

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ЛЕНГМЮРОВСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ, ВОЗБУЖДАЕМЫМИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2007 г. В. А. Балакирев, И. В. Гавриленко, В. И. Карась, А. П. Толстолужский  
 ННЦ “Харьковский физико-технический институт” НАН Украины

Поступила в редакцию 20.09.2005 г.

Окончательный вариант получен 22.06.2006 г.

Представлены результаты теоретических исследований процесса ускорения пробных электронов ленгмюровской волной, возбуждаемой коротким лазерным импульсом, частота которого равна половине электронной плазменной частоте. Такой импульс проникает в плазму на глубину скин-слоя, эффективно возбуждает ленгмюровские колебания (так как вторая гармоника лазерного излучения находится в резонансе с ними), которые и ускоряют электроны. Показано, что наблюдается модуляция потока ускоренных электронов, причем начальный тепловой разброс ускоряемых частиц приводит к уширению сгустков, их перекрытию и на больших расстояниях к демодуляции сформированного пучка ускоренных электронов.

PACS: 52.75.Di

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы уделяется много внимания изучению лазерных методов ускорения заряженных частиц в плотной плазме (современное состояние этой проблемы можно увидеть из статей [1–8] и цитированной в них литературы). В целом ряде экспериментов [9, 10] при высоких значениях ускоряющих полей (порядка 1 ГВ/см), возбуждаемых в плазме с закритической плотностью коротким лазерным импульсом, наблюдались ускоренные электроны с относительно низкими энергиями (порядка 100 МэВ). Целью настоящей работы является попытка объяснения малых длин эффективного ускорения электронов  $l_{acc}$  в условиях, когда на масштабах, существенно превышающих  $l_{acc}$ , плазма однородна и ленгмюровская волна эффективно возбуждается лазерным импульсом и не опрокидывается. При этом имеются условия эффективного возбуждения второй гармоники лазерного излучения при значениях параметра  $a_0 \geq 1$  ( $m$ ,  $e$  – масса и заряд электрона,  $a_0 = eA_0/(mc\omega)$ , а  $A_0$ ,  $\omega$  – максимальное значение электрического поля и несущая частота лазерного импульса), как это следует из полного численного моделирования (см. [11]). В [12] было показано, что в одномерной полуограниченной плазме происходит возбуждение коротким лазерным импульсом пакета ленгмюровских волн, распространяющегося вглубь плазмы со скоростью, близкой к тепловой скорости электронов плазмы.

Данная работа посвящена изучению ускорения электронов в полуограниченной плазме с закритической

плотностью пакетом ленгмюровских волн, возбуждаемым коротким лазерным импульсом. Для исследования процесса ускорения были выбраны “пробные” частицы, обратное влияние которых на лазерный импульс и пакет ленгмюровских волн не учитывалось, т.е. рассмотрение выполнено в приближении заданного поля. При этом мы естественно получаем оценку сверху на энергию ускоренных частиц. Исследовано влияние формы короткого лазерного импульса и теплового разброса “пробных” частиц на динамику их ускорения.

### 2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Пусть из вакуума на полубесконечную однородную плазму с температурой электронов  $T_e$  нормально к её границе падает лазерный импульс. Несущая частота  $\omega$  лазерного импульса в два раза ниже электронной плазменной частоты  $\omega_p$ . Такой импульс проникает в плазму на глубину  $\lambda = 2c/\sqrt{3}\omega_p$ . Вторая гармоника лазерного импульса, возбуждаемая из-за нелинейности плазмы, будет иметь плазменную частоту и, следовательно, в скин-слое будет происходить резонансное возбуждение ленгмюровской волны, которая будет распространяться вглубь плазмы.

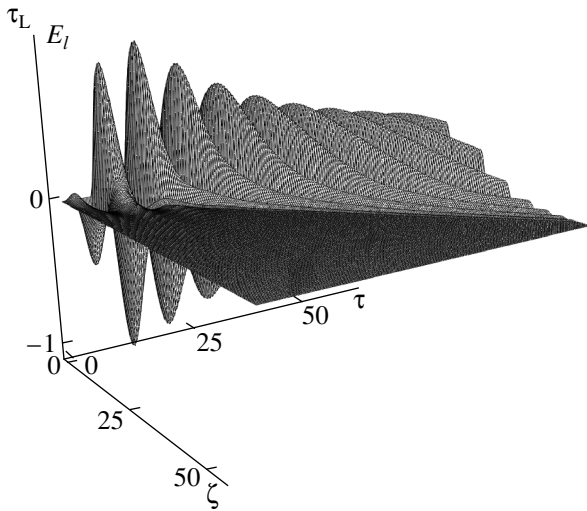


Рис. 1. Пространственно-временное распределение ленгмюровской волны, возбуждаемой коротким лазерным импульсом ( $\tau_L = 12$ ,  $\alpha = 0.433$ ).

