u_2^2, \quad \Omega = \frac{eB_s}{mc}. \end{aligned}$$

При этом $du_2/d\tau = 0$, то есть движение электрона вдоль магнитного поля происходит с постоянной скоростью и не влияет на его движение в перпендикулярной плоскости. В предельных случаях $\Omega = 0$ и $\xi = 0$ система (11) приводит к правильному аналитическому описанию движения электрона, соответственно, в поле линейно поляризованной волны и однородном магнитном поле.

В общем случае эта система уравнений допускает только численное решение. В результате определялась энергия, приобретаемая электроном: $K(t) = mc^2(dt/d\tau - 1)$ в течение длительности лазерного импульса 1 пс. Для определенности считалось, что начальная скорость электрона равна нулю, а лазерная длина волны $\lambda = 1.05$ мкм. Решение является сильно осциллирующим (рис.2а), и его достоверность конт-

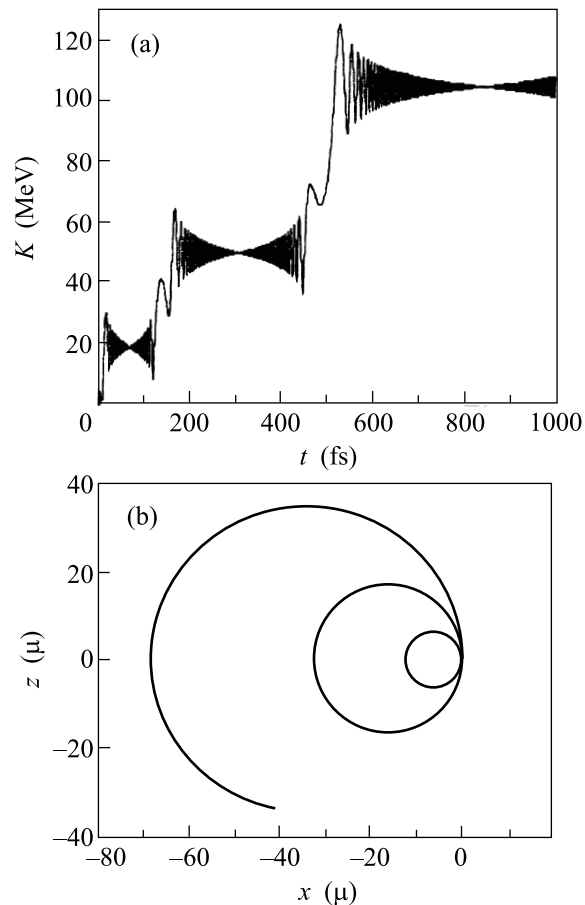


Рис.2. Кинетическая энергия (а) и траектория (б) электрона в линейно поляризованной лазерной волне и поперечном магнитном поле при интенсивности 10^{20} Вт/см² и $\Omega = \omega$

ролировалась путем сравнения решений тремя различными методами – Bulirsch-Stoer для гладких ре-

шений, Рунге-Кутта с переменным шагом и Stiff для жестких систем.

Как видно из рис.2а, электрон совершает импульсные переходы между “уровнями” с определенной средней энергией. Анализ зависимости скорости электрона от времени при релятивистских интенсивностях и различных значениях Ω показывает, что эта средняя энергия отвечает движению электрона в постоянном магнитном поле B_s по круговой орбите с релятивистской ларморовской частотой $|\Omega|/\gamma$ и скоростью, близкой к c . Осцилляции энергии достигают минимума, когда скорость электрона направлена против волнового вектора, поскольку в этом случае фаза электромагнитной волны на траектории электрона изменяется наиболее быстро. Когда скорость электрона сонаправлена волновому вектору, фаза изменяется относительно медленно. Если при этом электрон попадает в ускоряющую фазу, когда проекция его скорости в продольном и поперечном направлениях сонаправлены соответствующим проекциям электромагнитной силы, то он приобретает порцию энергии и переходит на новую круговую орбиту с большим радиусом (рис.2б). В общем случае электрон в течение короткого по сравнению с ларморовским периодом промежутка времени может приобрести либо потерять значительную энергию порядка нескольких десятков МэВ. В течение времени квазистационарности фазы электрон может приобрести и потерять близкие порции энергии, тогда его энергия изменяется не столь значительно.

Интересно отметить, что траектория электрона определяется постоянным магнитным полем, хотя его величина на порядок меньше напряженности электрического поля лазерной волны. Согласно работе [9], это связано с выполнением условия $B_s \gamma^2 \gg E_l$ при релятивистских энергиях электрона. Анализ механизма ускорения электрона в поперечном магнитном поле по теории возмущений при нерелятивистских интенсивностях содержится в работах [9] и [10]. По классификации последней из них, импульсные изменения энергии электронов соответствуют рассеянию на резонансе.

Указанный механизм обеспечивает ускорение электронов при значительном отклонении Ω от ω . Так, при $\Omega = 0.05\omega$ и интенсивности $I = 10^{20}$ Вт/см² электрон достигает энергии 170 МэВ в течение 350 фс. При этом поперечный размер области ускорения составляет 8 мкм, а продольный – 100 мкм. При $\Omega = \omega$, если в начальный момент времени магнитное поле волны сонаправлено постоянному

магнитному полю, электрон достигает энергии ~ 105 МэВ в течение ~ 530 фс (рис.2а). Для этого необходимо, чтобы диаметр фокуса превышал диаметр предыдущей орбиты – 33 мкм. Осцилляции энергии электронов, а также зависимость их динамики от начальных условий приводят к непрерывному спектру энергии, с которой электроны покидают фокальную область.

Таким образом, сверхсильные магнитные поля, генерируемые в плотной лазерной плазме при релятивистских интенсивностях, оказывают определяющее влияние на траекторию и процесс ускорения электронов. В циркулярно поляризованном лазерном поле в присутствии продольного магнитного поля возможен непрерывный набор энергии резонансными электронами. При интенсивности 10^{20} Вт/см², если считать, что резонансные электроны равномерно занимают фокальную область, более 50% от их числа приобретают энергию свыше 100 МэВ и направлены вперед под углом менее 0.1 рад. При линейной поляризации и поперечном магнитном поле набор энергии носит импульсно-периодический характер. Траектория электронов в среднем соответствует их вращению по ларморовской орбите в квазистационарном магнитном поле, а энергия сильно осциллирует. При указанной интенсивности верхняя граница спектра электронов может также превышать 100 МэВ.

Авторы выражают благодарность В. П. Крайнову за обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект # 2155).

1. T. E. Cowan, M. D. Perry, M. H. Key et al., *Laser Part. Beams* **17**, 773 (1999).
2. T. E. Cowan, A. W. Hunt, T. W. Phillips et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 903 (2000).
3. A. Pukhov, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 47 (2003).
4. M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts et al., *Phys. Plasmas* **9**, 2244 (2002).
5. V. I. Berezhiani, S. M. Mahajan, and N. L. Shatashvili, *Phys. Rev.* **E55**, 995 (1997).
6. Ю. Г. Павленко, *Лекции по теоретической механике*, М.: МГУ, 1991, с. 322.
7. Я. П. Терлецкий, Ю. П. Рыбаков, *Электродинамика*, 2-е изд., М.: Высшая школа, 1990, с. 275.
8. В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **123**, 1 (2003).
9. М. В. Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, М.: Наука, 1991, с. 111.
10. А. П. Итин, *Физика плазмы* **28**, 639 (2002).