

О ЧИСЛЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В.П. Силин

На основании представлений о быстром установлении электромагнитного поля в плазме и быстрой деформации профиля плотности, обусловленной ускорением плазмы в малой области возрастающего поля, показана возможность определения числа высокоэнергичных ионов, образующихся при воздействии на мишень мощных потоков лазерного излучения.

При всестороннем лазерном обжати излучением сферической мишени часть светового потока может иметь p -поляризацию, т. е. вектор электрического поля лазерного излучения будет иметь компоненту нормальную к поверхности мишени. В этих условиях в плазменной короне в окрестности критической плотности плазмы ($r \approx r_0$), где электронная ленгмювская частота сравнивается с частотой лазерного излучения, будет иметь место эффект увеличения электрического поля [1, 2]. Поскольку для p -поляризованного света возрастание поля локализовано в малой области, вне которой оно быстро спадает, то воздействие такого поля может рассматриваться в рамках представлений об ускорении плазмы электромагнитной волной, для которой сама плазма является непрозрачной [3]. Как показано в работе [3] в условиях, когда плотность потока импульса поля значительно превышает тепловое давление, плазма приобретает скорость V , определяющуюся соотношением

$$\frac{E^2}{4\pi} = V^2 \sum n_i M. \quad (1)$$

Здесь E — напряженность электрического поля, n_i — плотность числа ионов в критической точке, M — масса иона, а суммирование ведется по сортам ионов.

Факт возникновения ускоренных ионов в условиях наличия p -поляризации был установлен экспериментально в работе [4], при воздействии на плазму СВЧ излучения. Такой эффект был также обнаружен в численном эксперименте [5]. В лазерной плазме о быстрых ионах сообщалось в работах [6, 7].

В соответствии с представлениями работы [3] электромагнитное поле ускоряя плазму воздействует на нее как бесконечно тяжелая стенка, перемещающаяся со скоростью V . Очевидно, что энергия ионов разных сортов оказывается при этом пропорциональна их массе.

Важной особенностью обсуждаемого нами явления оказывается зависимость скорости такого движения от координаты, что обусловлено спаданием напряженности электрического поля при удалении от точки r_0 критической плотности. При достаточном уменьшении электрического поля, когда скорость $V(r)$ станет сравнимой со скоростью звука v_s , эффективность ускорения ионов снизится. Поэтому можно утверждать, что возникнут ускоренные ионы со скоростями от скорости звука до V_{max} , определяющейся максимальным значением поля. В то же время можно оценить полное число ионов, которые примут участие в ускорении, поскольку может быть оценена та пространственная область, в которой скорость движения электромагнитной стенки лежит в пределах V_{max} до v_s .

Для оценки энергии ускоряемых ионов и их числа можно использовать результаты линейной теории электромагнитного поля вблизи критической точки, имея в виду, что рассматриваемое нами ускорение частиц плазмы представляет собой сравнительно медленный процесс нелинейной перестройки плазмы под влиянием быстро возникающего поля, которое без учета медленного перемещения ионов сначала не производит нелинейного изменения плотности плазмы. Тогда согласно [1, 2] вблизи точки r_0 нормальная компонента электрического вектора может быть представлена в виде

$$|E_r| = \frac{\phi E_0}{\sqrt{2\pi\rho}} \left\{ \left(\frac{r-r_0}{a} \right)^2 + \frac{\nu^2}{\omega_0^2} \right\}^{-1/2} \quad (2)$$

Здесь a — характерное расстояние изменения плотности плазмы ($n = n_0 [1 - (r - r_0)/a]$), ν — эффективная частота столкновений электронов, показатель скорости включения поля или $\omega_0^{1/3} (\nu T_e / a)^{2/3}$, ω_0 — частота излучения, E_0 — амплитуда электрического поля в световом потоке, $\rho = a \omega_0 / c$, — наконец, ϕ является функцией угла падения света и в максимуме достигает значения $\sim 1, 2$.