В случае следующего профиля интенсивности лазерного импульса

$$F(\tau/\tau_L) = \begin{cases} \sin(\pi\tau/\tau_L), & 0 \leq \tau \leq \tau_L, \\ 0, & \tau \leq 0, \quad \tau \geq \tau_L, \end{cases} \quad (1)$$

выражение для продольного электрического поля ленгмюровской волны, распространяющейся в плазме, имеет вид [12]:

для  $0 \leq \tau \leq \tau_L$

$$\Psi(\tau, \zeta) = -\frac{1}{2} \int_0^\tau d\tau_0 \int_{-\infty}^\zeta d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \times \\ \times \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta - \zeta_0)} + \quad (2')$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^\tau d\tau_0 \int_\zeta^\infty d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \times \\ \times \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta_0 - \zeta)},$$

для  $\tau \geq \tau_L$

$$\Psi = -\frac{1}{2} \int_{\tau - \tau_L}^\tau d\tau_0 \int_{-\infty}^\zeta d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \times \\ \times \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta - \zeta_0)} + \quad (2'')$$

$$+ \frac{1}{2} \int_{\tau - \tau_L}^\tau d\tau_0 \int_\zeta^\infty d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \times \\ \times \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta_0 - \zeta)}.$$

Здесь  $\Psi = E/E_*$  – безразмерное продольное элект-

рическое поле,  $E_* = \sqrt{3} E_m a_0^2 / 2$ ,  $E_m = \frac{mc\omega_p}{e}$ ,  $\tau =$

$\omega_p t$ ,  $\zeta = z\omega_p/v_T$  – безразмерные время и продольная координата,  $v_T$  – тепловая скорость электронов,  $\alpha = \sqrt{3} v_T / (2c)$ ,  $\tau_L = \omega_p t_L$ ,  $t_L$  – длительность лазерного импульса,  $\theta(x)$  – единичная функция Хевисайда,  $J_0(x)$  – функция Бесселя.

Процесс возбуждения и распространения ленгмюровской волны в плазме, описываемый соотношением (2), был исследован численно, как и в [12] для следующих безразмерных параметров:  $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0.433$  и  $\alpha_2 = 0.1083$ , но для иной формы импульса интенсивности лазера. Для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.07$  мкм указанным безразмерным параметрам соответствуют следующие значения физических величин, характеризующих плазму: плотность плазмы  $n_p = 4.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , плазменная частота  $\omega_p = 3.77 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , температура электронов  $T_{e1} = 32 \text{ кэВ}$  и  $T_{e2} = 2 \text{ кэВ}$ . Заметим, что выбранные для численных расчетов значения температуры не являются принципиальными с физической точки зрения для нашего рассмотрения. Они позволяют лишь сократить время численного моделирования изучаемого процесса, не влияя на качественную картину особенностей ускорения электронов.

На рис. 1 представлено пространственно-временное распределение ленгмюровской волны, возбужденной коротким лазерным импульсом, для безразмерных параметров  $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0.433$  и формы импульса интенсивности лазерного излучения (1). В [12] исследована ситуация для резкого переднего фронта лазерного импульса и представлены рисунки, иллюстрирующие процесс распространения ленгмюровской волны в плазме для функции  $F(\tau/\tau_L)$ , описывающей форму импульса интенсивности лазерного импульса вида

$$F(\tau/\tau_L) = \begin{cases} \cos(\pi\tau/2\tau_L), & 0 \leq \tau \leq \tau_L \\ 0, & \tau \leq 0, \quad \tau \geq \tau_L. \end{cases} \quad (3)$$

