

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

*В.А. Балакирев, И.В. Гавриленко, В.И. Карась, А.П. Толстолужский*  
*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"*  
*Харьков, Украина*  
*E-mail: karas@kipt.kharkov.ua*

Представлены результаты теоретических исследований процесса ускорения пробных электронов ленгмюровской волной, возбуждаемой лазерным импульсом, частота которого равна половине электронной плазменной частоте. Такой импульс проникает в плазму на глубину скин-слоя, эффективно возбуждает ленгмюровские колебания, 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 сформировавшегося пучка ускоренных электронов.

PACS: 52.75.Dj

1. 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 со сравнительно 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; ленгмюровская волна эффективно возбуждается лазерным импульсом и не опрокидывается; имеются условия эффективного возбуждения второй гармоники лазерного излучения при значениях параметра  $a_0 \geq 1$  ( $m, e$  – масса и заряд электрона,  $a_0 = eA_0 / (mc\omega)$ ,  $A_0, \omega$  – максимальное значение электрического поля и несущая частота лазерного импульса), как это следует из полного численного моделирования (см. [11]). В предыдущей работе [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. 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. В случае следующего профиля интенсивности лазерного импульса

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

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

для  $0 \leq \tau \leq \tau_L$

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

для  $\tau \geq \tau_L$

$$\begin{aligned} \psi = & -\frac{1}{2} \int_{\tau-\tau_L}^{\tau} d\tau_0 \int_{-\zeta}^{\zeta} d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \tau \\ & \mp \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta - \zeta_0)} + \\ & + \frac{1}{2} \int_{\tau-\tau_L}^{\tau} d\tau_0 \int_{\zeta}^{\zeta} d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}) \tau \\ & \mp \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta_0 - \zeta)} \end{aligned} \quad (2'')$$

Здесь  $\psi = E/E_*$  - безразмерное продольное электрическое поле,  $E_* = \sqrt{3}E_m a_0^2 / 2$ ,  $E_m = mc\omega_p / e$ ,  $\tau = \omega_p t$ ,  $\zeta = z\omega_p / v_T$  - 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 работе [12] для следующих безразмерных параметров:  $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0.433$  и  $\alpha_2 = 0.1083$ , но для иной формы импульса интенсивности лазера (1). Для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.07$  мкм указанным безразмерным параметрам соответствуют следующие значения физических величин, характеризующих плазму: плотность плазмы  $n_p = 4.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , плазменная частота  $\omega_p = 3.77 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , 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.

В работе [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:

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

Установлено, что как для резкого переднего фронта импульса, так и для плавного (см. Рис.1)) пространственная структура ленгмюровского возмущения в плазме имеет вид осцилляций.

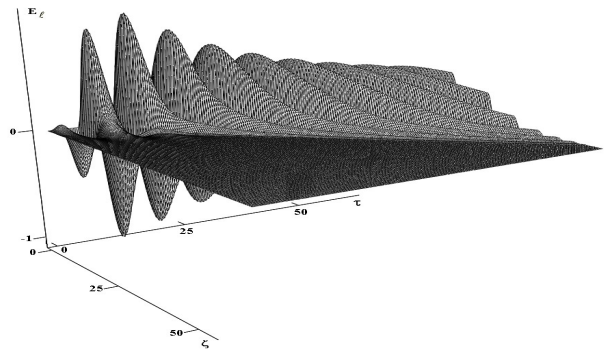


Рис.1. Пространственно-временное распределение ленгмюровской волны, возбуждаемой коротким лазерным импульсом ( $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0.433$ )

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.

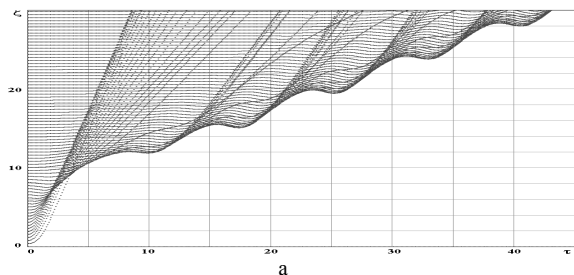
3. Рассмотрим процесс ускорения электронов ленгмюровским возмущением, распространяющимся в плазме и описываемом выражением (2). Будем решать задачу в следующей постановке. В начальный момент времени в области плазмы  $\zeta_p \geq \zeta \geq 0$ , где  $\zeta_p$  выбрано равным 60, равномерно располагались 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  $T_{e1} = 32 \text{ кэВ}$  или  $T_{e2} = 2 \text{ кэВ}$ .

