

04;07;10

Генерация высокоэнергетических электронов и ионов при прохождении релятивистских лазерных импульсов через сверхкритическую плазму

© И.Н. Косарев

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: kosarev@vniief.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2007 г.)

В рамках кинетической теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой, основанной на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы, исследуется генерация „горячих“ электронов и быстрых ионов при прохождении релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов через плазму сверхкритической плотности. Расчеты проведены при различных значениях интенсивности лазерного импульса, сортах многозарядных ионов, степени неоднородности плазмы. Исследованы механизмы ускорения как электронов, так и ионов плазмы.

PACS: 52.38.-r, 52.38.Ph

Введение

При взаимодействии релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов со слабонеоднородной сверхкритической плазмой происходит генерация потоков высокоэнергетических („горячих“) электронов [1]. Эти потоки электронов могут использоваться для быстрого зажигания термоядерной мишени [2–4], рентгенографии, инициирования фотоядерных реакций [1], возбуждения низколежащих ядерных уровней [5]. Ускорение электронов происходит в основном вследствие поглощения ими электронных плазменных волн [6]. При этом распределение „горячих“ электронов имеет двухтемпературный вид, механизм возникновения которого обсуждается в настоящей работе. Также исследуется зависимость температур высокоэнергетических электронов от интенсивности лазерного импульса, заряда ионов в плазме, степени неоднородности плазмы.

При прохождении лазерного импульса через плазму с плотностью, превышающей критическую, образуется канал с пониженной электронной плотностью, в котором происходит ускорение ионов плазмы как в направлении распространения лазерного импульса, так и в поперечном направлении [7]. Ускоренные дейтоны используются для генерации нейтронов. Представляет интерес ускорение и других типов ионов для инициирования ядерных реакций [5]. Основными механизмами ускорения ионов в лазерных каналах считаются кулоновский взрыв [8] и ускорение электростатической бесстолкновительной ударной волной [9], возбуждаемой пондеромоторной силой. В настоящей работе обнаружен другой механизм ускорения ионов, связанный с поглощением ими ионно-звуковых волн, которые генерируются электронными потоками.

Расчетная методика

Кинетика взаимодействия лазерного импульса с плазмой исследуется в рамках развитой в [10] теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой. Эта теория основана на построении пропагаторов с эффективным действием для частиц в плазме.

Линейно-поляризованный вдоль оси x и распространяющийся вдоль оси z лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 1 \mu\text{m}$ огибающей

$$A_{0x} = A_0 \exp(-(x^2 + y^2)/\sigma^2 - (z/c - t)^2/\tau^2), \quad |z/c - t| < \tau; \quad (1)$$

$$A_{0x} = 0, \quad |z/c - t| > \tau$$

проходит через плазменный склон с концентрацией электронов

$$n_e = n_0 \exp(z/L), \quad 0 < z < z_{\text{max}}, \quad (2)$$

где $n_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ близка к критической концентрации электронов, $\sigma = 9\lambda$, $\tau = 50T$ (T является периодом лазерного поля), $z_{\text{max}} = 60\lambda$. Большинство расчетов было проведено с характерной длиной неоднородности $L = 20\lambda$. Максимальная интенсивность лазерного поля равнялась $I_0 = 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}, 10^{21} \text{ W/cm}^2$. Поперечный размер расчетной области изменялся в зависимости от интенсивности и равнялся $30\lambda, 30\lambda, 40\lambda, 60\lambda$ соответственно.

Были выбраны три материала: Al, Sn, Pb. Концентрация ионов изменялась в соответствии с (2), причем плазма была электронейтральной. Заряд ионов изменялся в зависимости от интенсивности лазерного импульса и материала в соответствии с формулой Бете [11]

Заряды ионов плазмы, использованные в расчетах, в зависимости от интенсивности лазерных импульсов и материалов

$I_0, \text{W/cm}^2$	10^{18}	10^{19}	10^{20}	10^{21}
Al	9	11	11	13
Sn	38	40	40	48
Pb	54	54	68	72

(в атомных единицах):

$$F_g = E_{Z-1}^2 / 4Z, \quad (3)$$

где F_g является пороговой напряженностью постоянного электрического поля, при которой энергия связанного состояния E_{Z-1} иона с зарядом $Z - 1$ сравнивается с вершиной барьера. Заряды ионов плазмы, использованные в расчетах, приведены в таблице.

