Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 553–557 *5 декабря 1969 г.*

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов

1. При взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом образуется многократно ионизованная плазма, причем в области сравнительно небольших плотностей излучения q состояние плазмы может рассматриваться как квазиравновесное. Физически это связано с тем, что функция распределения электронов в этом случае обрезается при энергиях ϵ, близких к порогу неупругих процессов ($\epsilon \sim I(z)$ – потенциал ионизации иона кратности z), так что ионизация происходит за

счет "хвоста" функции распределения. Однако при больших q можно ожидать существенного нарушения термодинамического равновесия в плазме из-за быстрой диффузии электронов в область энергий значительно превышающих $I(z)$. В результате эффективная температура электронов становится $> I(z)$, и разрыв между электронной и ионной температурами (ограниченный теперь в основном упругими потерями энергии электронов) составляет величину $\Delta T \sim 4\pi M e^2 q / 3 m \omega^2 c k \approx 0{,}8 \cdot 10^{-16}\, q(M/m)$, где M – масса иона, ω – частота лазерного излучения. При $q \approx 10^{12}$ *вт/см*^{2} $\Delta T \lesssim 10^3$ *эв*. Формально это имеет место, когда параметр

$$\beta_0 = \frac{I(z)\nu_i(z)}{\epsilon_0 \nu_{\text{эфф}}(z)} < 1,$$

где ϵ_0 – энергия осцилляций электрона в поле, $\nu_i(z)$, $\nu_{\text{эфф}}(z)$ – частоты неупругих и упругих соударений [1]. В указанных условиях ионизационное состояние плазмы существенно отличается от равновесного, определяемого формулой Саха.

Отмеченная здесь качественная картина имеет непосредственное отношение к вопросу о интерпретации результатов диагностики лазерной плазмы по тормозному излучению или наблюдению линий излучения ионов. Ясно, что в области потоков, соответствующих условию $\beta_0 < 1$ тормозное излучение, например, будет более жестким по сравнению с равновесным случаем.

Ниже рассматривается модель, позволяющая в условиях сильного поля приближенно вычислять такие параметры плазмы, как температура электронов, кратность ионизации, выход излучения и т.п.

2. Функция распределения электронов $F(\epsilon, t)$ в плазме в зависимости от энергии ϵ в момент времени t удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_q + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{in} + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{ee}. \qquad (1)$$

Члены, стоящие в правой части (1) описывают соответственно вклад поля излучения лазера, неупругих столкновений электронов с ионами (включая ионизацию) и электрон-электронных соударений в изменение $F(\epsilon, t)$. Будем считать величину z непрерывной функцией времени

$$z(t) = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty F(\epsilon, t)\,d\epsilon + 1, \qquad (2)$$

N_0 – плотность нейтральных атомов. ($z = 2$ соответствует однократной ионизации.) Потенциал ионизации представим в виде:

$$I(z) = \frac{I_H z^2}{n^2} \; [2],$$

n – "эффективное" главное квантовое число ионизуемой оболочки, I_H – потенциал ионизации атома водорода. Частота упругих соударений электронов с ионами кратности z имеет вид:

$$\nu_{\text{эфф}}(z) = \frac{N_0\sqrt{2\pi}\,e^4(z-1)^2\Lambda}{m^{1/2}\,\epsilon^{3/2}},$$

где Λ – кулоновский логарифм. Для частот неупругих соударений $\nu_i(z)$ при $\beta_0 < 1$ может быть использовано борновское приближение, так что [2]:

$$\nu_i(z) = \frac{\nu_{im}(1)}{z^3}\sqrt{\frac{I(z)}{\epsilon}}, \qquad (4)$$

где $\nu_{im}(1)$ – максимальная частота неупругих столкновений электронов с нейтральными атомами. В указанных условиях выражения для $(\partial F/\partial t)_q$ и $(\partial F/\partial t)_{in}$ определяются соотношениями [3]

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_q = -\frac{\epsilon_0}{3}\frac{\partial}{\partial \epsilon}\left\{\nu_{\text{эфф}}F - 2\nu_{\text{эфф}}\,\epsilon\frac{\partial F}{\partial \epsilon}\right\},$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{in} = -\frac{I(z)\nu_i(z)}{2\epsilon}\left\{F - 2\epsilon\frac{\partial F}{\partial \epsilon}\right\}. \qquad (5)$$