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

$$\gamma_i^3 \frac{d^2 \zeta_i}{dt^2} = -\varepsilon \psi(\tau, \zeta_i), \quad (3)$$

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

На Рис.2,а,б 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)



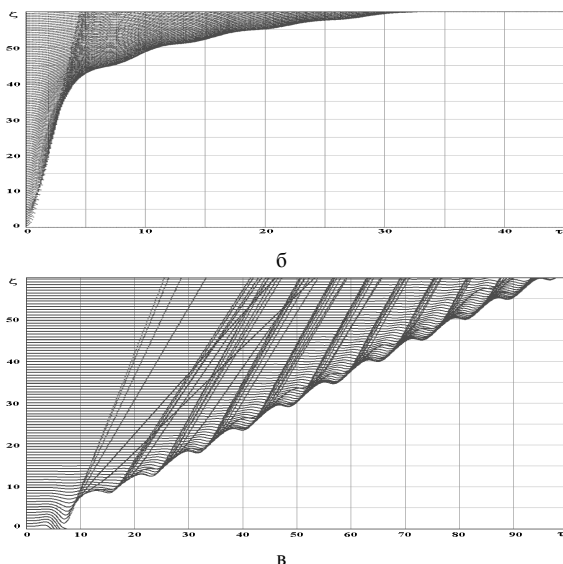


Рис.2. Траектории пробных электронов, ускоренных ленгмюровской волной, возбужденной коротким лазерным импульсом

для резкого переднего фронта лазерного импульса и двух различных температур плазмы  $T_{e1}=32$  кэВ и  $T_{e2}=2$  кэВ. На Рис.2,в 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.2,а,в показывает, что использование резкого фронта лазерного импульса приводит к существенному укорочению области формирования первого сгустка ускоренных частиц. Уменьшение температуры плазмы (см. Рис.2,а,б) 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 имеет энергию, существенно превышающую тепловую, и выходит из области пакета, т.е. прекращает с ним взаимодействие и распространяется с постоянной скоростью. По мере распространения ленгмюровского возмущения вглубь плазмы в процесс ускорения захватываются все новые частицы и, соответственно, возрастает число электронных сгустков. На Рис.3 проиллюстрировано влияние теплового разброса пробных частиц на модуляцию плотности. 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  $\zeta = 60$ .

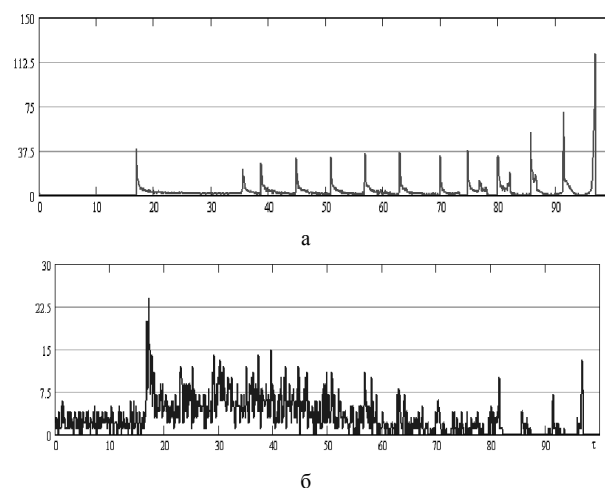
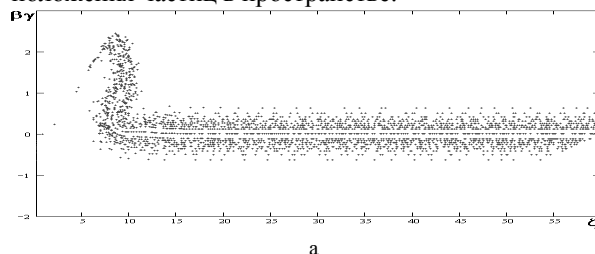


Рис.3. Временное распределение количества пробных электронов, ускоренных ленгмюровской волной, возбуждаемой коротким лазерным импульсом, на расстоянии  $\zeta_{end}=60$ : а - без теплового разброса, б - с тепловым разбросом

Рассмотрим теперь влияние энергетического разброса пробных частиц на процесс их ускорения ленгмюровским возмущением, возбуждаемым в плазме лазерным импульсом. На Рис.3,б 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.3,а). Сравнение зависимостей числа частиц от времени, прошедших через различные плоскости  $\zeta = Const$ , 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.4-7 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 – температуре  $T_{e2}$ . 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.



