

КИНЕТИЧЕСКИЙ ПРОРЫВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
БАРЬЕРА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин

УДК 533.9

Показано, что благодаря появлению "хвоста" у функции распределения электронов, вызванного аномальным поглощением энергии волны накачки, может возникнуть прорыв лазерной плазмы, уносящий значительную часть поглощенной энергии.

При исследовании плазмы, создаваемой вблизи мишени интенсивным лазерным импульсом, обнаружено большое количество разлетающихся быстрых ионов  $/I/$ . Эти ускоренные ионы могут уносить значительную долю поглощаемой лазерной энергии. Измерения рентгеновского излучения, проводившиеся одновременно, показали, что распределение по скоростям электронов в плазме при этом носит существенно немаксвелловский характер: функция распределения электронов, кроме основной максвелловской части с температурой  $T_e \sim 1$  кэВ, имеет ярко выраженный "хвост" в области высоких энергий. Распределение в "хвосте" приближенно также может быть представлено в виде максвелловской функции, но с гораздо более высокой температурой  $T_h \gg T_e$  (обычно  $T_h \sim 15 - 20 T_e$ ).

В теоретических работах /2,3/ было рассмотрено ускорение ионов при свободном разлете разряженной плазмы. Однако в случае лазерной плазмы расширение в действительности не свободное - оно проходит в присутствии интенсивной световой волны, которая создает, сжимает и удерживает плазму. Исследованию движения плазмы, удерживаемой электромагнитным полем, при произвольной немаксвелловской функции распределения электронов и посвящена настоящая работа. Будет показано, что часть плазмы

прорывается через электромагнитный барьер. Прорыв сопровождается эффективным ускорением ионов.

Задача ставится следующим образом. Плазма в начальный момент времени  $t = 0$  заполняет полупространство  $x < 0$ . Полупространство  $x > 0$  занято стоячей электромагнитной волной, имеющей частоту  $\omega$  и амплитуду  $E_0(x)$ . Неоднородное по амплитуде поле волны  $E_0(x)$  благодаря стрихционному силам создает эффективный потенциальный барьер /4/,

$$\phi_0(x) = e^2 |E_0(x)|^2 / 4m\omega^2, \quad (1)$$

удерживающий плазму. Движение ионов описывается уравнениями гидродинамики

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Nv) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{M} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $N$  — концентрация,  $v$  — скорость ионов,  $e$ ,  $M$  — их заряд и масса,  $\phi$  — потенциал электрического поля в плазме, определенный уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(N - N_e), \quad (3)$$

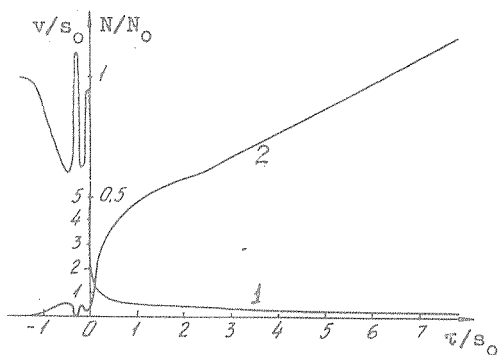
где  $N_e$  — концентрация электронов. Она зависит от вида функции распределения электронов. Учитывая, что скорость электронов велика в сравнении со скоростью гидродинамического движения плазмы, можно принимать распределение электронов в полях  $\phi(x, t)$  и  $\phi_0(x)$  квазистационарным:

$$N_e(x, t) = 2 \int_0^{\infty} f_0(\sqrt{v^2 - 2e\phi/m - 2\phi_0(x)/m}) dv. \quad (4)$$

Здесь  $f_0(v)$  — функция распределения электронов по скорости  $\vec{v}_x$  в невозмущенной плазме, т.е. при  $x \rightarrow -\infty$ . В случае максвелловской функции  $f_0(v)$  формула (4) приводит, естественно, к распределению Больцмана для концентрации электронов.