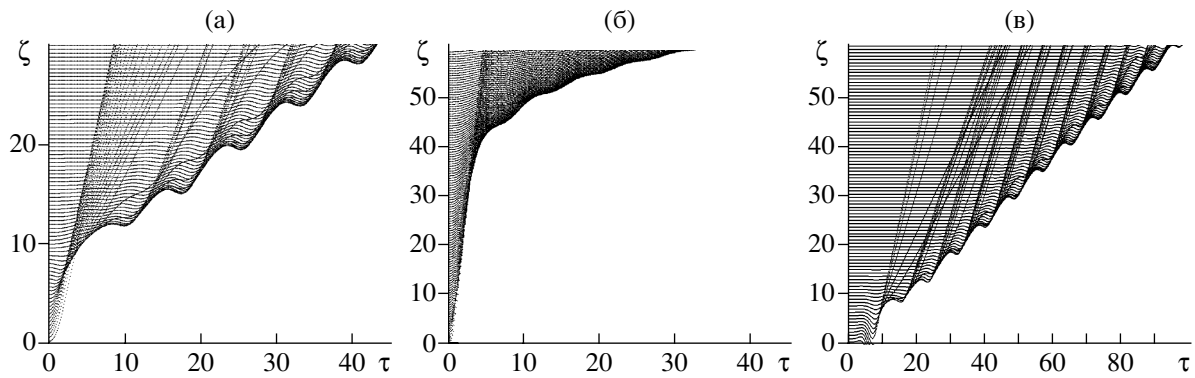


Рис. 2. Траектории пробных электронов, ускоренных ленгмюровской волной, возбужденной коротким лазерным импульсом.

Как для резкого переднего фронта импульса (3), так и для плавного (см. (1)) пространственная структура ленгмюровского возмущения в плазме имеет вид осцилляций. Его фронт распространяется с тепловой скоростью электронов плазмы. Дисперсионное расплывание ленгмюровского возмущения приводит к уменьшению его максимальной амплитуды. В каждой точке пространства по мере прихода ленгмюровского волнового возмущения электрическое поле осциллирует с плазменной частотой.

### 3. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ЛЕНГМЮРОВСКИМ ВОЛНОВЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ

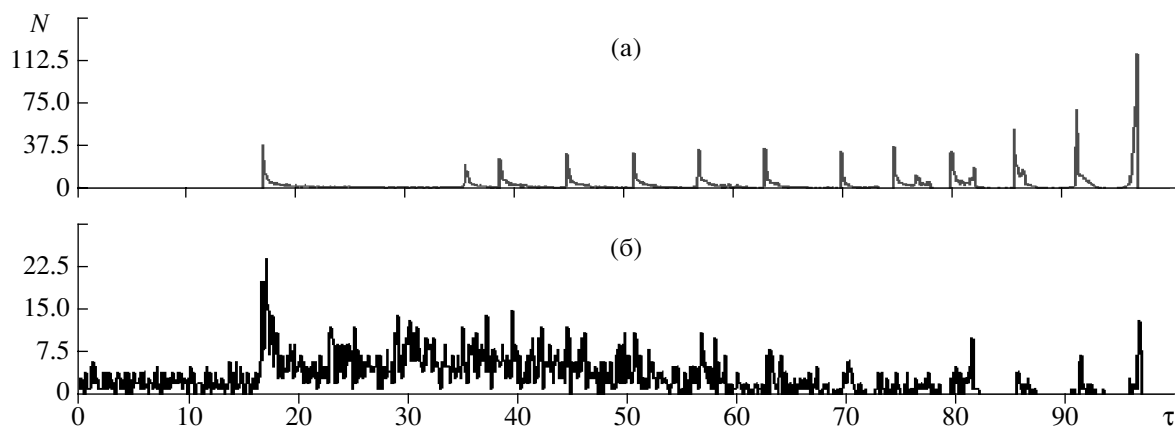
Рассмотрим процесс ускорения электронов ленгмюровским возмущением, распространяющимся в плазме и описываемом выражением (2). Будем решать задачу в следующей постановке. В начальный момент времени в области плазмы  $\zeta_p \geq \zeta \geq 0$ , где  $\zeta_p$  выбрано равным 60, равномерно располагались от 3000 до 8000 “пробных” частиц. Были рассмотрены как случай покоящихся в начальный момент времени частиц, так и случай частиц с нулевой направленной скоростью и максвелловским распределением по скоростям с температурой, равной температуре плазмы  $T_{e1} = 32$  кэВ или  $T_{e2} = 2$  кэВ. В начальный момент времени ленгмюровское возмущение в плазме отсутствует. Затем по мере распространения ленгмюровского возмущения в плазме частицы будут захватываться в процесс ускорения.

