

Захват, сжатие и ускорение электронного пучка лазерной кильватерной волной

А. Г. Хачатрян

Ереванский физический институт АН Армении, 375036 Ереван, Армения

Поступила в редакцию 13 июня 2001 г.

После переработки 27 августа 2001 г.

Предложена и рассмотрена схема лазерного кильватерного ускорения в плазме, когда относительно неплотный пучок нерелятивистских или слаборелятивистских электронов находится первоначально перед интенсивным лазерным импульсом. Показано, что электронный пучок захватывается в области первого ускоряющего максимума в кильватере, существенно сжимается и ускоряется до ультрарелятивистских энергий.

PACS: 41.75.Jv, 52.35.Mw, 52.75.Di

1. Плазменные кильватерные волны (КВ), возбуждаемые интенсивными лазерными импульсами или релятивистскими электронными сгустками, могут обеспечить необычно сильные ускоряющие и фокусирующие поля. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что темп ускорения в КВ может достигать десятков ГэВ/м, что на три порядка больше темпов, достигнутых в традиционных ускорителях (см. обзорную работу [1] и цитируемую там литературу). В настоящее время плазменные методы ускорения интенсивно развиваются.

Одной из главных проблем в лазерном кильватерном ускорении (Laser Wakefield Acceleration, LWFA) остается проблема инжекции ускоряемого сгустка в ускоряющую фазу КВ (см., например, [2] и ссылки там). Предложенные ранее способы инжекции ориентированы на получение короткого (с длиной, много меньше плазменной длины волны λ_p), достаточно плотного сгустка релятивистских электронов и инжекцию сгустка в ускоряющую фазу с фемтосекундной синхронизацией [2–4]. Как получение такого сгустка, так и фемтосекундная синхронизация являются трудной технической проблемой.

Дифракционное уширение интенсивных лазерных импульсов ограничивает длину взаимодействия с плазмой величиной порядка рэлеевской длины $Z_R = \pi r_0 / \lambda_L$ (здесь r_0 – радиус фокального пятна, а λ_L – длина волны лазера), которая обычно равна нескольким миллиметрам. Для предотвращения или подавления дифракционного расплывания лазерного импульса используется плазменный канал с минимумом плотности на оси [1, 5]. Амплитуда ускоряющего поля, возбуждаемого в плазменном канале, падает в кильватере с ростом расстояния от лазерного импульса [6]. Кроме того, радиальное изменение плаз-

менной длины волны $\lambda_p \sim [n_p(r)]^{-1/2}$ (где $n_p(r)$ – плотность электронов плазмы) в канале ведет к искривлению фазового фронта КВ и осцилляциям поля в поперечном направлении, что крайне нежелательно с точки зрения ускорения заряженных сгустков. Эти эффекты усиливаются с ростом расстояния от лазерного импульса [6]. В случае нелинейных КВ упомянутые явления усиливаются также вследствие нелинейного роста длины волны с амплитудой, которая максимальна на оси [7]. Таким образом, наиболее предпочтительным для ускорения заряженных частиц является первый ускоряющий максимум за лазерным импульсом. Исходя из этого, а также из упомянутых выше проблем инжекции, мы предлагаем и рассматриваем в данной работе схему лазерного кильватерного ускорения, когда нерелятивистский или слаборелятивистский электронный пучок, первоначально находясь перед интенсивным лазерным импульсом, захватывается, сжимается и ускоряется в области первого ускоряющего максимума в кильватере. Длина электронного пучка может быть много больше, а плотность – намного меньше, чем это требуется в других методах инжекции. Предлагаемая нами схема лазерного кильватерного ускорения обладает следующими преимуществами: а) отсутствие необходимости инжекции относительно плотного короткого (порядка нескольких микрометров) релятивистского электронного сгустка в КВ, б) нет необходимости в фемтосекундной синхронизации инжектируемого сгустка с кильватерной волной, в) эффективное сжатие и г) энергетическое разделение начального электронного пучка.

