Краткие сообщения по физике № 5 май 1970

ГИДРОДИНАМИКА И КИНЕТИКА МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

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

1. Кинетика многократной ионизации вещества в поле мощного лазерного излучения без учета гидродинамического движения рассматривалась в работе[1]. На основании исследования кинетического уравнения для функции распределения электронов было показано, что при достаточно высоких плотностях потоков излучения q ионизационное равновесие в такой плазме отсутствует, и процесс ионизации является однонаправленным. При этом функция распределения электронов оказывается весьма близкой к максвелловской с температурой электронов $T_e \sim Z^2$, где Z - кратность ионов. Величина Z в зависимости от времени и плотности потока излучения меняется по закону $Z \sim t^{1/5} q^{-1/5}$ при $q \geqslant 10^{12}$ вт/см^2.

В настоящей работе результаты[1] обобщаются на случай, когда существенную роль может играть гидродинамическое движение плазмы, т.е. по существу, учет гидродинамики снимает ограничение на длительность импульса.

2. Гидродинамическое уравнение, выражающее закон сохранения энергии для выделенной частицы плазмы имеет вид (в лангранжевых координатах)

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} + P\frac{dv}{dt} = Q \qquad (1)$$

где $\mathcal{E} = 3k(zT_e + T_i)/2M_i$ - удельная тепловая энергия плазмы, T_i - температура ионов, $p = k(zT_e + T_i)/M_iV$ - давление, $V(t)$ - удельный объем, M_i - масса иона; величина Q, равная

$$Q = K(z,T_e,\nu)qV - I(z)\dot{z}/M_i,$$

включает набор энергии от поля излучения и потери энергии за счет процессов ионизации и возбуждения ионов электронами. Здесь $K = K(z,T_e,\nu)$ - коэффициент поглощения лазерного излучения, q - плотность потока излучения, $I(z) \approx I_0 z^2$ [1] - потенциал ионизации иона кратности z. Величина $\dot{z}$ может быть представлена в виде

$$\frac{dz}{dt} = \theta z \nu_i \qquad (2)$$

где $\nu_i = \frac{\nu_0 V(0)}{z^3 V(t)} F(\eta)$ - частота ионизации ионов с основного состояния, $\eta = kT_e/I(z)$, $\nu_0 = \frac{4\sqrt{2\pi} a_0^2 I_H^2}{m^{1/2} I_0^{3/2} M_i V(0)}$,

$a_0 = 0{,}5.10^{-8}$ см, I_H - потенциал ионизации водорода, m - масоа электрона, $F(\eta)$ - функция, вид которой определяется сечением ионизации иона. Для томсоновского сечения ионизации $F(\eta) = \eta^{-1/2}\left[\eta e^{-1/\eta} - \int\limits_{1/\eta}^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x}\right]$.

θ - коэффициент, учитывающий ионизацию иона из возбужденного состояния. Поскольку к моменту времени, когда существенна гидродинамика, $zT_e > T_i$ - уравнение (1) по существу описывает закон сохранения энергии для электронов. В этом случае в правую часть уравнения (1) должен быть включен член, описывающий электронно-ионную релаксацию. Однако, физически ясно, что при $z \gg 1$ передача энергии от электронов к ионам практически не скажется на энергетическом балансе электронов и приведет только к быстрому выравниванию температур, т.е. $T_e \to T_i$, но $zT_e \gg T_i$. Как будет показано ниже, член $p\frac{dv}{dt}$ также оказывается малым в случае плазмы с конечными начальными размерами при не слишком больших $z (z < 50)$.

В указанных условиях решение уравнения (1) имеет вид

$$\eta(t) = kT_e(z)/I(z) = \text{const} \qquad (3)$$

Уравнение для определения η имеет вид

$$\theta\eta^{1/2} F(\eta)\left[3\eta + 2/3\right] = q/q_0 \qquad (4)$$

где

$$q_0 = \frac{4{,}5\sqrt{3}\; l_a I_н^2 m\nu^2 c a_a^2}{\Lambda e^6} = \frac{I_a}{I_н}\left(\frac{\nu}{10^{8}}\right)10^{12}\ .$$

При $q > q_0$ $\quad \eta \simeq \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}\left(\frac{q}{\theta q_0}\right)^{1/2}$,

при $q < q_0$ $\quad \eta \simeq \ln\frac{3q}{\theta q_0}$.