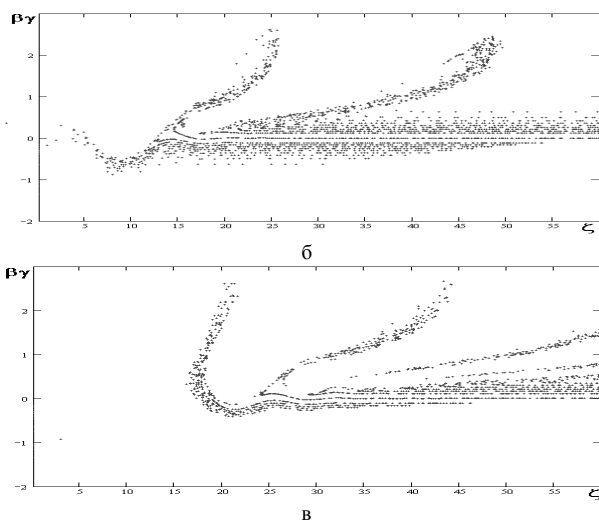


Рис.4. Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e=32$  кэВ, для различных моментов времени: а –  $\tau=2.7$ , б –  $\tau=13.5$ , в –  $\tau=30.6$

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 –  $\tau=30.6$ .

Из сравнения Рис.4-5 с Рис.6, на котором представлена фазовая плоскости ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской

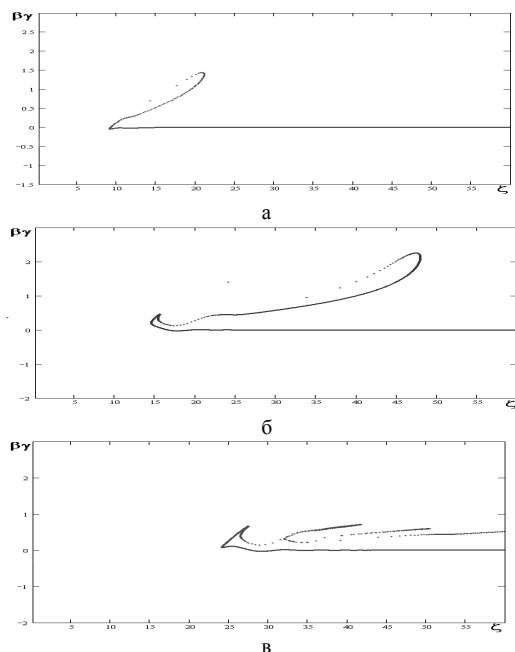


Рис.5. Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов без начального теплового разброса при температуре плазмы  $T_e=32$  кэВ, для различных моментов времени: а –  $\tau=2.7$ ; б –  $\tau=13.5$ ; в –  $\tau=30.6$