2. В данной работе ограничимся одномерной теорией для случая однородной плазмы, то есть пренебрежем поперечным изменением амплитуды лазер-

ного импульса и плотности плазмы в канале. Одномерные нелинейные КВ, возбуждаемые линейно-поляризованным лазерным импульсом, описываются уравнением (см., например, [1])

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} + \beta_g \gamma_g^2 \left\{ 1 - \beta_g \frac{\Phi / (1 + a^2/2)^{1/2}}{[\Phi^2 / (1 + a^2/2) - \gamma_g^{-2}]^{1/2}} \right\} = 0, \quad (1)$$

где $\Phi = 1 + e\psi/m_e c^2$ – безразмерный потенциал, $a = eE_0/m_e c\omega_L$, E_0 – амплитуда электрического поля в лазерном импульсе, ω_L – частота лазера, $\xi = k_p(z - v_g t)$, $k_p = \omega_p/v_g$, $\omega_p = (4\pi n_p e^2/m_e)^{1/2}$ – плазменная частота, v_g – групповая скорость импульса, которая равна фазовой скорости КВ, $\beta_g = v_g/c$, $\gamma_g = [1 - (\beta_g/c)^2]^{-1/2}$ – релятивистский фактор, который в случае $\gamma_g \gg 1$ примерно равен ω_L/ω_p . Электрическое поле КВ, нормированное на нерелятивистское поле опрокидывания $E_{WB} = m_e v_g \omega_p / e$, можно найти из уравнения $E_z = -(1/\beta_g)^2 d\Phi/d\xi$. Уравнение движения тестового электрона в поле лазерного импульса и в поле возбуждаемой им КВ запишем в виде

$$\frac{dp}{d\tau} = -\frac{1}{4\beta_g \gamma} \frac{da^2}{d\xi} - \beta_g E_z, \quad (2)$$

где первый член справа представляет собой релятивистскую поперечную силу, усредненную по быстрым лазерным осцилляциям, $\beta = v/c$ и $p = P/m_e c$ – безразмерные скорость и импульс электрона, $\gamma = (1 + p^2 + a^2/2)^{1/2} = [(1 + a^2/2)/(1 - \beta^2)]^{1/2}$ – релятивистский фактор электрона, $\tau = \omega_p t$. Умножив уравнение (2) на β , после несложных преобразований получим интеграл движения (см. также [8, 9])

$$\gamma - \beta_g p - \Phi = \text{const}. \quad (3)$$

Рассмотрим электрон, находящийся первоначально перед импульсом, в некоторой точке ξ_0 , где $\Phi = 1$ и $a = 0$. Если скорость электрона меньше v_g , то он со временем попадет в поля лазерного импульса и КВ, и может быть захвачен. В точке захвата (или, что то же самое, в точке отражения) скорость электрона становится равной v_g , и из (3) имеем

$$S \equiv (1 + a_r^2/2)^{1/2} / \gamma_g - (\Phi_r - 1) = (1 + p^2)^{1/2} - \beta_g p. \quad (4)$$

В (4) a_r и Φ_r – значения амплитуды лазерного импульса и потенциала в точке отражения ξ_r , p – импульс тестового электрона перед импульсом в точке ξ_0 . Из (4) находим

$$p_{1,2} = \gamma_g [\beta_g \gamma_g S \pm (\gamma_g^2 S^2 - 1)^{1/2}]. \quad (5)$$

Знак минус в (5) соответствует начальному импульсу электрона p_0 (в точке ξ_0), захваченного в точке ξ_r , знак плюс соответствует конечному импульсу

электрона, находившегося первоначально в точке ξ_r . Уравнение движения (2) перепишем в виде

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + \frac{(1 - \beta_g \beta)}{4\beta_g^2 \gamma^2} \frac{da^2}{d\xi} + \frac{(1 - \beta^2)}{\gamma} E_z = 0, \quad (6)$$

где ξ – координата тестового электрона в сопутствующей импульсу системе координат. Безразмерную скорость электрона найдем из уравнения $\beta = \beta_g (1 + d\xi/d\tau)$.

3. Уравнения (1) и (6) решались численно для случая гауссовского профиля лазерного импульса:

$$a = a_0 \exp(-\xi^2/\sigma^2). \quad (7)$$

Значение σ было выбрано равным двум, $\gamma_g = 10$. На рис.1 представлен лазерный импульс с $a_0 = 2$ и возбужденная им нелинейная кильватерная волна.

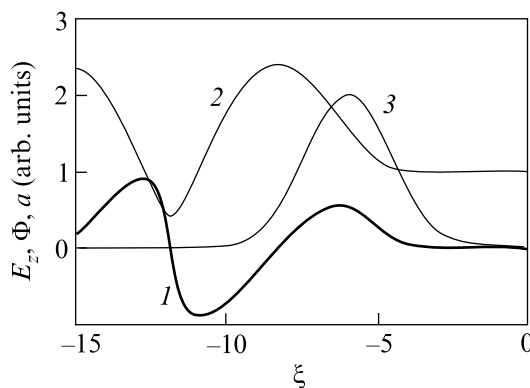


Рис.1. Одномерная кильватерная волна, возбуждаемая лазерным импульсом с пиковой безразмерной амплитудой $a_0 = 2$. Здесь, и во всех последующих рисунках $\sigma = 2$, $\gamma_g = 10$. Кривая 1 – электрическое поле $E_z(\xi)$ и 2 – потенциал $\Phi(\xi)$ кильватерного поля, 3 – амплитуда лазерного импульса $a(\xi)$