Таким образом, полученный результат (3) является независящим от характера гидродинамического движения плазмы, и гидродинамика сказывается только на зависимостях z и T_e от времени. При этом для полного решения задачи достаточно знать зависимость от времени плотности фиксированной массы плазмы.

Для исследования зависимостей $T_e = T_e(t)$ и $z = z(t)$ рассмотрим простейшую модель однородного плоского слоя плазмы с фиксированной массой M_0, начальной толщиной $x = x_0$ и плотностью $n = n_0$. Уравнения, определяющие зависимости $z(t)$, $x(t)$ имеют вид

$$\lambda\ddot{\lambda}_{\tau\tau} = k^2\eta y, \quad \lambda\dot{y}_\tau = F(\eta)$$

где $\lambda = \frac{x}{x_0}$, $\quad \tau = \nu_0 t$, $\quad y = z^3$, $\quad K = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}}\left(\frac{I_a}{I_н}\right)^2\left(\frac{m}{M_i}\right)^{1/2}\frac{1}{n_0 x_0 a_0^2}$

Решение системы (2) может быть записано в виде

$$\tau \simeq \frac{1}{F(\eta)}\int_{z_0^3}^{z^3}\exp\left\{\frac{K^2\eta}{F^2}\,y^3\right\}dy. \qquad (5)$$

Как следует из (5), величина z со временем насыщается; характерное время насыщения $t_{нас}$ и $z_{нас}$ определяются соотношениями ($n_0 x_0 \approx 10^{18}$, $I_0 \approx n^{-2} I_н$, $n^2 \approx 4$, $\theta \approx 2$)

$$\text{а)} \quad \eta > 1 \quad t_{нас} \approx \frac{10^3}{\nu_0}\left(\frac{q_0}{q}\right)^{1/4}, \quad z_{нас} \approx 15\left(\frac{q_0}{q}\right)^{1/4} \qquad (6)$$

$$\text{б)} \quad \eta < 1 \quad t_{нас} \approx \frac{10^3}{\nu_0}\exp\left(\frac{q_0}{3q}\right)^{1/4}, \quad z_{нас} \approx 15\left(\frac{q_0}{q}\right)^{1/4}\exp\left\{-\frac{2}{3\sqrt{3}}\left(\frac{q_0}{q}\right)^{1/4}\right\} \qquad (7)$$

$$\text{При} \quad \frac{q}{q_0} \approx 1, \quad z_н \approx 15 - 20, \quad t_н \approx \frac{10^3}{\nu_0} \approx 10^{-9}, \ (\nu_0 \approx 10^{12}) \qquad (8)$$

При $\eta > 1$ величины $z \approx 10$ достигаются за время порядка $10^{-11} \div 10^{-10}$ сек. При этом гидродинамика еще не успевает развиться и зависимость $z(t) \sim t^{1/3} q^{-1/4}$ совпадает с результатом, полученным из рассмотренного кинетического уравнения[1].

Из(6) и (7) следует, что в рамках данной модели существует оптимальное значение плотности потока q^*, при котором $z_н$ оказывается максимальным. Нетрудно видеть, что $q^* \approx q_0 \approx 10^{12}$ ватт/см^2.

Как было отмечено выше, мы рассматриваем ситуацию, когда процесс ионизации является однонаправленным, т.е. процессы тройной рекомбинации и фоторекомбинации не существенны. Действительно, как показывают оценки согласно результатам, приведенным в[2], указанными процессами можно пренебречь при $n_0 x_0 \approx 10^{18}$ и $\eta_0 \approx 1$, если $z < 30$, т.е. процесс насыщения величины z определяется в рассматриваемом случае гидродинамикой. При этом оказывается справедливым пренебрежение членом $P\frac{dv}{dt}$ в (1), т.к. он является существенным, если $\frac{z^2 \dot{x}}{x_0 \nu_0} \approx 1$.

Область плотностей потоков, для которой справедлива рассматриваемая модель, ограничена снизу значением параметра $\eta \approx 10^{-1}$, что соответствует

$q \lesssim 10^{10} \frac{\text{вт}}{\text{см}2}$. Физически ясно, что при $q \lesssim 10^{10}$ ватт/см^2, по-видимому, будет иметь место ионизационное равновесие.

Поступила в редакцию
10 марта 1970 г.

Литература

1. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Крохин О. Н., Полуэктов И. А. Письма в ЖЭТФ, том. 10, стр. 353–557.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. " Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений", ГИФМТ, М., 1966.