Краткие сообщения по физике № 3 1981

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ИОНОВ, УСКОРЯЕМЫХ ПОНДЕРОМОТОРНОЙ СИЛОЙ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Е. Ю. Симакина

УДК 533.9

Получено энергетическое распределение ионов на основе теории нелинейного резонансного ускорения частиц.

В последние годы неоднократно сообщалось о появлении в лазерной плазме групп быстрых ионов, уносящих значительную долю поглощенной энергии /I-4/. В настоящей работе получено энергетическое распределение быстрых ионов на основе теории нелинейного резонансного ускорения частиц, предложенной в работе /4/.

Указанный механизм ускорения ионов состоит в следующем. При наклонном падении p-поляризованной электромагнитной волны на слой неоднородной плазмы в области критической плотности n_c, в которой частота излучения накачки $\omega_0 \approx \omega_{Le}$ ($\omega_{Le} = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m_e}$ – частота ленгмюровских колебаний), амплитуда электрического поля резко возрастает в результате резонансного возбуждения продольных ленгмюровских колебаний. В линейном приближении по амплитуде электрического поля излучения накачки распределение электрического поля в резонансе E_* изучалось в работах /5,6/.

Согласно нелинейной теории резонансного ускорения ионов, при достаточно больших амплитудах электрического поля излучения накачки резонансно возбужденные ленгмюровские колебания становятся параметрически настойчивыми. В результате развития неустойчивости область интенсивных ленгмюровских колебаний Δx_L разбивается на ямки плотности (кавитоны), в которые захватывается ленгмюровское поле. Причем размер кавитона l_k тем меньше, чем больше электрическое поле в области плазменного резонанса /7/ $l_k \backsim 1/E_*$.

В дальнейшем, за время жизни τ_k кавитон сжимается до некоторого минимального размера Δx_{min}, при достижении которого ленгмюровское поле в кавитоне быстро диссипирует вследствие затухания Ландау.

В предположении, что полная энергия захваченного ленгмюровского поля в процессе самосжатия кавитона изменяется мало, максимальная напряженность электрического поля в кавитоне связана с E_* соотношением:

$$E_{max} \sim E_* (l_k/\Delta x_{min})^{3/2}.$$

Таким образом, при наличии параметрической неустойчивости в области интенсивных ленгмюровских колебаний ионы ускоряются при пролете нестационарных кавитонов, полное число которых $N = \Delta x_L/l_k$ велико в случае достаточно горячей плазмы (см. /4/):

$$\nu_{ei} < \omega_o (r_{De}/L)^{2/3}$$

и не очень крутых профилей плотности:

$$0,1 \left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^2 (k_o L)^{3/2} \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \frac{E_o}{\sqrt{4\pi n_c T_e}} > 1,$$

где ν_{ei} - частота кулоновских столкновений; L - характерный масштаб неоднородности плотности плазмы; $k_o = \omega_o/c$; T_e - температура электронов. Заметим, что из-за обратно пропорциональной зависимости начального размера кавитона l_k от амплитуды электрического поля в резонансе ($l_k \backsim 1/E_*$) при достаточно большой амплитуде электрического поля излучения накачки $E_o (E_* \backsim E_o)$ $l_k = \Delta x_{min}$, и область интенсивных ленгмюровских колебаний не разбивается на кавитоны. И, следовательно, описанный эффект ускорения ионов имеет место для некоторого интервала амплитуды электрического поля излучения накачки, нижняя граница которого определяется порогом параметрической неустойчивости, а верхняя условием $l_k = \Delta x_{min}$. Выражения для величин Δx_L, l_k, Δx_{min}, τ_k, E_* приведены в /4/.

Если амплитуда электрического поля в области плазменного резонанса достаточно велика $(v_{E_*} = |e|E_*/m_e\omega_o,\ v_{E_{max}} = |e|E_{max}/m_e\omega_o > v_{Te})$, можно считать, что ионы движутся под действием только пондеромоторной силы, и, следовательно, изменение функции распределения ионов описывается уравнением:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} - \frac{1}{m_i}\frac{\partial U(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}\frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = 0, \quad U(\vec{r},t) = \frac{Ze^2}{4m_e\omega_o^2}|\vec{E}_a(\vec{r},t)|^2, \tag{I}$$

где $\vec{E}_a$ - амплитуда электрического поля.

Уравнение (I) будем решать для одномерного случая в приближении заданного поля. Размер кавитона считаем постоянным и равным l_k, а амплитуду электрического поля в кавитоне, возрастающую за время жизни кавитона от E_* до E_{max}, аппроксимируем следующим образом:

$$E_{cav}(x,t) = E_*\exp\left(\frac{\varepsilon t}{2}\right)\left(1-\left(\frac{x-x_i}{l_o}\right)^2\right)^{1/2}, \tag{2}$$

где $\quad \varepsilon = \frac{1}{\tau_k}\ln\left(\frac{E_{max}}{E_*}\right)^2;\quad l_o = \frac{1}{2}l_k;\quad x_1 = x_c;$

$x_N = x_c + \Delta x_L;\quad x_{i+1} - x_i = l_k;\quad x_c$ - координата плазменного резонанса.