Рис.2 показывает зависимость начального импульса электрона p_0 от точки захвата вблизи первого ускоряющего максимума в КВ. Минимальное значение импульса p_{\min} соответствует точке захвата, где потенциал достигает минимума и $E_z = 0$. Кривые 1 и 2 на рис.2 достигают минимума в разных точках, что является следствием нелинейного роста длины КВ с увеличением амплитуды (зависимость длины волны от амплитуды можно найти в [10]). Зависимость p_{\min} и амплитуды КВ от a_0 показана на рис.3. Как видно, лазерный импульс с $a_0 \sim 1$ (что соответствует пику интенсивности в импульсе $I_{\max} \sim 10^{18}$ Вт/см² при длине волны лазера $\lambda_L = 1$ мкм и $I_{\max} \sim 10^{16}$ Вт/см² – при $\lambda_L = 10$ мкм) обеспечивает захват первоначально нерелятивистских и слабoreлятивистских электронов в КВ. Например, для

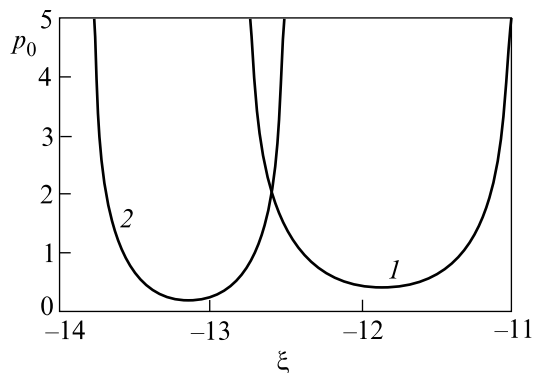


Рис.2. Зависимость начального импульса электрона p_0 от точки захвата вблизи первого ускоряющего максимума. Кривая 1 – $a_0 = 2$, 2 – $a_0 = 3$

КВ, представленной на рис.1, $p_{\min} \approx 0.4$. Таким образом, частицы с $p < p_{\min}$ не захватываются волной и могут быть обнаружены за КВ. Это обстоятельство может быть использовано для экспериментального определения амплитуды КВ благодаря зависимости $p_{\min}(E_{z,\max})$ (см. рис.3). Численные результаты

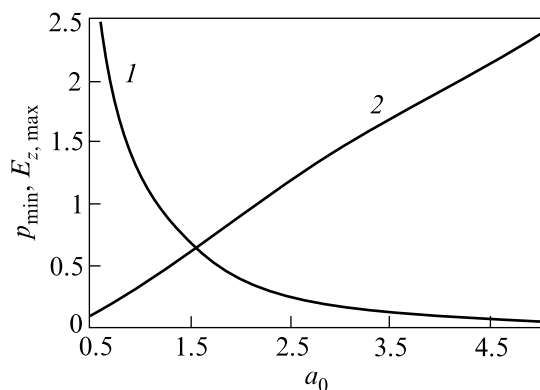


Рис.3. Минимальный импульс электронов, захватываемых в кильватерной волне p_{\min} (кривая 1) и амплитуда электрического поля кильватерной волны $E_{z,\max}$ (кривая 2) в зависимости от пиковой амплитуды лазерного импульса a_0

показали, что электроны с $v_0 < v_g$ не могут быть захвачены в области, занятой лазерным импульсом, из-за тормозящего кильватерного поля. Лишь электроны с начальной скоростью $v_0 \approx v_g$ могут захватиться головной частью импульса, где $E_z \approx 0$. На рис.4 показано поведение электронов протяженного моноэнергетического ($p_0 = 0.5$) пучка электронов в кильватерном поле, представленном на рис.1. Начальная длина сгустка $L_0 = 5$, что примерно соответствует длине линейной плазменной волны λ_p . При $\tau = 50$ $L \approx 0.027$ и $L \approx 0.04$ при $\tau = 100$, что намного меньше как λ_p , так и λ_L (напомним, что в на-