Уравнения движения пробных частиц в электрическом поле ленгмюровского возмущения (2) имеют вид

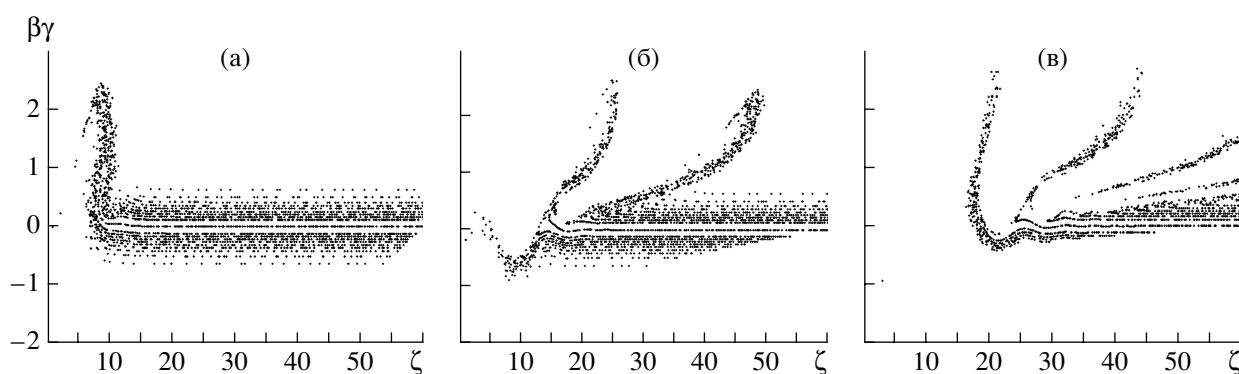
$$\frac{d}{d\tau} \left( \gamma_i \frac{d\zeta_i}{d\tau} \right) = -\varepsilon \psi(\tau, \zeta_i), \quad (4)$$

где  $\gamma_i = [1 - \beta_T^2 (d\zeta_i/d\tau)^2]^{1/2}$  – релятивистский фактор,  $i$  – номер пробной частицы,  $\beta_T = v_T/c$ ,  $\varepsilon = \sqrt{3} a_0^2 / (2\beta_T)$ ,  $N \geq i \geq 1$ ,  $N$  – число пробных частиц.

Численные расчеты были выполнены для  $\varepsilon = 3.42$ . Этому значению  $\varepsilon$  соответствует  $a_0 = 1$ . На рис 2а, 2б изображены траектории 300 пробных частиц, равномерно распределенных в начальный момент времени на интервале  $60 \geq \zeta_{i0} \geq 0$  (где  $\zeta_{i0}$  – начальные значения координат частиц) для резкого переднего фронта лазерного импульса и двух различных температур плазмы  $T_{e1} = 32$  кэВ и  $T_{e2} = 2$  кэВ. На рис. 2в изображены траектории 300 пробных частиц (частицы в начальный момент времени покоятся), равномерно распределенных на том же интервале  $60 \geq \zeta_{i0} \geq 0$  для формы интенсивности лазерного импульса (1) (плавные передний и задний фронты лазерного импульса и температуры плазмы  $T_{e1} = 32$  кэВ. На рис. 2 хорошо видны сгущения частиц, а также зарождение сгустка ускоренных частиц. Сравнение рис. 2а и 2в показывает, что использование резкого фронта лазерного импульса приводит к существенному укорочению области формирования первого сгустка ускоренных частиц. Уменьшение температуры плазмы (см. рис. 2а и 2б) иллюстрирует кардинальное влияние на процесс ускорения частиц снижения скорости распространения ленгмюровской волны и связанного с этим резкого роста максимальной амплитуды плазменной волны. Первый сгусток формирует сравнительно небольшая группа частиц, расположенных в области  $5.5 \geq \zeta_{i0} \geq 3.5$ . Задние частицы из этой области догоняют передние. В результате формируется уплотнение – сгусток частиц, который затем распространяется с постоянной скоростью. По мере распространения ленгмюровского возмущения вглубь плазмы в процесс ускорения захватываются все новые частицы и, соответственно, возрастает число электронных сгустков. Видно, что ос-



**Рис. 3.** Временное распределение количества пробных электронов, ускоренных ленгмюровской волной, возбуждаемой коротким лазерным импульсом, на расстоянии  $\zeta_{\text{end}} = 60$ : а) – без теплового разброса, б) – с тепловым разбросом.