Таким образом, движение иона при пролете нестационарного кавитона описывается уравнениями характеристик уравнения (I):

$$\frac{dx}{dt} = v_i, \qquad \frac{dv_i}{dt} = -\frac{Ze^2}{4m_i m_e\omega_o^2}\frac{\partial}{\partial x}|E_{cav}(x,t)|^2, \tag{3}$$

(где $E_{cav}(x,t)$ определяется (2)), с некоторыми начальными условиями:

$$x(0) = x_o, \quad v_i(0) = v_o. \tag{4}$$

Рассмотрим группу ионов, образовавшуюся в результате схлопывания некоторого кавитона, координата которого x_i. Скорость ионов в этой группе изменяется от 0 до $v_{max_o} = \sqrt{2U_{max}/m_i}$ ($U_{max} = Ze^2|E_{max}|^2/4\omega_o^2 m_e$). Частицы, имеющие скорость большую чем $v_{min_o} = \sqrt{2U_o/m_i}$ ($U_o = Ze^2|E_*|^2/4\omega_o^2 m_e$), могут ускориться в следующих кавитонах. Движение ионов при пролете следующего кавитона описывается уравнениями (3), причем в начальных условиях (4):

$$v_{min_o} < v_o < v_{max_o}. \tag{5}$$

В результате решения системы (3) с начальными условиями (4) получаем, что после пролета m кавитонов ион имеет скорость v_m, определяемую выражением:

$$w_m = w_{m-1} + \frac{\varepsilon\tau}{4}\left\{\frac{1}{w_{m-1}} \ln\frac{w_{m-1}+1}{w_{m-1}-1} + w_{m-1} \ln\frac{w_{m-1}+1}{w_{m-1}-1} - 2\right\}, \tag{6}$$

где $\tau = l_o/\sqrt{2U_o/m_i}$, $w_m = v_m\tau/l_o$, причем $w_o = v_o/\sqrt{2U_o/m_i}$.

В силу неравенств (5), $1/w_{m-1} < 1$ для любого m, и скорость w_m, определяемую формулой (6), можно оценить следующим образом:

$$w_m \simeq w_{m-1} + \frac{2}{3}\varepsilon\tau w_{m-1}^{-2} \tag{7}$$

или

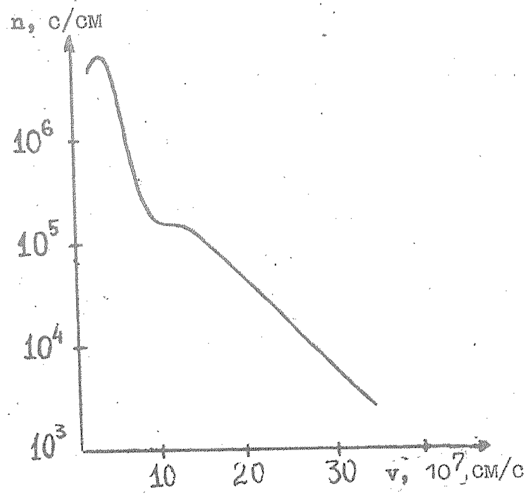
$$w_m \simeq \sqrt[3]{2\varepsilon\tau m}. \tag{8}$$

До начала ускорения ионы имеют скорости в диапазоне, определяемом неравенствами (5). Как видно из формул (6) и (7), после пролета m кавитонов интервал скоростей сужается. Используя (7) и (8), можно получить следующую оценку изменения интервала скоростей ($w_{max,m}$, $w_{min,m}$) в зависимости от числа пройденных кавитонов m:

$$\Delta_m = w_{max,m} - w_{min,m} \simeq \Delta_o \prod_{l=1}^{m-1}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{1}{l}\right). \tag{9}$$

Очевидно, что $\Delta_m \to 0$ при $m \to \infty$. Поэтому группа ионов, имеющих в начальный момент скорости (5), после пролета $m \gg 1$ кавитонов становится моноэнергетической со скоростью (8). Отсюда следует, что в пренебрежении неоднородностью плотности ионов n_i в области плазменного резонанса (это возможно, так как $\Delta x_L < L$) на энергетическом распределении быстрых ионов, прошедших область интенсивных ленгмюровских колебаний, должно быть плато, правая граница которого соответствует скорости ионов, ускорившихся во всех кавитонах.

На рис. I представлено энергетическое распределение ионов, полученное в эксперименте /4/. Изображенная функция $n(v)$ представляет собой поток ионов через единичную площадку за время эксперимента. Для параметров плазмы и плотности потока излучения лазера, имеющих место в эксперименте /4/, значение скорости v_N (правая граница плато) составляет $\approx 12 \cdot 10^8$ см/с; а значение $n(v)$ в области плато, определяемое объемом области, в



Р и с. I. Энергетическое распределение ионов, полученное в эксперименте /4/

которой происходит ускорение (см. /4/), и плотностью ионов n_i, составляет $n(v) \approx 3 \cdot 10^4$ с/см. Как видно из рис. I, полученные результаты удовлетворительно согласуются с приведенными экспериментальными данными, что указывает на возможность проявления указанного механизма в эксперименте /4/.

В заключение я выражаю глубокую благодарность Н. Е. Андрееву за обсуждение работы и ценные замечания.

Поступила в редакцию
I0 декабря I980 г.

Литература

1. G. H. Mc Call et. al., Phys. Rev. Lett., 30, 1116 (1973).
2. Н. Г. Басов и др., Письма в ЖЭТФ, I8, 3I4 (I973).
3. J. Martineau et. al., Opt. Commun., 18, 347 (1976).
4. Н. Е. Андреев и др., ЖЭТФ, 76, 976 (I979).
5. Н. Г. Денисов, ЖЭТФ, 3I, 609 (I956).
6. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме. изд. "Наука", М., I967 г.
7. Т. А. Давыдова, К. П. Шамрай, ЖЭТФ, 69, I607 (I975).