

ЗАМЕДЛЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ НАДТЕПЛОНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ПЛОТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. В. Афанасьев, П. П. Волосевич,<sup>\*)</sup> Е. Г. Тамалий,  
И. Д. Маш, В. Б. Розанов

УДК 533.92.

Получена функция распределения быстрых электронов, возникающих из-за нелинейного механизма поглощения света лазера, при их торможении в плотной плазме. Оценена роль предварительного прогрева для ряда изучаемых мишеней.

1. Исследование процессов поглощения лазерного излучения в плазме показывает, что его энергия преобразуется в энергию электронов, имеющих спектр, существенно отличающийся от максвелловского  $/I/$ . Приблизненно этот спектр можно представить в виде двух групп: максвелловской с температурой  $T$  и моноэнергетической группы со средней энергией  $10 T$ , так называемых быстрых электронов  $/I/$ . Максвелловские электроны переносят энергию во внутренние слои плазмы путем обычной теплопроводности, а быстрые, проникая в более глубокие слои вещества, вносят туда энергию и, следовательно, энтропию до прихода волны сжатия. Это обстоятельство приводит к снижению степени сжатия вещества и, в конечном итоге, к уменьшению нейтронного выхода из мишени.

2. В настоящей работе изучается распространение и поглощение электронов в плотной плазме при помощи кинетического уравнения без учета электрического поля, связанного с разделением зарядов.<sup>\*\*)</sup> Предполагается, что на границе плотной полностью ионизованной плазмы задан источник быстрых электронов. Учитывается

<sup>\*)</sup> ИИМ АН СССР.

<sup>\*\*)</sup> Это возможно, так как при характерных для данных задач параметрах плазмы отношение кулоновской силы к тормозящей силе поля больше единицы.

взаимодействие быстрых электронов с электронами и ионами плазмы. При энергиях быстрых электронов много больших температуры среды уравнение Ландау приводится к виду:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(vf) = \frac{2\pi e^4 \text{Ln}Z}{m_e^2} \left\{ \frac{\partial f}{v^2 \partial v} + \frac{1+Z}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \right\}, \quad (I)$$

где  $f$  - функция распределения быстрых электронов,  $\int_0^\infty \int_{-1}^{+1} f v^2 dv d\mu = 1$ ,

$v$  - скорость,  $eZ$  - заряд иона,  $n$  - концентрация ионов,  $L$  - кулоновский логарифм,  $\mu$  - косинус угла между направлением движения и заданным направлением. Это уравнение может быть решено для случая однородной плазмы в нестационарном случае. Решение имеет вид:

$$f(v, \mu, t) = v_0^{-2} \delta \left[ v - v_0 (1 - \omega_0 t)^{1/3} \right] \sum_{n=C}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\mu) \left( \frac{v^3}{v^3 + v_0^3 \omega_0 t} \right)^{\frac{1+Z}{6} n(n+1)}$$

$$f(v, \mu, 0) = v_0^{-2} \delta(v - v_0) \delta(\mu - 1), \quad \omega_0 = \frac{6\pi e^4 \text{Ln}Z}{m_e^2 v_0^3}, \quad (2)$$

$P_n$  -  $n$ -й полином Лежандра.

Если в (2) устремить массу ионов к бесконечности и пренебречь взаимодействием с электронами, то мы придем к результату Трубникова /2/. Из (2) также следует, что время замедления быстрого электрона в плазме  $\tau = 10^{-12}$  сек для типичных параметров ( $E_0 = 100$  кэВ,  $n = 10^{23}$  см $^{-3}$ ) много меньше характерных времен сжатия и нагревания плазмы  $10^{-8}$  -  $10^{-9}$  сек. Это позволяет в дальнейшем считать задачу замедления электронов стационарной. Стационарная задача может быть решена в приближении "среднего косинуса". Заменяем  $\mu$  в левой части уравнения I неизвестной пока функцией  $\bar{\mu}(y)$ ,  $y$  - координата. Тогда решение, определенное граничными условиями, можно найти в виде разложения по полиномам Лежандра. Для граничных условий

$$f \Big|_{y=0} = v_0^{-2} \delta(v - v_0) \delta(\mu - 1) \quad (3)$$

решение получаем в виде

$$f = v_0^{-2} \delta(E - E_0 + x)^{1/4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\mu_0) P_n(\mu) \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\frac{1+Z}{8} n(n+1)}, \quad (4)$$

где  $E = v^4$ ,  $x = \int_0^y \frac{n(y') dy'}{\mu(y')}$ , ось  $y$  совпадает с нормалью к мишени. Определив "средний косинус" по обычной процедуре при помощи (4) и используя определение  $x$ , легко получить обыкновенное уравнение для  $\bar{\mu}(y)$ , решение которого есть

$$\mu(y) = \mu_0 \left[ 1 - \frac{2\pi e^4 I Z (Z+5)}{m^2 v_0^4 \mu_0} \int_0^y n(y') dy' \right]^{\frac{Z+1}{Z+5}}. \quad (5)$$