Уравнения (I)-(4) образуют полную систему, описывающую гидродинамическое движение плазмы в заданном поле электромагнитной волны  $E_0(x)$  при произвольной невозмущенной функции распределения электронов  $f_0(v)$ . Граничные условия:

$$\begin{aligned} N = N_0, \quad v = 0, \quad \psi = 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow -\infty; \\ \psi \rightarrow -\infty, \quad \partial\psi/\partial x \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow +\infty. \end{aligned} \quad (5)$$



Р и с. I. Распределение концентрации  $N$  (кривая I) и скорости  $v$  (кривая 2) плазмы в момент времени  $t = 40/\Omega_{oi}$  в зависимости от  $\tau = x/s_0$ . Невозмущенная функция распределения электронов  $f_0(v)$  принята в виде суммы двух максвелловских с концентрацией и температурой основных электронов  $N_0(1 - n_h)$ ,  $T_e$  и быстрых электронов  $N_0 n_h$ ,  $T_h$  ( $T_h = 16 T_e$ ,  $n_h = 0,1$ ). Электромагнитный барьер при  $x > 0$ :  $\phi(x) = \phi_{om} \sin^2(2\pi x/\lambda)$  ( $\phi_{om} = 8T_e$ ,  $\lambda = 10 D$ ,  $D =$

$\sqrt{T_e/4\pi e^2 N_0}$ ,  $s_0 = \sqrt{T_e/M}$ ,  $\Omega_{oi} = \sqrt{4\pi e^2 N_0/M}$ ). Область осцилляций слева — ламинарная ударная волна, вызванная отражением плазмы от барьера. За барьером ( $x > 0$ ) скорость плазмы  $v$  вначале имеет область "плато", а затем нарастает так же, как при свободном расширении плазмы в вакуум

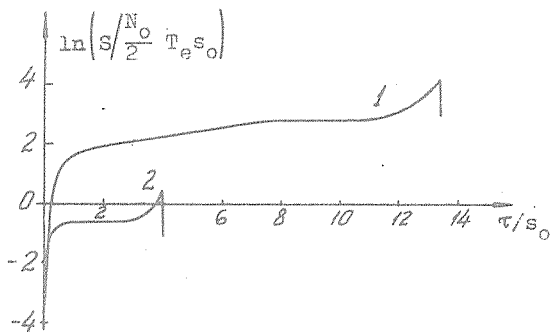
Начальные условия для интересующей нас задачи о расширении плазмы:

$$N_{t=0} = \begin{cases} N_0, & x < 0, \\ 0, & x > 0, \end{cases} \quad v_{t=0} = 0. \quad (6)$$

Уравнения (1)–(6) интегрировались численно. Результат решения в условиях, характерных для лазерной плазмы, показан на рис. 1. Видно, что заметная часть плазмы прорывается сквозь электромагнитный барьер. Прорыв резко усиливается при наличии быстрых электронов – в их отсутствие поток энергии плазмы за барьером значительно ниже – рис. 2. Это вполне понятно. В рассмотренном примере высота электромагнитного барьера

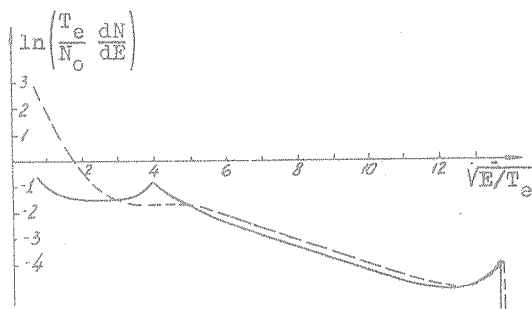
$$T_e \ll \epsilon_{\text{ом}} < T_h. \quad (7)$$

Поэтому тепловые электроны отражаются от барьера, а быстрые с энергией  $\epsilon > \epsilon_{\text{ом}}$  им не удерживаются [6]. В результате в области за барьером возникает отрицательный заряд и создается электрическое поле, ускоряющее ионы. При этом быстрые ионы, попавшие



Р и с. 2. Распределение потока энергии плазмы  $S = mv^3N/2$  в логарифмическом масштабе при наличии быстрых электронов (кривая 1;  $n_h = 0,1$ ) и без них (кривая 2;  $n_h = 0$ ) в зависимости от  $\tau = x/t$

в фазу с нестационарной волной поля, успевают набрать значительную энергию — больше и даже много больше величины потенциала поля. Это и приводит к эффективному ускорению ионов (см. рис. 3).