Результаты и их обсуждение

Отметим, что ускорение электронов происходит в основном в направлении распространения лазерного импульса. В отличие от водородной плазмы [6,8], в которой с ростом интенсивности лазерного импульса температура „горячих“ электронов увеличивается, в плазме с многозарядными ионами температуры высокоэнергетических электронов практически не зависят от интенсивности лазерного импульса. При увеличении интенсивности лазерного поля увеличивается число „горячих“ электронов. Расчеты показывают, что в диапазоне энергий, меньших 6–10 MeV, температура „горячих“ электронов $T_h = 4-6$ MeV, в диапазоне от 10–18 до 100 MeV — 20 MeV.

Характерной особенностью спектра высокоэнергетических электронов является наличие плато (в большинстве случаев) при переходе к более горячей компоненте энергетического спектра. Ускорение электронов практически не зависит от заряда ионов в плазме.

На рис. 1 приведены функции распределения электронов по z -й компоненте импульса при различных характерных длинах L неоднородности плазмы. Видно, что температура „горячих“ электронов практически не зависит от степени неоднородности плазмы. Из рис. 1 хорошо видно наличие обратного потока электронов, обусловленного развитием вейблевской неустойчивости [12].

Сильное ускорение электронов при максимальной интенсивности лазерного импульса $I_0 \simeq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ наблюдалось в работе [13]. Лазерный импульс с линейной поляризацией и длительностью 0.6 ps падал на алюминиевую мишень под углом 45° . В результате воздействия предимпульса образовывался плазменный склон с характерной длиной неоднородности порядка 20λ . В диапазоне энергий 3–15 MeV температура „горячих“ электронов $T_h = 3$ MeV.

В работе [6] было высказано предположение, что наличие двухтемпературной зависимости в энергетическом спектре электронов связано с ускорением пондеромоторной силой лазерного импульса достаточно высокоэнергетических электронов, уже ускоренных электронными плазменными волнами. Возможность такого ускорения связана с уменьшением инкрементов пучковых неустойчивостей с ростом энергии пучка в релятивистской области энергий (см., например, [14]).

Сравнение распределений в фазовой плоскости (z, p_z) в моменты времени $t_1 = -15T$ (рис. 2, *a*) и $t_2 = 25T$ (рис. 2, *b*) (начальный момент времени $t_0 = -50T$) показывает, что максимум в распределении электронов по энергиям находится в области максимальных значений пондеромоторной силы лазерного импульса. Это подтверждает предположение о механизме возникновения двухтемпературного энергетического спектра высокоэнергетических электронов, связанном с совместным действием поля электронных плазменных волн и пондеромоторной силы лазерного импульса.

Из рис. 2, *b* и рис. 3, видно, что в пучке высокоэнергетических частиц в плазме развиваются как модуляционная, так и филаментационная неустойчивости. Характерный размер модуляции пучка составляет величину порядка 2 длин волн лазерного излучения, характерный размер филаментов пучка — порядка 15. Наибольшим инкрементом нарастания в случае релятивистских пучков обладает совместная двухпоточковая филаментационная неустойчивость [14] (или „косая“ [15]).

Максимум инкремента этой неустойчивости находится в области компонент волновых векторов (k_\perp, k_z) :

$$k_M \sim \left(\pm \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{V_b}{V_{th}}}, \pm \frac{\omega_p}{V_b} \right), \quad (4)$$

где ω_p , V_b , V_{th} — электронная плазменная частота, скорость пучка, поперечный разброс пучка по скоростям

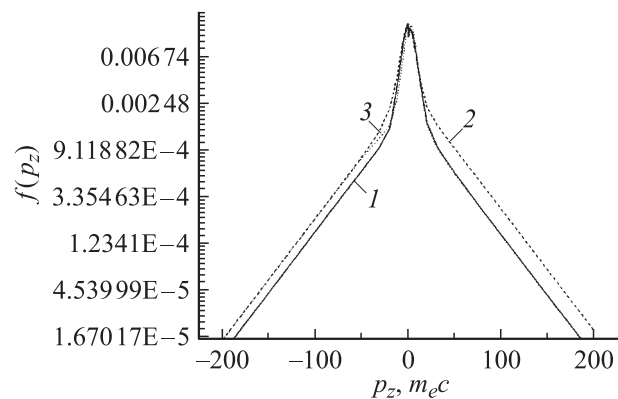


Рис. 1. Функции распределения электронов по z -й компоненте импульса при различных характерных длинах неоднородности плазмы L (1 — 20λ , 2 — 10λ , 3 — 40λ) в плазме с многозарядными ионами свинца при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21} \text{ W/cm}^2$.