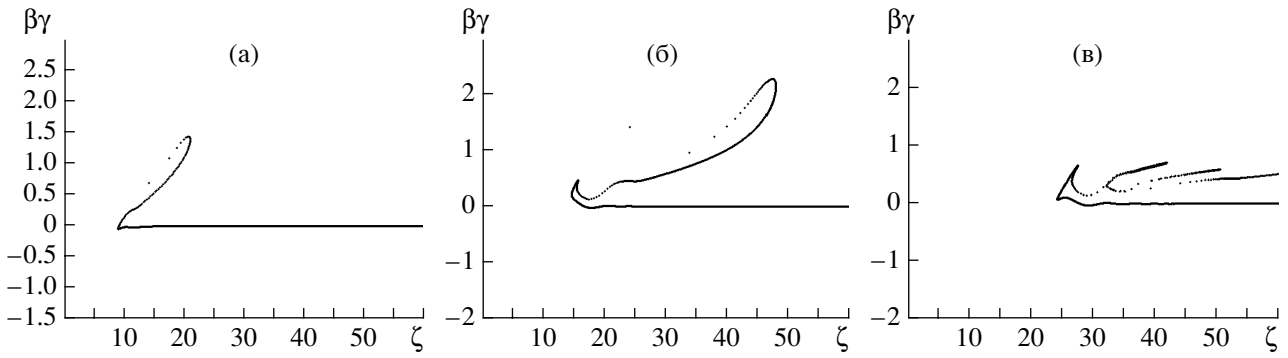
**Рис. 4.** Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а) –  $\tau = 2.7$ ; б) –  $\tau = 13.5$ , в) –  $\tau = 30.6$ .

новная доля частиц приобретает вблизи переднего фронта пакета ленгмюровских волн энергию, существенно превышающую тепловую, и выходит из области пакета, т.е. прекращает с ним взаимодействие.

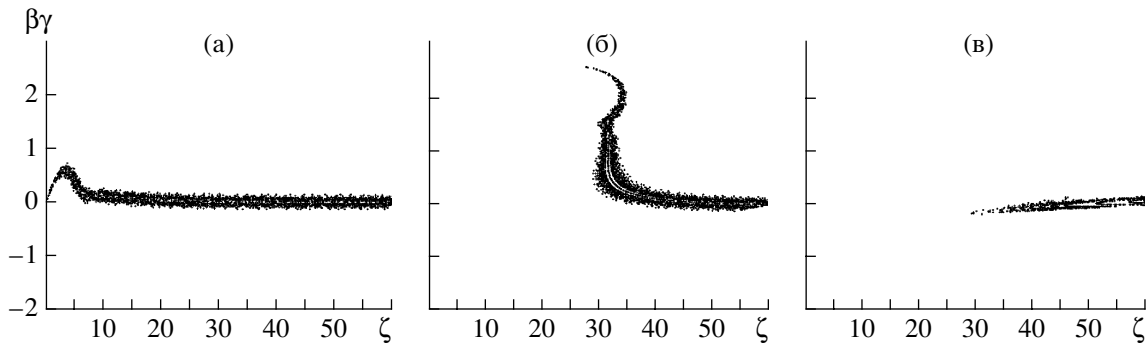
На рис. 3 проиллюстрировано влияние теплового разброса пробных частиц на модуляцию плотности частиц. Тепловой разброс приводит практически к исчезновению регулярной модуляции плотности частиц. На рис. 3 представлена зависимость числа частиц  $N$  в относительных единицах от времени, пересекающих плоскость  $\zeta = 60$ . Рассмотрим теперь влияние энергетического разброса пробных частиц на процесс их ускорения ленгмюровским возмущением, возбуждаемым в плазме лазерным импульсом. На рис. 3б изображены траектории пробных частиц, полученные для значения их температуры 32 кэВ. Сгустки ускоренных электронов, видны существенно менее отчетливо, чем в случае “холодных” пробных частиц (см. рис. 3а). Сравнение зависимостей числа частиц от времени, прошедших через различные

плоскости  $\zeta = \text{const}$ , демонстрирует существенное уменьшение модуляции в результате перекрытия различных сгустков. На относительно малых расстояниях  $\zeta$  видны сгустки заряженных частиц. Тепловое движение приводит к их существенному уширению. При больших  $\zeta$  ( $\zeta = 55$ ) сгустки перекрываются. Пучок ускоренных частиц, соответственно, демодулируется.