Р и с. 3. Энергетический спектр ускоренных ионов; пунктир — то же при свободном расширении, т.е. в отсутствие барьера

Реально для лазерной плазмы  $\phi_{\text{ом}} \lesssim 10 T_e$  <sup>x)</sup>. Появление ускоренных электронов связано с аномальным поглощением лазерной энергии. Важно, что с увеличением интенсивности лазерного импульса роль аномальных механизмов поглощения усиливается /7/. Это приводит к появлению большого количества быстрых электронов, не удерживаемых полем волны. При разлете плазмы они передают свою энергию ускоренным ионам. Это и служит причиной эффективной перекачки аномально поглощаемой энергии интенсивного лазерного импульса в энергию разлетающихся быстрых ионов.

Сопоставим теорию с данными опытов. Энергия быстрых ионов, наблюдавшихся в /1/,  $E/Z \sim (20 - 200) \text{ кэВ}$ . Она превосходит высоту электромагнитного барьера  $\phi_{\text{ом}} \sim (5 - 10) \text{ кэВ}$ .

Распределение ускоренных ионов в этом случае, как показал

<sup>x)</sup> Для плазмы, удерживаемой переменным электромагнитным полем,  $\phi_{\text{ом}} = \alpha^2 T_e$ . Здесь  $\alpha$  — амплитудный коэффициент усиления поля стоячей волны в области ее отражения в плазме /5/.

проведенный здесь расчет, мало отличается от случая свободного расширения плазмы в вакуум (см. рис. 3). Поэтому остается справедливым сопоставление экспериментальных данных /1/ с теорией ускорения ионов при свободном расширении плазмы, проведенное в /3/. Оно показало их хорошее соответствие. Отметим, что существенным для кинетического прорыва является ускорение электронов лишь в направлении, ортогональном к электромагнитному барьеру. Оно зависит не только от амплитуды, но и от поляризации волны накачки. Поэтому при сжатии несколькими лазерными пучками сферической мишени прорыв может возникать в локальных областях, выделенных условиями аномального поглощения, высотой барьера и поляризацией световой волны. Можно полагать, что такой локальный прорыв наблюдается в /8/. Действительно, энергетический спектр ускоренных ионов в /8/ характерен для свободного расширения плазмы:  $\ln N \sim v$ . Определяя из него температуру быстрых электронов, аналогично /3/, находим  $T_h \approx 7 - 10$  кэВ. Высота электромагнитного барьера  $\epsilon_{om} < 5$  кэВ, так что условия кинетического прорыва плазмы (7) в этих экспериментах выполнены. Для скорости плазменной струи получаем  $v \sim (2 - 4)\sqrt{T_h/M} \sim (1 - 2) \cdot 10^8$  см/с в согласии с /8/.

Отметим, что в работе /9/ исследовано распределение электронов по скоростям с помощью решения кинетического уравнения с учетом эволюции внутреннего высокочастотного поля плазмы, возбужденного лазерным облучением. В ней изучено, в частности, влияние движения критической точки (точки отражения волны) на функцию распределения электронов и показано, что при сверхзвуковой скорости этого движения количество горячих электронов резко убывает. Естественно, что в этом случае уменьшится и количество ускоренных ионов.

Авторы признательны Л. П. Пятаевскому за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию

29 декабря 1980 г.

## Л и т е р а т у р а

1. R. Decoste, B. M. Ripin, Phys. Rev. Lett., 40, 34 (1978); R. Decoste, NRL Report 3774, Washington, 1978; P. Wägli, T. P. Donaldson, Phys. Rev. Lett., 40, 875 (1978).
2. А. В. Гуревич, Л. В. Парийская, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 49, 647 (1965); 63, 516 (1972); L. M. Wickens, E. Allen, P. T. Rumsby, Phys. Rev. Lett., 41, 243 (1978).
3. A. Gurevich, D. Anderson, H. Wilhelmsson, Phys. Rev. Lett., 42, 769 (1979); А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, ЖЭТФ, 80, 1810 (1981).
4. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ, 34, 242 (1958); Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 39, 1450 (1960).
5. E. L. Lindman, Journal de Physique, 38, C6-9 (1977); D. W. Forslund et. al., Phys. Rev., A11, 679 (1975).
6. Р. З. Сагдеев, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. III, Изд. АН СССР, 1958 г., с. 346.
7. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, "Наука", М., 1973 г.
8. Ю. А. Захаренков и др., Письма в ЖЭТФ, 25, 415 (1977); Н. Е. Андреев и др., ЖЭТФ, 76, 976 (1979).
9. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, ЖЭТФ, 78, 1396 (1980).