Используя (4) и (5), получим

$$v = v_0 (\bar{\mu}/\mu_0)^{1/(Z+1)}, \quad \bar{v} = v_0 (\bar{\mu}/\mu_0)^{2/(Z+1)},$$

$$\bar{\mu}^2 = \frac{1}{3} + \frac{1}{3} (\bar{\mu}/\mu_0)^3 (3\mu_0^2 - 1).$$

Длина замедления для постоянной плотности  $y_0 = \frac{m^2 v_0^4 \mu_0}{2\pi e^4 I n_0 Z (Z+5)}$ .

Таким образом, рассеяние без изменения энергии уменьшает среднее проходимое расстояние в  $(Z+5)/4$  раз, увеличивая тем самым передаваемую среде энергию.

3. Приведем количественные оценки, полагая в соответствии с /1/, что доля энергии, содержащаяся в быстрых электронах, при потоках  $10^{14}$  вт/см<sup>2</sup> составляет  $10^{-2}$  от энергии излучения и меняется линейно в зависимости от потока лазерной энергии.

Определение энергии быстрых электронов, оставшейся в термоядерном горючем мишени, эксперименты с которой описаны в /3/, показывает, что при мгновенном выделении энергии ( $q = 10^{15}$  вт/см<sup>2</sup>,  $E_0 \sim 20$  кэв) температура ДТ смеси может достигать 60 эв, а давление  $\sim 10^6$  атм. Численные расчеты нагревания и сжатия стеклянных сферических мишеней, наполненных ДТ газом, привели к зависимости величины сжатия и нейтронного выхода от энергии прогрета, представленной в таблице I. Расчеты были выполнены в рамках поста-

новки задачи, изложенной в /4/. Эффект прогрева оболочки в процессе испарения является несущественным, поскольку гидродинамический КПД /5/ в данном случае составляет около 10%, в то время как в тепловую энергию оболочки за счет быстрых электронов передается  $\leq 1\%$  от энергии излучения. Для экспериментов /3/ вероятной энергией прогрева ДТ смеси является значение 10–30 эв на частицу, поэтому нейтронный выход снижается в 20 раз, а сжатие – в 10 раз по сравнению со значениями, полученными без учета прогрева. Определенное значение количества нейтронов хорошо согласуется с экспериментальными данными /3/.

Таблица I

Начальная температура ДТ смеси в эв	Максимальные параметры плазмы			
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$T_e$ , кэВ	$T_i$ , кэВ	к-во ДТ нейтронов
(начальный фон) $10^{-6}$	9,9	2	4,33	$3,9 \cdot 10^9$
10	3,08	1,49	2,98	$5,5 \cdot 10^8$
30	1,05	1,35	2,85	$2 \cdot 10^8$

Влияние быстрых электронов в оболочечных мишенях с большими коэффициентами усиления по энергии /6/ на сжатие ДТ смеси невелико по следующим причинам: мала энергия, содержащаяся в быстрых электронах (потoki  $10^{12} - 10^{14}$  вт/см<sup>2</sup>); имеются слои с высокими  $Z \sim 20-30$ .

Иначе обстоит дело в мишени, представляющей собой сплошной шар из ДТ льда, при воздействии программированного по времени импульса /7/. Потoki здесь достигают  $10^{17}$  вт/см<sup>2</sup>, поэтому доля энергии, содержащаяся в быстрых электронах со средней энергией 100 кэВ, может быть очень большой, а отношение диаметра мишени к длине поглощения составляет  $D_0/\lambda_0 = 0,2$ . Поэтому величина сжатия, а следовательно, и коэффициента усиления по энергии кардинальным образом зависят от предварительного прогрева.

Таким образом, быстрые электроны, возникающие при параметрическом нагреве плазмы, могут существенно повлиять на выход нейтронов для некоторых типов лазерных термоядерных мишеней при потоках лазерного излучения  $10^{15} - 10^{17}$  вт/см<sup>2</sup>.

Поступила в редакцию  
1 декабря 1975 г.

## Л и т е р а т у р а

1. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. ЖЭТФ, 64, 843 (1973); Письма в ЖЭТФ, 17, 120 (1973).
2. Б. А. Трубников в сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М. А. Леонтовича, вып. I, Москва, 1963 г.
3. P. M. Campbell, G. Charitis, C. R. Montry. Phys. Rev. Lett., 34, 74 (1975).
4. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. Г. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. "Квантовая электроника" 2, 1816 (1975).
5. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов. ПММ, 39, 451 (1975).
6. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. Н. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, 150 (1975).
7. J. Nuckolls, L. Wood, Thiessen, G. Zimmerman. Nature, 239, 193 (1972).