

## К ТЕОРИИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

А.В. Максимов, В.П. Силин, М.В. Чеготов

*Для конвективной тепловой филаментации сформулирована линейная теория, позволяющая определить размер филаментов. Получены необходимые для этого новые выражения для тока и потока тепла в плазме, находящейся в сильном электромагнитном поле.*

Экспериментальные исследования [1] по филаментации лазерного излучения в плазме позволили установить характерный размер филаментов, в том числе в условиях, когда такой размер превышает длину свободного пробега электронов. При этом порог тепловой филаментации определяется балансом неоднородного выделения тепла и теплопереноса [2,3]. Однако учет обычной теплопроводности не позволяет ответить на вопрос о размере теплового филамента. Авторы работ [1] для объяснения наблюдаемой зависимости размера теплового филамента от интенсивности лазерного пучка пошли по пути учета пондеромоторной силы. Однако в плазме с высокой кратностью ионизации ионов, что отвечает условиям экспериментов [1] и типично для проблематики воздействия коротковолнового лазерного излучения на плазму, влияние пондеромоторной силы оказывается малым. В данной работе показано, что определяющим является изменение теплопереноса, обусловленное влиянием высокочастотного электромагнитного поля  $\mathcal{E} = (1/2) [E \exp(-i\omega_0 t) + \text{к.с.}]$  и, что особенно важно, учетом высших градиентов температуры. Авторы опубликованных ранее работ [4-6] не учитывали важного изменения симметричной части электронной функции распределения

$$f_M \left[ \Phi_{12} \left( \frac{v^2}{2v_{Te}^2} \right) \frac{e^2 |E|^2}{m_e^2 \omega_0^2 v_{Te}^2} + \Phi_{26} \left( \frac{v^2}{2v_{Te}^2} \right) l_{ei}^2 \Delta \ln T_e + \right. \\ \left. + \Phi_{27} \left( \frac{v^2}{2v_{Te}^2} \right) l_{ei}^2 (\Delta \ln p_e - \frac{e}{\kappa T_e} \operatorname{div} E_s) \right] \quad (1)$$

по сравнению с максвелловской  $f_M$ , где  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона;  $v_{Te} = \sqrt{\kappa T_e / m_e}$ ;  $n_e$ ,  $T_e$  — плотность и температура,  $p_e = n_e \kappa T_e$  — электронное давление;  $E_s$  — квазистационарное электрическое поле;  $l_{ei} = v_{Te} \tau_{ei}$  — длина свободного пробега;  $\tau_{ei} = 3m_e^2 v_{Te}^3 (4\sqrt{2\pi} e^4 Z n_e \Lambda)^{-1}$  — время свободного пробега электрона. Поскольку изменение симметричной части обусловлено электрон-электронными столкновениями, то функции  $\Phi_{12}$ ,  $\Phi_{26}$ ,  $\Phi_{27}$  оказываются пропорциональными кратности ионизации ионов  $Z$ , что приводит к существенному, незамеченному в работах [4-6], вкладу в потоки, дополняющему известные потоки первого приближения.

Исходными в данном рассмотрении филаментации являются следующие выражения, полученные в рамках метода Чепмена — Энскога, для плотности тока и потока тепла:

$$j = en_e v_{Te} l_{ei} [-5,1 \nabla \ln T_e - 3,4 (\nabla \ln p_e - e E_s / \kappa T_e) + \\ + (0,28 Z / n_c \kappa T_e) \partial |E|^2 / \partial r - Z l_{ei}^2 [545,8 \nabla \Delta \ln T_e + \\ + 64,1 (\nabla \Delta \ln p_e - (e / \kappa T_e) \nabla \operatorname{div} E_s) ]], \quad (2)$$

$$\mathbf{q} = n_e \kappa T_e v_{Te} I_{ei} [-34,0 \nabla \ln T_e - 13,6 (\nabla \ln p_e - e E_s / \kappa T_e) + (2,5 Z / n_c \kappa T_e) \partial |E|^2 / \partial r - Z I_{ei}^2 [6439,7 \nabla \Delta \ln T_e + 705,8 \times (\nabla \Delta \ln p_e - (e / \kappa T_e) \nabla \operatorname{div} E_s) ]], \quad (3)$$

где  $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$  — критическая плотность.