На рис. 4–9 изображены фазовые портреты для пробных частиц без теплового разброса и с тепловым разбросом, соответствующим температуре плазмы, в различные моменты времени. Причем рис. 4, 5 соответствуют температуре  $T_{e1}$ , а рис. 6, 7 – температуре  $T_{e2}$ . Отличие рис. 8, 9 от рис. 4–7 заключается в использовании лазерных импульсов с различным передним фронтом (соответственно плавным и резким нарастанием интенсивности лазерного излучения). По оси ординат отложены значения безразмерного импульса  $\beta_i \gamma_i$ , где  $\beta_i = v_i/c$ , а по оси абсцисс – положения частиц в пространстве.



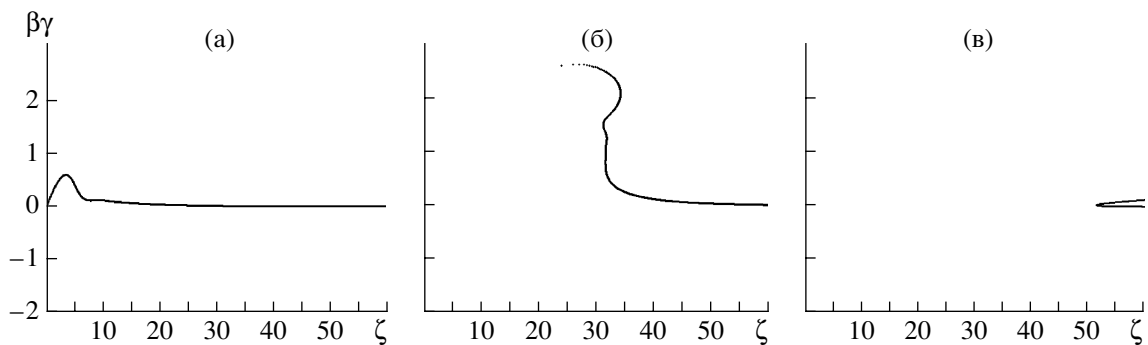
**Рис. 5.** Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса при температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а)  $-\tau = 2.7$ ; б)  $-\tau = 13.5$ ; в)  $-\tau = 30.6$ .



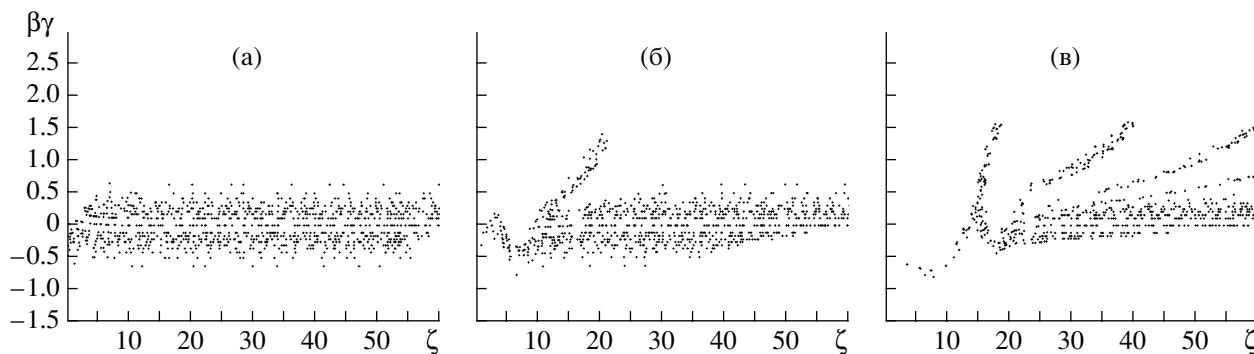
**Рис. 6.** Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 2$  кэВ, для различных моментов времени а)  $-\tau = 0.4$ ; б)  $-\tau = 2.7$ ; в)  $-\tau = 13.5$ .

На рис. 4 представлена фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а)  $-\tau = 2.7$ ; б)  $-\tau = 13.5$ ; в)  $-\tau = 30.6$ .