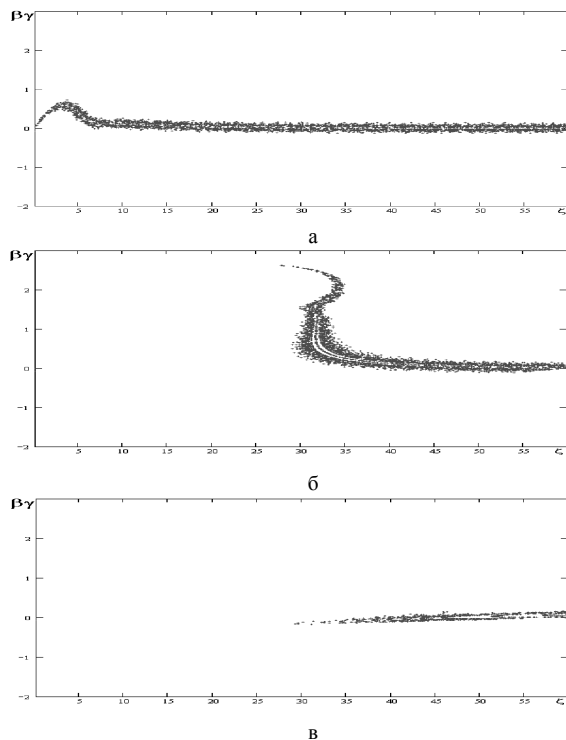
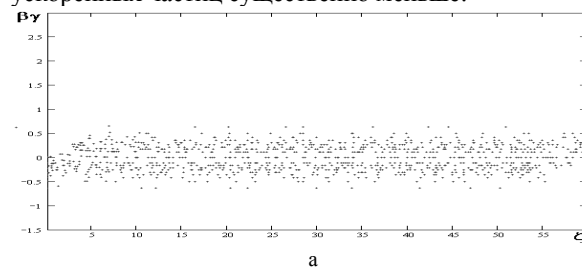


Рис.6. Фазовая плоскость ускоренных (для резкого профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e=2$  кэВ, для различных моментов времени: а –  $\tau=0.4$ , б –  $\tau=2.7$ , в –  $\tau=13.5$

волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e=2$  кэВ, для различных моментов времени, видно, что уменьшение температуры плазмы приводит к увеличению энергии ускоренных электронов в результате сильного увеличения амплитуды плазменной волны из-за уменьшения ее групповой скорости, определяющейся температурой плазмы.

На Рис.7 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 –  $\tau=30.6$ . Отличие Рис.7 от Рис.4-6 заключается в использовании лазерных импульсов с различным передним фронтом (соответственно плавным и резким нарастанием интенсивности лазерного излучения). Из сравнения Рис.4 и Рис.7 видно, что для плавного профиля, во-первых, формирование первого сгустка происходит на большей длине, а во-вторых, максимальные скорости ускоренных частиц существенно меньше.



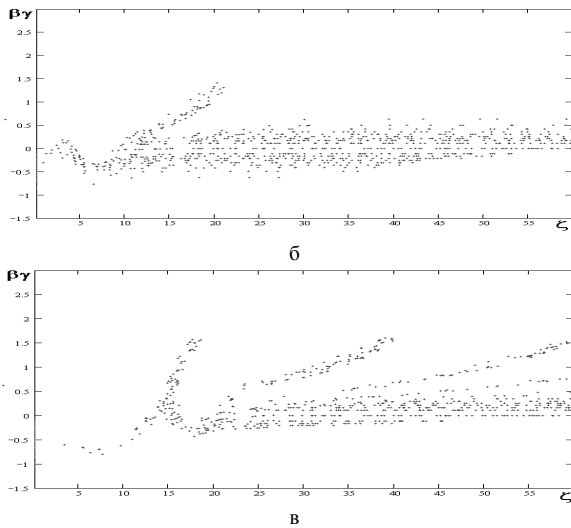


Рис. 7. Фазовая плоскость ускоренных (для плавного профиля интенсивности лазера) ленгмюровской волной пробных электронов, имеющих начальный тепловой разброс, соответствующий температуре плазмы  $T_e = 32$  кэВ, для различных моментов времени: а -  $\tau = 2.7$ , б -  $\tau = 13.5$ , в -  $\tau = 30.6$

На 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 до 200 кэВ.

4. 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. 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 демультикации пучка ускоренных электронов.

Таким образом, убедительно показано, что ускорение коротким интенсивным лазерным импульсом в полубесконечной плазме, в которой групповая скорость определяется температурой плазмы и является достаточно низкой, – не перспективно, так

как частицы ускоряются на достаточно малой длине и в дальнейшем не находятся в синхронизме с пакетом ленгмюровских волн, имеющим большую амплитуду. Для повышения эффективности ускорения целесообразно сформировать плазменный волновод, групповая скорость ленгмюровского возмущения в котором была бы достаточно высокой, чтобы обеспечить синхронизм ускоряемых частиц с волнами.