Для описания стационарной филаментации в плазме с  $Z \gg 1$  имеем следующую систему уравнений:

$$\mathbf{j} = 0, \quad n_e \kappa T_e \equiv p_e = \text{const}, \quad \operatorname{div} \mathbf{q} = n_e |E|^2 / 8\pi \tau_{ei} n_c. \quad (4)$$

Первое из них позволяет, согласно (2), выразить  $\nabla \ln p_e - e E_s / \kappa T_e$ , что дает вместо (3)

$$\mathbf{q} = -\lambda (\nabla T_e + 264 Z I_{ei}^2 \nabla \Delta T_e - 0,103 Z \nabla |E|^2 / n_c \kappa), \quad (5)$$

где  $\lambda = 13,6 n_e \kappa v_{Te} I_{ei}$  — коэффициент теплопроводности.

Структура электромагнитного поля излучения имеет вид:

$$\mathbf{E} = (E_0 + E_1 e^{iky + gz} + E_{-1} e^{-iky + gz}) e^{ik_0 z} \mathbf{e}_x,$$

где  $E_0$  — поле волны накачки. Для амплитуд поля филамента  $E_{\pm 1}$  имеем в линейном приближении:

$$E_0^{-1} (2ik_0 \partial / \partial z - k^2) E_1 = -(\omega_{Le}^2 / c^2) S(k^2) (E_1 E_0^* + E_{-1}^* E_0) = (E_0^*)^{-1} (-2ik_0 \partial / \partial z - k^2) E_{-1}^*$$

где учтено, что  $\delta n_e / n_e = -S(k^2) (E_1 E_0^* + E_{-1}^* E_0)$ .

Из этих уравнений находим следующее выражение для коэффициента пространственного усиления  $g$  филамента

$$g = (\omega_{Le}^2 |E_0|^2 k^2 S(k^2) / 2k_0^2 c^2 - k^4 / 4k_0^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\omega_{Le}$  — электронная ленгмюровская частота,  $c$  — скорость света. В стационарном случае из условия баланса нагрева и теплопереноса получаем

$$\delta T_e k^2 \lambda (1 - 264 Z k^2 I_{ei}^2) = (n_e / 8\pi \tau_{ei} n_c) (E_1 E_0^* + E_{-1}^* E_0) (1 + 35 Z k^2 I_{ei}^2).$$

Амплитуды возмущений плотности  $\delta n_e$  и температуры  $\delta T_e$  связаны условием постоянства давления  $\delta n_e / n_e = -\delta T_e / T_e$ . Поэтому

$$S(k^2) = (1 + 299 Z k^2 I_{ei}^2 n_e / 8\pi \tau_{ei} T_e \lambda k^2 n_c). \quad (7)$$

Формулы (6), (7) из условия  $dg/dk^2 = 0$  позволяют найти длину волны, отвечающую наибольшему коэффициенту пространственного усиления:

$$\lambda_T = 2\pi / k_T = (2\pi c / \omega_0) (0,15 / Z) (16\pi n_c^2 \kappa T_e / E_0^2 n_e)^{1/2}.$$

Эта формула отвечает закону  $\lambda_T \sim q_0^{-1/2}$ ,  $q_0 \equiv cE_0^2/8\pi$ , который оказывается таким же, как в пределе слабостолкновительной плазмы, когда размер филамента определяется электрострикцией. В данном случае физические причины возникновения теплового филамента и причины, определяющие его размер, оказываются совершенно иными. Это приводит к тому, что окончательная формула для размера филамента отличается от результата теории бесстолкновительного предела множителем  $6,6\sqrt{Z}$ , уменьшающим его размер.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Briand S. et al. Rapport GRECO ILM, Ecole Polytechnique, 1986, p. 33; 1987, p. 12.
2. Еремин Б. Г., Литвак А. Г. Письма в ЖЭТФ, 13, 603 (1971).
3. Krueger W. L. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion, 9, 63 (1985).
4. Bernstein I. B., Max C. E., Thomson J. J. Phys. Fluids, 21, 905 (1978).
5. Mora P., Pellat R. Phys. Fluids, 22, 2408 (1979).
6. Shkarofsky I. P. Phys. Fluids, 23, 52 (1980).

Поступила в редакцию 24.05.89 г.