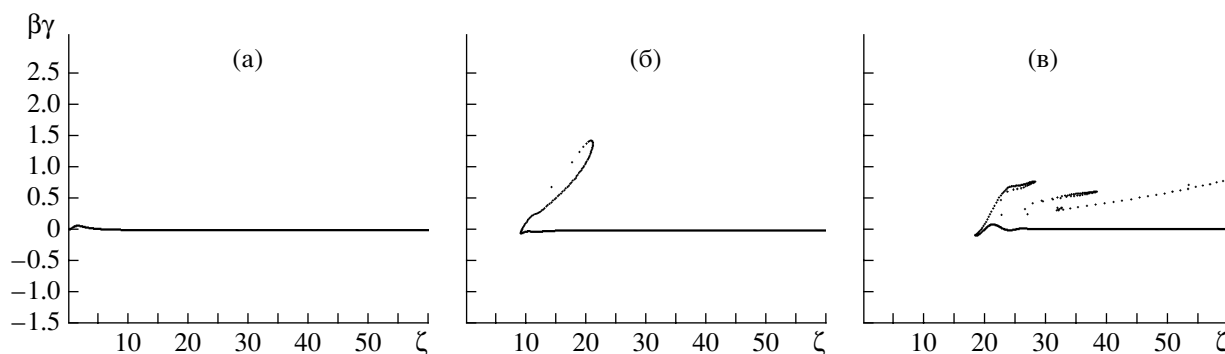
На рис. 5 представлена фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса при температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а)  $-\tau = 2.7$ ; б)  $-\tau = 13.5$ ; в)  $-\tau = 30.6$ .



**Рис. 7.** Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса (температура плазмы  $T_e = 2$  кэВ) для различных моментов времени а)  $-\tau = 0.4$ ; б)  $-\tau = 2.7$ ; в)  $-\tau = 13.5$ .



**Рис. 8.** Фазовая плоскость ускоренных (для плавного профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а)  $\tau = 2.7$ ; б)  $\tau = 13.5$ ; в)  $\tau = 30.6$ .



**Рис. 9.** Фазовая плоскость ускоренных (для плавного профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса (температура плазмы  $T_e = 32$  кэВ) для различных моментов времени а)  $\tau = 2.7$ ; б)  $\tau = 13.5$ ; в)  $\tau = 30.6$ .

На рис. 6 представлена фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 2$  кэВ, для различных моментов времени а)  $\tau = 0.4$ ; б)  $\tau = 2.7$ ; в)  $\tau = 13.5$ .

На рис. 7 представлена фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса (температура плазмы  $T_e = 2$  кэВ) для различных моментов времени а)  $\tau = 0.4$ ; б)  $\tau = 2.7$ ; в)  $\tau = 13.5$ .

На рис. 8 представлена фазовая плоскость ускоренных (для плавного профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени а)  $\tau = 2.7$ ; б)  $\tau = 13.5$ ; в)  $\tau = 30.6$ .

На рис. 9 представлена фазовая плоскость ускоренных (для плавного профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса (тем-

пературе плазмы  $T_e = 32$  кэВ) для различных моментов времени а)  $\tau = 2.7$ ; б)  $\tau = 13.5$ ; в)  $\tau = 30.6$ .

На каждую частицу действует продольное электрическое поле, осциллирующее с плазменной частотой. Частица захватывается в процесс ускорения, когда электрическое поле пришедшего в данную точку интенсивного ленгмюровского импульса имеет отрицательную полярность. Поток ускоренных электронов представляет собой последовательность коротких сгустков с нарастающей высотой от головы электронного потока к его хвосту. Максимальная энергия частиц первого сгустка, имеющего минимальную интенсивность потока частиц и максимальный продольный размер, составляет, примерно 870 кэВ. Энергия последующих сгустков лежит в пределах от 88 кэВ до 200 кэВ.