соответственно. Оценка (4) для k_z совпадает с характерным значением волнового вектора модуляции пучка, поскольку в лазерном канале плазменная электронная частота порядка частоты лазерного поля. Однако характерное значение волнового вектора филаментации пучка на порядок меньше по сравнению с (4). Ситуация, когда $k_{\perp} \ll k_z$, возникает при квазилинейном увеличении поперечного разброса скоростей электронного пучка. При этом инкремент „косой“ неустойчивости сильно уменьшается [14], поэтому чисто продольная двухпоточковая и чисто поперечная филаментационная (типа вейблевской) неустойчивости также могут играть роль в формировании структуры пучка.

Модуляция пучка „горячих“ электронов в продольном направлении приводит к такому распределению электронов в фазовом пространстве (см. рис. 2, *b*), при котором возникает генерация ионно-звуковых волн вследствие ионно-звуковой неустойчивости в чередующихся обла-

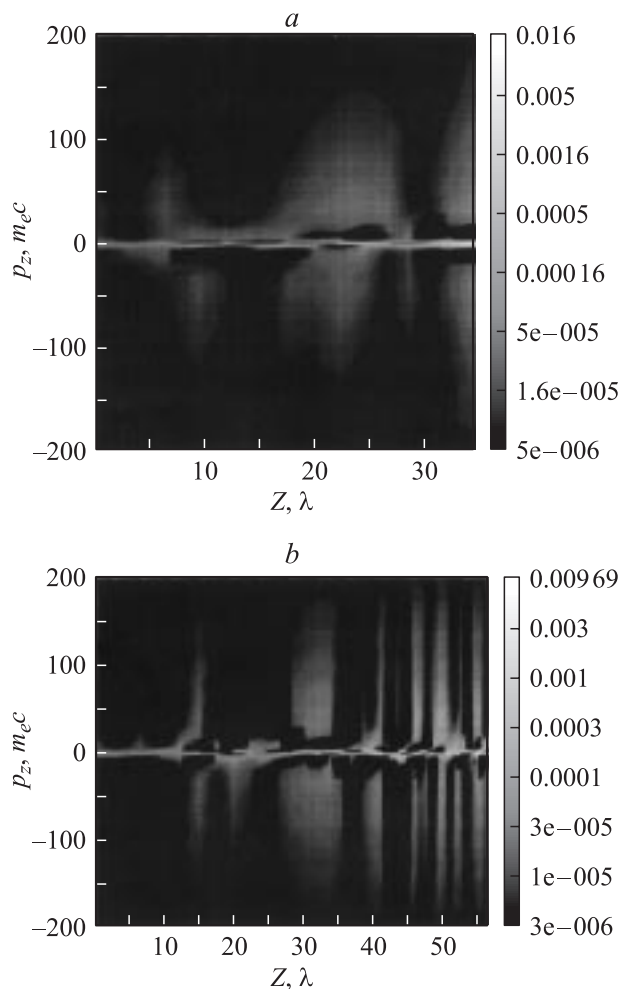


Рис. 2. Распределение электронов в фазовой плоскости (z, p_z) в плазме с многозарядными ионами алюминия при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21}$ W/cm² в моменты времени *a*) $t_1 = -15T$, *b*) $t_2 = 25T$ (начальный момент времени $t_0 = -50T$).