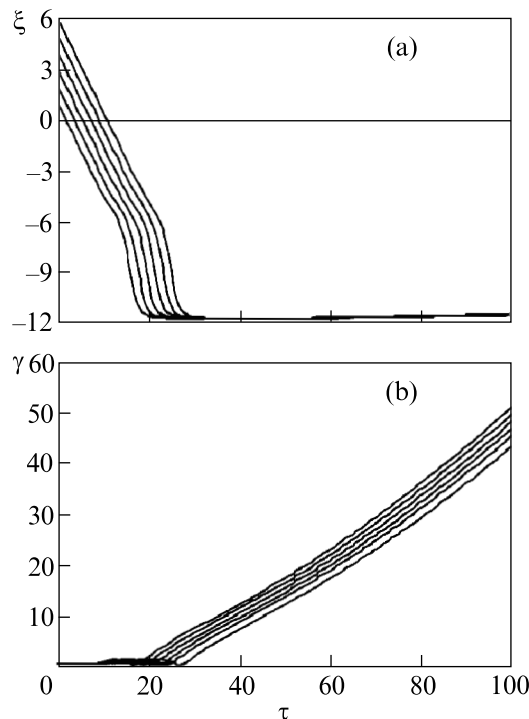


Рис.4. Захват и ускорение первоначально моноэнергетического электронного пучка в кильватерной волне, представленной на рис.1. Импульс электрона $p_0 = 0.5$, $\xi_0 = 1, 2, 3, 4, 5$ и 6 . Изменение координаты (а) и релятивистского фактора (б) со временем

шем случае $\gamma_g = 10 \approx \lambda_p/\lambda_L$). Хотя разброс энергий ускоряемых электронов $\Delta\gamma$ слегка растет с τ , однако относительный энергетический разброс $\varepsilon = \Delta\gamma/\gamma$ падает; при $\tau = 50$ $\varepsilon \approx 0.26$ и $\varepsilon \approx 0.14$ при $\tau = 100$. Таким образом, мы имеем существенное (примерно на два порядка) сжатие и сильное ускорение (с темпом, примерно равным 2 МэВ на длине λ_p) первоначально нерелятивистского ($\gamma_0 \approx 1.12$) пучка электронов. Разброс по энергии в захваченном сгустке зависит как от начального энергетического разброса, так и от начальной длины электронного пучка: частицы хвостовой части пучка захватываются раньше и поэтому при данном τ имеют большую энергию. При $\tau \ll \tau_a$ (где τ_a – время ускорения, то есть время, за которое захваченные электроны выходят из ускоряющей фазы волны) для энергетического разброса первоначально моноэнергетического пучка можем записать $\Delta\gamma \sim E_z \Delta\tau \approx E_z L_0 v_g / v_0$ (здесь $\Delta\tau$ – длительность пучка) и $\varepsilon \sim L_0 v_g / v_0 (\tau - \tau_{tr})$ (τ_{tr} – время, в течение которого электроны захватываются волной), что подтверждается численными результатами. Для плотности захваченного сгустка имеем: $n_b(\tau) \approx n_{b0} L_0 / L(\tau)$, где n_{b0} – начальная плот-

ность электронного пучка. Рис.5 показывает поведение электронов пучка с начальным разбросом импульсов в интервале $0.6 \leq p_0 \leq 1.2$ в КВ, представленной на рис.1. Длина захваченного сгустка примерно в 27 раз меньше λ_p , что на порядок больше по сравнению со случаем моноэнергетического пучка, представленном на рис.4. Относительный энергетический разброс в ускоренном пучке, при $\tau = 100$, составляет величину менее 0.1, что на порядок меньше по сравнению с разбросом в исходном электронном пучке.

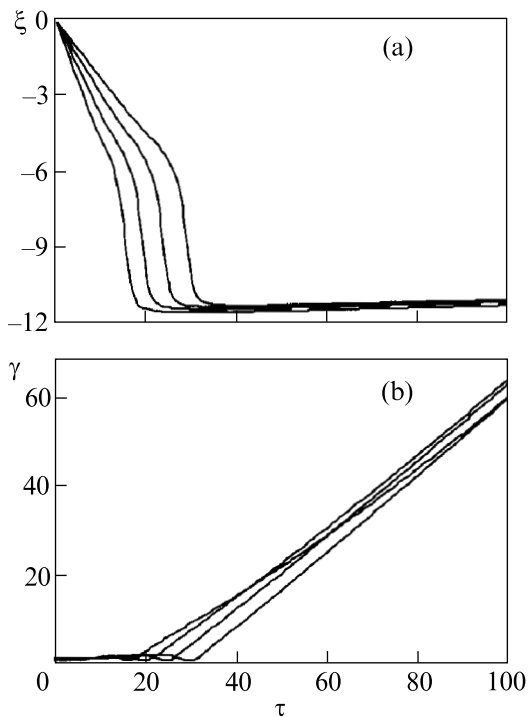


Рис.5. Поведение электронов с $\xi_0 = 0$ и начальными импульсами $p_0 = 0.6, 0.8, 1$ и 1.2 в кильватерном поле, представленном на рис.1. Электроны с меньшим начальным импульсом захватываются раньше; (а) – координата и (б) – релятивистский фактор электронов