Столкновительный член $(\partial E/\partial t)_{ee}$ в приближении Фокера – Планка [4] можно представить в форме:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{ee} = (4\pi e^2)^2\left(\frac{2\epsilon}{m}\right)^{1/2}\left\{\frac{F^2}{8\pi\epsilon} - 2\epsilon\frac{\partial\psi}{\partial\epsilon}\frac{\partial}{\partial\epsilon}\left[\frac{\partial F}{\partial\epsilon} - \frac{F}{2\epsilon}\right] - \frac{\psi}{\epsilon}\left[\frac{\partial F}{\partial\epsilon} - \frac{F}{2\epsilon}\right]\right\},$$

$$\psi(\epsilon) = -\frac{1}{24\pi}\left\{3\int_0^\epsilon F\,d\epsilon - \frac{1}{\epsilon}\int_0^\epsilon \epsilon F\,d\epsilon + 2\sqrt{\epsilon}\int_\epsilon^\infty \frac{F}{\sqrt{\epsilon}}\,d\epsilon\right\}. \qquad (6)$$

Будем искать функцию распределения $F(\epsilon, t)$ в виде

$$F(\epsilon, t) = N_0 f(\epsilon, z)\exp\left\{\int_0^t \gamma(z)\,dt\right\}, \qquad (7)$$

где $\int_0^\infty f(\epsilon, z)d\epsilon = 1$. В этом случае $z(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{dz}{dt} = \gamma(z)z, \quad z(0) = 2. \tag{8}$$

При подстановке в (1) $F(\epsilon, t)$ в формуле (7), в левой части уравнения получаем $\gamma(z)(f + z(\partial t/\partial z))$. Поскольку в области энергий, отвечающих наибольшей плотности электронов, функция $f(\epsilon, z)$ велика по сравнению с $z(\partial f/\partial z)$ членом $z(\partial f/\partial z)$ можно пренебречь. В этом случае уравнению (1) с учетом (5–6) удовлетворяет функция $f(\epsilon, z)$ близкая к максвелловской с температурой электронов $T(z)$, определяемой соотношением:

$$T(z) = \frac{1}{2b}[(a^2 + 4b)^{1/2} - a], \tag{9}$$

где

$$a = A\frac{1}{\epsilon_0(z-1)^2};\ b = B\frac{1}{\epsilon_0 z^2(z-1)^2};\ A = \frac{3m^{1/2}I_{\text{н}}^{3/2}\nu_{im}(t)}{\sqrt{2}\pi e^4\Lambda n^3 N_0};$$

$$B = \frac{3\sqrt{3}\eta\, m^{1/2}I_{\text{н}}^{1/2}\nu_{im}(1)}{2\pi^{3/2}e^4\Lambda n N_0}$$

η – отношение максимальной частоты ионизации к максимальной частоте всех неупругих процессов при $z = 1$.

Постоянная развития лавины $\gamma(z)$ связана с температурой электронов следующим образом

$$\gamma(z) = \frac{2\eta}{\pi^{1/2}}I_{\text{н}}^{1/2}\nu_{im}(1)\frac{1}{nz^2T^{1/2}}. \tag{10}$$

Формулы (7–10) в принципе решают поставленную задачу. Приведем явную зависимость температуры и кратности ионизации от времени и плотности потока светового поля для $z > 2$:

$$T = T_0\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^{2/3} \sim q^{1/3}t^{2/3}, \quad z = \left(\frac{t}{\tau_0}\right)^{1/3} \sim q^{-1/12}t^{1/3}. \tag{11}$$

Здесь $T_0 \approx 3{,}8\sqrt{n\epsilon_0 I_{\text{н}}}$, $\tau_0 = (\pi^{1/2}n/6\eta\nu_{im}(1))(T_0/I_{\text{н}})^{1/2}$. Для плотности потока излучения $\approx 10^{13}$ *вт/см*^{2}, длительности импульса $\tau \approx 10^{-10}$ *сек*,

$N_0 = 10^{20}$ $см^{-3}$ (при этом $\nu_{lm}(1) \approx 5 \cdot 10^{12}$ $сек^{-1}$, $\eta \approx 0{,}5$ из (11) получаем

$$T \approx 10^2 n^{-1/3} I_{\text{H}}, \quad z \approx 10\, n^{-5/12}. \tag{12}$$

Нетрудно видеть, что при указанных параметрах импульса $T \approx n^{5/2} I(z)$, так что при $n \gtrsim 2$ практически все электроны плазмы попадают на "борновский хвост" сечений неупругих столкновений. Формально это соответствует выполнению $\beta_0 < 1$ и справедливости приближения (3–4).

В заключении приведем численные оценки для ионизации плазмы Ca. Среднее значение n в случае двух внешних оболочек Ca (10 электронов) порядка 2,5 –3. Следовательно, из (12) получаем $T \lesssim 80\, I_{\text{H}}, z \approx 6–7$.

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

Поступила в редакцию
27 октября 1969 г.

Литература

[1] Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов, ЖЭТФ, 57, 581, 1969.

[2] И.А.Бейгман, Л.А.Вайнштейн. О рентгеновском излучении солнечной короны. Препринт ФИАН № 104, 1967.

[3] Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 56, 156, 1969.

[4] Б.А.Трубников. Сб. Вопросы теории плазмы. Госатомиздат, 1963.