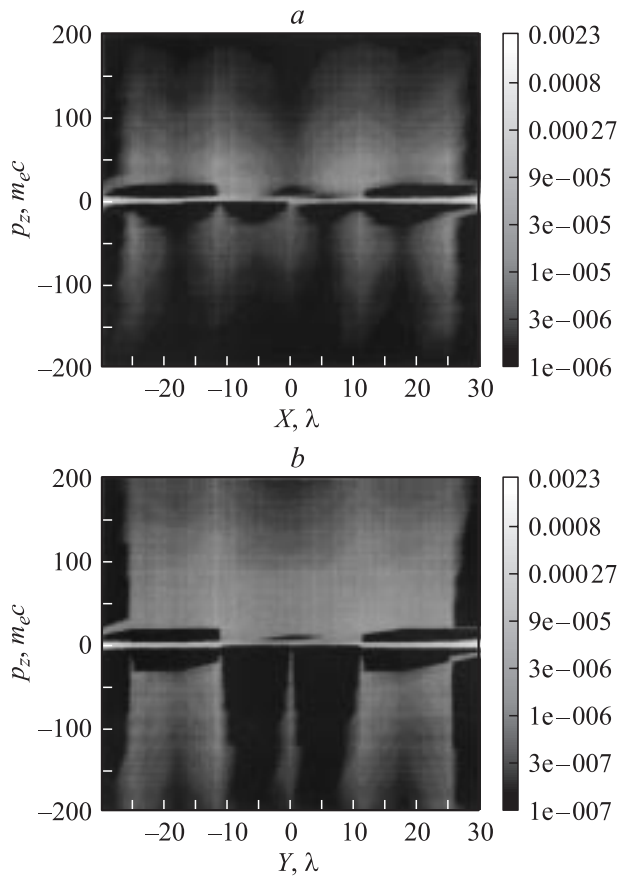


Рис. 3. Распределение электронов в фазовой плоскости: *a* — (x, p_z) , *b* — (y, p_z) в плазме с многозарядными ионами алюминия при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21}$ W/cm².

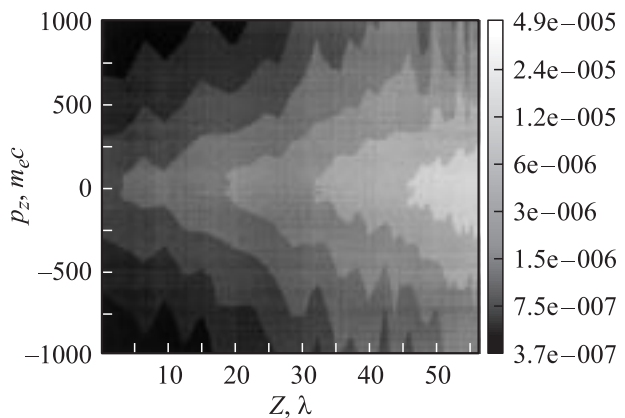


Рис. 4. Распределение многозарядных ионов свинца в фазовой плоскости (z, p_z) при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21}$ W/cm².

стях плазмы, где функция распределения электронов по импульсам возрастает с ростом абсолютного значения импульса.

Из рис. 4 видно, что быстрые ионы повторяют модуляционную структуру электронного пучка. Ускоре-

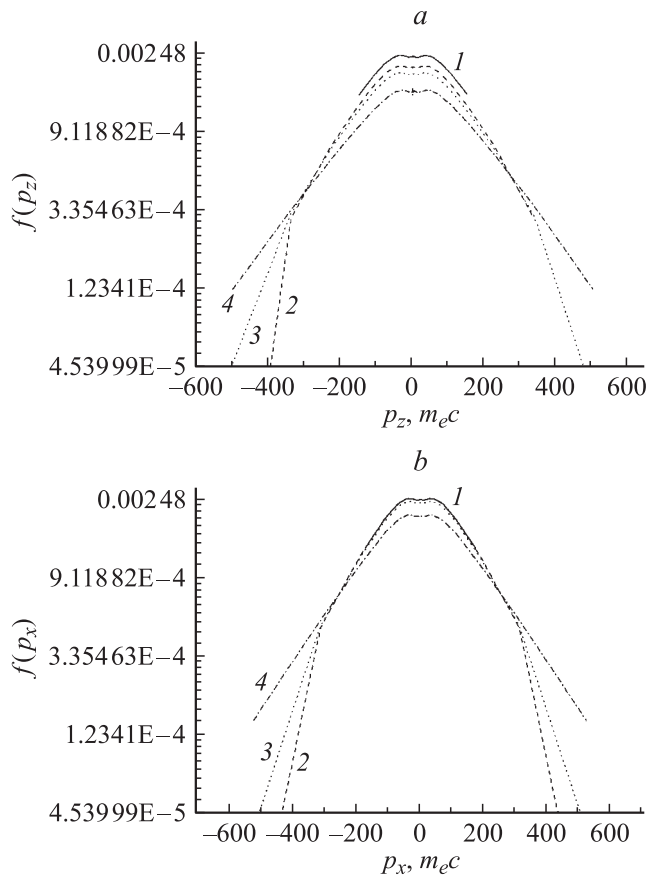


Рис. 5. Функции распределения ионов олова: *a* — по *z*-й, *b* — по *x*-й компонентам импульса при максимальных интенсивностях лазерного поля: 1 — $I_0 = 10^{18}$, 2 — 10^{19} , 3 — 10^{20} , 4 — 10^{21} W/cm².

