

ЛАВИННАЯ ИОНИЗАЦИЯ ГАЗА В СВЕТОВОМ ПОЛЕ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

И.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин

1. Теория Зельдовича и Райзера оптического пробоя газа под действием излучения лазера [1] соответствует условию относительно малой скорости набора энергии электроном в поле электромагнитной волны:

$$\epsilon_0 \sigma_{tr} < I \sigma_i. \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_0 = e^2 E^2 / 2m \omega^2$ — эффективная энергия осцилляций электрона с зарядом e и массой m в поле волны с амплитудой E_0 и частотой ω , σ_{tr} , σ_i — соответственно транспортное сечение упругих соударений электрона с атомами и сечение ионизации атомов с потенциалом ионизации I . При сокращении длительности импульса T пороговое значение плотности потока $q = c E_0^2 / 8\pi$ в теории [1] растет пропорционально $1/T$. Таким образом, при достаточно малой длительности импульса условие (1) будет нарушено.

В случае, когда имеет место

$$\eta = \frac{\epsilon_0 \sigma_{tr}}{I \sigma_i} > 1 \quad (2)$$

картина пробоя существенно меняется.

При выполнении неравенства (2) электроны за время между двумя неупругими столкновениями набирают энергию ϵ значительно превышающую потенциал ионизации I . Это означает, что в пространстве энергий траектория электрона, образовавшегося в результате неупругого столкновения, определяется формулой

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \alpha(\epsilon), \quad (3)$$

где $\alpha(\epsilon) = \epsilon_0 N_0 \sigma_{tr}(\epsilon) v$, v — скорость электрона, N_0 — плотность атомов.

Считая, что электроны, родившиеся в результате ионизации обладают начальной энергией $\epsilon \ll \epsilon_0$, для функции распределения $f(\epsilon, t)$ при $\epsilon > \epsilon_0$ можно написать кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\alpha(\epsilon) f) = 0. \quad (4)$$

Решение уравнения (7) удобно представить в виде

$$f(\epsilon, t) = \frac{\alpha(\epsilon(r_0))}{\alpha(\epsilon)} F\left(t - \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon'}{\alpha(\epsilon')}\right), \quad (5)$$

где $F(r)$ — произвольная функция $r = t - \int_0^\epsilon d\epsilon'/\alpha(\epsilon') \geq 0$, r_0 — время ионизации атома электроном с нулевой начальной энергией, $\epsilon(r_0)$ — энергия, которую набирает электрон за время r_0 . Для определения $F(r)$ можно получить интегральное уравнение, соответствующее принятой нами модели развития лавины:

$$F(r) = \int_0^{\epsilon(r)} F\left(r - \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon'}{\alpha(\epsilon')}\right) N_0 \sigma_I(\epsilon) v \frac{d\epsilon}{\alpha(\epsilon)}. \quad (6)$$

Действительно, приравнявая число электронов в интервале энергий от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ в момент времени t числу электронов родившихся в результате ионизации за промежуток времени от $r + dr$ до r получаем (6). Решение уравнения (6) может быть представлено в виде

$$F(r) = F_0 e^{\gamma r}, \quad (7)$$

где $F_0 = n_0/r_0 \alpha(\epsilon(r_0))$ — нормирующая функция, учитывающая вклад в f затравочных электронов n_0 . Подставляя (7) в (6) и полагая верхний предел интегрирования бесконечности получаем уравнение для определения постоянной развития лавины γ .

$$N_0 \sqrt{\frac{2}{m}} \int_0^\infty \exp\left\{-\gamma \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon'}{\alpha(\epsilon')}\right\} \frac{\sigma(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon}{\alpha(\epsilon)} = 1. \quad (8)$$

В частности, когда $\alpha(\epsilon) = \text{const}$, а σ_I при больших энергиях уменьшается как $1/\epsilon$ [2], концентрация электронов $n(t) = \int_0^\infty f(\epsilon, t) d\epsilon$, средняя энергия электрона $\bar{\epsilon}(t) = 1/n(t) \int_0^\infty f(\epsilon, t) \epsilon d\epsilon$ и коэффициент поглощения лазерного излучения $k(t)$ соответственно равны

$$n(t) = \frac{n_0}{r_0 \gamma} e^{\gamma t}, \quad \bar{\epsilon}(t) = \frac{\alpha}{\gamma}, \quad k(t) = \frac{\alpha n_0}{q \gamma^2 t_0} e^{\gamma t}, \quad (9)$$

а постоянная развития лавины γ связана с величиной α , концентрацией нейтральных атомов N_0 и максимальным значением сечения ионизации $\sigma_{I,m} = \sigma_I(\epsilon_m)$ соотношением

$$\gamma = \frac{2\pi}{\alpha m} N_0^2 \epsilon_m^2 \sigma_{I,m}^2. \quad (10)$$

В указанном случае время развития лавины $\theta = 1/\gamma$ оказывается пропорциональным плотности потока излучения q , концентрация электронов

при фиксированном значении времени убывает с ростом q , а средняя энергия электрона не зависит от времени и возрастает пропорционально q^2 .

Пределы применимости данного механизма ионизации ограничены снизу условием (1), а сверху — фотоионизацией в сильном поле [3]. Например, для импульса излучения неодимового лазера с $T = 5 \cdot 10^{-12}$ сек, $N_0 = 10^{19}$ см⁻³, $l = 20$ эв диапазон плотностей потоков составляет $\sigma_i / \sigma_{tr} \cdot 10^{14} < q < 10^{15}$ см/см.

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

Поступило в редакцию
26 июня 1968 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Физматгиз, 2-е изд., 1963.
- [3] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 11, 1964.