Захваченный сгусток сам возбуждает КВ. Поскольку мы имеем дело с коротким сгустком ($L \ll \lambda_p$), то для нормированной на E_{WB} амплитуды КВ, возбуждаемой сгустком, имеем [11]: $E_{b,max} = k_p(N_b/n_p)$, где N_b – число электронов сгустка на единицу площади. Отметим, что приведенное выражение справедливо как для линейных, так и для нелинейных волн [11]. Поскольку $N_b \sim n_{b0}L_0/k_p$, то $E_{b,max} \sim L_0(n_{b0}/n_p)$. При возбуждении КВ интенсивным лазерным импульсом плотность плазмы составляет $\sim 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такая плотность плазмы обусловлена длиной интенсивных лазерных импуль-

сов, которая, в свою очередь, должна быть примерно равна $\lambda_p/2$. В нашем случае, во избежание сильного энергетического разброса в ускоренном сгустке, L_0 не должно быть слишком большим – меньше или ~ 10 . Тогда, для $n_{b0} < 10^{14} \text{ см}^{-3}$, кильватерным полем сгустка можно пренебречь по сравнению с лазерной КВ.

Полученный короткий, релятивистский и плотный сгусток электронов может быть использован для дальнейшего ускорения в многоступенчатом ускорителе на лазерной КВ [12]. Отметим также, что предложенная схема захвата и ускорения электронов в лазерной КВ позволяет провести энергетическое разделение частиц начального пучка, поскольку как медленные ($p_0 < p_{min}$), так и быстрые ($p_0 \geq \beta_g \gamma_g$) электроны не могут быть захвачены.

4. Таким образом, приведенные результаты показывают возможность эффективного сжатия и ускорения первоначально нерелятивистского или слабо-релятивистского электронного пучка при его взаимодействии с лазерной КВ. Приведенная схема снимает жесткие требования на инжектируемый в волну сгусток, предъявляемые другими методами инъекции. Использование в нашей схеме первоначально нерелятивистского электронного пучка ($\gamma_0 \sim 1-1.5$) позволяет сжать пучок за намного более короткое время и эффективнее (на порядок), чем это имеет место для короткого ($L_0 \ll \lambda_p$) релятивистского ($\gamma_0 = 100$) сгустка, сжимаемого в КВ благодаря продольному градиенту ускоряющего поля [13].

Мы рассмотрели одномерный случай. Учет конечного поперечного размера лазерного импульса ведет к необходимости учета поперечной силы, действующей на электроны, движущиеся не вдоль оси импульса. Численные результаты для нелинейных кильватерных полей, возбуждаемых цилиндрически-симметричными импульсами, показали, что радиальная сила является фокусирующей на всем протяжении от головы импульса до первого ускоряющего максимума в кильватере [7]. Предварительные результаты, полученные нами в случае трехмерной КВ, возбуждаемой в плазменном канале, показали, что захватываемый сгусток эффективно сжимается как в продольном, так и поперечном направлениях; эти результаты будут представлены в другой работе.

Автор благодарит В. Hafizi, R. Hubbard и P. Sprangle (Naval Research Laboratory, Washington, DC) за полезные обсуждения.

1. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. 24, 252 (1996).

2. C. I. Moore, A. Ting, S. J. McNaught et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1688 (1999).
3. D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).
4. E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
5. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1879 (1997).
6. N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov et al., *Phys. Plasmas* **4**, 1145 (1997).
7. A. G. Khachatryan, *Phys. Rev.* **E60**, 6210 (1999).
8. C. Du and Z. Xu, *Phys. Plasmas* **7**, 1582 (2000).
9. A. J. W. Reitsma, V. V. Goloviznin, L. P. J. Kamp, and T. J. Schep, *Phys. Rev.* **E63**, 046502 (2001).
10. A. G. Khachatryan, *Phys. Plasmas* **4**, 4136 (1997).
11. R. D. Ruth, A. W. Chao, P. L. Morton, and P. B. Wilson, *Part. Accelerat.* **17**, 171 (1985).
12. S. Cheshkov, T. Tajima, W. Horton, and K. Yokoya, *Phys. Rev. ST-AB* **3**, 071301 (2000).
13. N. E. Andreev, S. V. Kuznetsov, and I. V. Pogorelsky, *Phys. Rev. ST-AB* **3**, 021301 (2000).