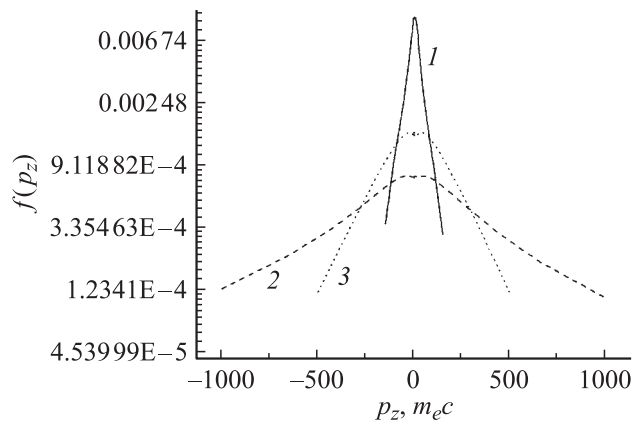


Рис. 6. Функции распределения ионов алюминия, олова, свинца по *z*-й компоненте импульса при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21}$ W/cm² (1 — Al, 2 — Pb, 3 — Sn).

ние ионов плазмы происходит вследствие поглощения ими ионно-звуковых волн. Этим механизмом ускорения объясняется и наличие потоков быстрых ионов в направлении, противоположном направлению распространения лазерного импульса.

Ускорение ионов одинаково как в продольном, так и поперечном направлениях, что видно из сравнения рис. 5, *a* и *b*. Аналогичный результат получен в эксперименте [7], где также исследовалось ускорение ионов при прохождении лазерного импульса через плазму сверхкритической плотности. Из рис. 5 видно увеличение ускорения ионов с ростом интенсивности лазерного поля.

Как видно из рис. 6, с увеличением заряда ионы ускоряются до больших энергий: характерное значение энергии (при котором функция распределения ионов по импульсу, изображенная на рис. 6, уменьшается в *e* раз) ионов олова 0.13 MeV, а ионов свинца 0.33 MeV при максимальной интенсивности лазерного поля $I_0 = 10^{21}$ W/cm². Это примерно в 4.5 раза меньше пондеромоторной энергии ионов в лазерном поле.

Заключение

В работе проведено исследование ускорения электронов и тяжелых многозарядных ионов при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов со слабо-неоднородной (характерная длина неоднородности порядка 20 длин волн лазерного поля) плазмой с плотностью выше критической. Исследовалась зависимость энергетического спектра электронов и ионов от интенсивности лазерного импульса, типа ионов плазмы, длины неоднородности. Энергетический спектр электронов имеет двухтемпературный вид, появление более горячей компоненты обусловлено совместным действием поля электронных плазменных волн и пондеромоторной силы лазерного импульса, проходящего через плазму.

Температуры высокоэнергетических электронов практически не зависят от интенсивности лазерного импульса, сорта ионов, степени неоднородности плазмы. При увеличении интенсивности растет число „горячих“ электронов. Сильное ускорение электронов при максимальной интенсивности лазерного импульса $I_0 \approx 10^{18}$ W/cm² согласуется с данными эксперимента.

Поток высокоэнергетических электронов расщепляется на филаменты, а также становится промодулированным вдоль направления своего распространения. Эта структура возникает вследствие двухпотоковой и вейблевской неустойчивости пучка электронов. Многозарядные ионы плазмы ускоряются вследствие поглощения ими ионно-звуковых волн, генерируемых потоком „горячих“ электронов. Ускорение ионов увеличивается с ростом интенсивности лазерного поля и заряда ионов плазмы.

Список литературы

- [1] Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan Th.E. et al. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 2076.
- [2] Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. // J. Sov. Laser Res. 1992. Vol. 13. P. 396.

- [3] *Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al. // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. P. 1626.*
- [4] *Kodama R. et al. // Nature (London). 2002. Vol. 418. P. 933.*
- [5] *Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 11. С. 941.*
- [6] *Косарев И.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 32.*
- [7] *Hilcher D., Berndt O., Enke M. et al. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 016 414.*
- [8] *Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Veth J. // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 6. P. 2847.*
- [9] *Wei M.S., Mangles S.P.D., Najmudin Z. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 155 003.*
- [10] *Косарев И.Н. // УФН. 2006. Т. 176. № 12. С. 1267.*
- [11] *Бете Г., Солтимер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1960.*
- [12] *Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. P. 83.*
- [13] *Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M., Chen Z.L. et al. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 036 405.*
- [14] *Bret A., Firpo M.-C., and Deutsch C. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70. P. 046 401.*
- [15] *Файнберг Я.Б., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 3. С. 966.*