Очевидно, что согласно формулам (1) и (2) максимальная скорость ионов равняется

$$V_{max} \approx \frac{E_0 \phi}{\sqrt{4\pi n_i} M} \sqrt{\frac{c \omega_0}{2\pi a}} \frac{1}{\nu} \quad (3)$$

Область, в которой $V > v_s$, имеет ширину

$$\Delta r \sim a \frac{\phi}{\sqrt{2\pi\rho}} \left[\frac{E_0^2}{4\pi(n_e \kappa T_e + n_i \kappa T_i)} \right]^{1/2}$$

Поэтому полное число ускоренных ионов со скоростями от v_s до V_{max} дается формулой

$$\delta n_i \sim n_i \frac{4\pi r_0^2 a \phi}{\sqrt{2\pi\rho}} \left[\frac{E_0^2}{4\pi(n_e \kappa T_e + n_i \kappa T_i)} \right]^{1/2} \quad (4)$$

Время, в течение которого возникает такое число ускоренных ионов, по порядку величины равно $\Delta r / v_1$, что сравнительно весьма мало.

Полная энергия максимально ускоренных ионов по порядку величины равна MV_{max}^2 , умноженной на число ионов в области максимума поля, т. е. на величину

$$4\pi r_0^2 (a\nu/\omega_0) n_i, \quad (5)$$

что примерно равно энергии излучения, падающей на мишень за время $1/\nu$. Заметим, что при достаточно высокой плотности потока энергии излучения q вынос ионов из области максимума поля может стать быстрым процессом. Тогда максимальная скорость ионов вместо формулы (3), по-видимому, может определяться из $V_{max} \sim (q/n_i M)^{1/3}$. Приведенные оценки позволяют получить представление о максимальных значениях, определяющихся максимальным значением функции ϕ [1, 2]. В то же время необходимо отметить, что эффективное значение такой величины в известной мере определяется структурой лазерного поля, фокусируемого на мишень. Заметим, что заполнение критической области расширяющейся плазмой, после первоначального выноса ионов со скоростями от V_{max} до v_s , будет происходить в условиях, когда во-первых, газодинамическое давление плазмы будет сравнимо с силовым воздействием поля и, во-вторых, возникает локальное искажение профиля плазмы эффективно сближающее точки отражения и усиления электромагнитной волны. Поэтому последующее заполнение критической области расширяющейся плазмой может привести к появлению ионов со скоростями V_{max} лишь при наличии в световом пучке волн с большими углами падения.

Для излучения лазера на неодимовом стекле с плотностью потока энергии $q \sim 10^{14}$ *вт/см²* и при температуре плазмы $T \sim 1$ *кэв* энергия максимально ускоренных ионов может составлять десятки *кэв*. При радиусе мишени $\sim 0,1$ *см* число таких ионов согласно формуле (5) может достигать 10^{11} . В то же время полное число ускоренных ионов будет составлять величину $\sim 3 \cdot 10^{15}$ или доли процента от общего 10^{18} числа ионов в короне (в предположении, что характерный масштаб неоднородности порядка размеров фокусного пятна 10^{-2} *см*). Время такого ускорения $\sim 10^{-11}$ *сек*.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 января 1975 г.

Литература

- [1] Н.Г.Денисов. ЖЭТФ, 31, 609, 1956.
[2] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме М., изд. Наука, 1967.

- [3] А.В.Гуревич, В.П.Силин. ЯФ, 2, 280, 1965.
- [4] A.Y.Wong, R.L.Stenzel, H.C.Kim. Y. International conference on plasma physics and thermonuclear fusion, CN-33/H 4-1, Tokio, 11-15, XI, 1974.
- [5] W.Kruer, E.Valeo, Estabrook, J.Thomson, B.Langdon, B.Lasinski. Loc. cit. CN-33/F 5 - 3.
- [6] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов. Письма в ЖЭТФ, 18, 314, 1973.
- [7] G.H.Mc Call, F.Young, A.W.Ehler, J.F.Kephart, R.P. Godwin. Phys. Rev. Lett., 30, 1116, 1973.
-