В [1] приведены результаты численного моделирования методом частиц в ячейке и аналитического описания наклонного падения сверхкороткого релятивистски сильного лазерного импульса на сильно неоднородную плазму сверхкритической концентрации. Отмечается, что в сильноне-

однородной плазме происходит “вакуумный нагрев электронов”, т.е. формирование расширяющегося в вакуум облака быстрых электронов с энергиями порядка осцилляторной. По нашему мнению, ускорение электронов, полученное авторами этой статьи в результате численного моделирования для конкретного случая резко ограниченной плазмы, плотность которой в 4 раза превосходит критическую плотность, более естественно связать с рассмотренным в нашей статье механизмом ускорения в резонансно (т.к. частота лазерного импульса  $\omega$  вдвое меньше плазменной частоты  $\omega_p$ ) возбужденной и распространяющейся в плазме ленгмюровской волне, чем с механизмом “вакуумного нагрева”, так как ускорение электронов (см. рис. 2–3 в [1]) происходит в основном вглубь плазмы, на большом удалении ( $80c/\omega_p$ ) от ее границы и на временах ( $120\omega^{-1}$ ), существенно превосходящих длительность лазерного импульса ( $50\omega^{-1}$ ). Еще раз подчеркнем, что ускорение электронов в соответствии с рассмотренным нами механизмом происходит не только вблизи границы плазмы, но и в глубине плазмы по мере распространения плазменной волны. Хотя в [1] нет количественной информации о структуре и временной зависимости электромагнитного поля в глубине плазмы, требуемой для строгого сравнения указанных механизмов ускорения, и начальная температура плазмы выбиралась равной нулю в отличие от постановки задачи в рецензируемой статье, как видно из рис. 2 и 3 работы [1], температура электронов в течение лазерного импульса существенно (заметно превышая значение  $T_e = 2$  кэВ, которое рассматривалось в качестве одного из вариантов в нашей работе) нарастает. Ускорение электронов происходило не только в приграничном слое (см. рис. 3а), но и в глубине плазмы на больших расстояниях ( $(70-80)c/\omega_p$  от границы, что и видно на упомянутых рисунках.

По поводу возможности опрокидывания ленгмюровской волны заметим, что при использованном нами в расчетах значении  $a_0 \approx 1$ , как видно из расчетов, проведенных нами ранее в [11, 12], возбужденная лазерным импульсом волна не опрокидывается. Легко убедиться, что и сравнение длины ленгмюровской волны с амплитудой колебаний электронов в ней свидетельствует об отсутствии опрокидывания волны.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано ускорение электронов волновым ленгмюровским возмущением, возбуждаемым в плазме лазерным импульсом. Было

установлено, что основная доля частиц приобретает вблизи переднего фронта пакета ленгмюровских волн энергию, существенно превышающую тепловую, и выходит из области пакета, т.е. прекращает с ним взаимодействие.

Как следует из результатов проведенных исследований, даже при больших (порядка несколько сотен МВ/см) амплитудах возбужденных полей пакета ленгмюровских волн, энергия ускоренных частиц не превышает 1 МэВ.

Отличие полученных в наших расчетах энергий электронов от наблюдаемых в цитированных экспериментальных работах обусловлено в основном тем, что мы рассматривали существенно меньшие ( $a_0 \approx 1$ ) интенсивности лазерных импульсов, чем в экспериментальных работах ( $a_0 = 3-5$ ).

Показано, что в случае “холодных” пробных частиц поток ускоренных электронов представляет собой последовательность коротких импульсов с нарастающей максимальной интенсивностью. Учет теплового движения ускоряемых частиц приводит к уширению сгустков, их перекрытию и на больших расстояниях к демодуляции пучка ускоренных электронов.

Работа частично финансово поддержана проектом ИНТАС № 01-233 и

Государственным фондом фундаментальных исследований Украины по проекту 02.07/000213.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буланов С.В., Наумова Н.М., Пегораро Ф. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 640.
2. Балакирев В.А., Карась В.И., Карась И.В. // Там же. 2002. Т. 28. С. 144.
3. Baton S.D., Santos J.J., Amiranoff F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 105001.
4. Hogan M.J., Clayton C.E., Huang C. et al. // Ibid. 2003. V. 78. P. 205002.
5. Kitagawa V., Matsumoto T., Minamihata T. et al. // Ibid. 2003. V. 68. P. 48.
6. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. et al. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 2364.
7. Максимчук А., Флинно К., Краузе Х. и др. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 514.
8. Balakirev V.A., Karas' V.I., Karas' I.V. et al // Laser and Particle Beams. 2004. V. 22. P. 383.
9. Davies G.R., Bell A.R., Haines M.G. et al. // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 7193.
10. Tatarakis M., Beg F.N., Clark E.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 175001.
11. Батищев О.В., Карась В.И., Левченко В.Д., Сизов Ю.С. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 654.
12. Балакирев В.А., Гавриленко И.В., Карась В.И. и др. // Там же. 2005. Т. 31. С. 842.