Работа частично финансово поддержана проектом ИНТАС № 01-233 и Государственным фондом фундаментальных исследований Украины по проекту 02.07/000213.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Balakirev, V.I. Karas', I.V. Karas', V.D. Levchenko. Plasma wake-field excitation by relativistic electron bunches and charged particle acceleration in the presence of external magnetic field // *Laser and Particle Beams*. 2001, v.19, p.597-604.
2. В.А. Балакирев, В.И. Карась, И.В. Карась. Ускорение заряженных частиц интенсивным ультра коротким электромагнитным импульсом, возбужденным в плазме лазерным излучением или релятивистскими электронными сгустками // *Физика плазмы*. 2002, т.28, с.144-160.
3. S.D. Baton, J.J. Santos, F. Amiranoff et al. Evidence of ultrashort electron bunches in laser-plasma interactions at relativistic intensities // *Phys. Rev. Lett.* 2003, v.91, p.105001-1-105001-4.
4. M.J. Hogan, C.E. Clayton, C. Huang et al. Ultrarelativistic-positron-beam transport through meter-scale plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2003, v.90, p.205002-1-205002-4.
5. V. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata et al. Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons // *Phys. Rev. Lett.* 1992, v.68, p.48-51.
6. P. Sprangle, J.R. Penano, B. Hafizi et al. GeV-acceleration in tapered plasma channel // *Phys. Plasmas*. 2002, v.9, p.2364-2370.
7. А. Максимчук, К. Флиппо, Х. Краузе и др. Генерация ионов высокой энергии короткими лазерными импульсами // *Физика плазмы*. 2004, т.30, с.514-536.
8. V.A. Balakirev, V.I. Karas', I.V. Karas' et al. Charged particle acceleration by an intense wake-field excited in plasmas by either laser pulse or relativistic electron bunch // *Laser and Particle Beams*. 2004, v.22, p. 383-392.
9. G.R. Davies, A.R. Bell, M.G. Haines et al. Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets // *Phys. Rev. E*. 1997, v.56, p.7193-7203.
10. M. Tatarakis, F.N. Beg, E.L. Clark et al. Propagation Instabilities of High-Intensity Laser-Produced Electron Beams // *Phys. Rev. Lett.* 2003, v.90, p.175001-1-175001-4.

11. О.В. Батищев, В.И. Карась, В.Д. Левченко, Ю.С. Сигов. Кинетическое моделирование открытых пучково-плазменных систем // *Физика плазмы*. 1994, т.20, с.654-662.
12. В.А. Балакирев, И.В. Гавриленко, В.И. Карась и др. Возбуждение ленгмюровских колебаний лазерным импульсом в полуограниченной плазме // *Физика плазмы*. 2005, т.31, с.842-847.

**ELECTRON ACCELERATION WITH THE HELP OF LANGMUIR OSCILLATIONS EXCITED BY A SHORT LASER PULSE IN A SEMI-INFINITE DENSE PLASMA**

*V.A. Balakirev, I.V. Gavrilenko, V.I. Karas', A.P. Tolstoluzhsky*

The results of a theoretical study of a test electron acceleration with the help of langmuir wave excited by a short laser pulse with the frequency  $\omega = \omega_p / 2$  (where  $\omega_p$  is the electron plasma frequency) are presented. Such pulse can penetrate into the plasma over a distance equal to the skin-depth and effectively excites a Langmuir wave that accelerates the electrons. It is shown that the accelerated electron flow modulation is observed therewith an accelerated particle initial thermal straggling tend to be bunches broadening, their overlapping and the accelerated electron formed beam demodulation.

**ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ У НАПВ ОБМЕЖЕНІЙ ПЛАЗМІ ЛЕНГМЮРІВСЬКИМИ КОЛИВАННЯМИ, ЗБУДЖЕНИМИ ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ**

*В.А. Балакирев, І.В. Гавриленко, В.І. Карась, О.П. Толстолужський*

Представлені результати теоретичних досліджень процесу прискорення пробних електронів ленгмюрівською хвилею, збудженою лазерним імпульсом, частота якого дорівнює половині електронної плазмової частоти. Такий імпульс проникає в плазму на глибину шкін-шару, ефективно збуджує ленгмюрівські коливання, котрі і прискорюють електрони. Показано, що спостерігається модуляція потоку прискорених електронів, причому початковий тепловий розбіг прискорених частинок приводить до розширення згустків, їх перекриття і на великих відстанях до демодуляції сформованого пучка прискорених електронів.