Письма в ЖЭТФ, том 34, вып. 6, стр. 325 – 328 *20 сентября 1981 г.*

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТУРБУЛЕНТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Ю.Быченков, В.П.Силин

Сформулированы уравнения газодинамики турбулентных течений плазмы в условиях, когда ионно-звуковая турбулентность инициируется интенсивным электронным потоком тепла.

В настоящее время имеется целый ряд указаний на противоречие между теорией ламинарных плазменных течений и результатами экспериментальных исследований течений лазерной плазмы. Более того, можно считать установленным тот факт, что в условиях выявления такого противоречия имеет место аномальное подавление переноса тепла [1–6]. При этом еще в работе [7] (см. также [8, 9]) было указано, что в качестве возможной причины подавления теплопереноса следует рассматривать переход плазмы в турбулентное состояние, связанное с развитием ионно-звуковой неустойчивости, возбуждаемой электронным тепловым потоком [10]. Развитие исследований турбулентных течений лазерной плазмы сдерживается из-за отсутствия аналитических уравнений, устанавливающих закон связи теплового потока с градиентом температуры в турбулентной лазерной плазме. Отсутствие такой теории в первую очередь связано с недостаточной разработанностью теории ионно-звуковой турбулентности плазмы, в которой установлено распределение флуктуаций лишь по абсолютной величине волновых векторов [11] и до сих пор оставался открытым вопрос об угловом распределении (см. [11, 12]).

В нашей работе сформулированы основные уравнения турбулентного течения неизотермической бесстолкновительной плазмы, базирующиеся на полученном нами угловом распределении турбулентных флуктуаций.

Физические процессы в турбулентной плазме иллюстрируются кинетическим уравнением для числа ионно-звуковых волн $N(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\left(\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} N\right) = -2\frac{\delta\epsilon''_e(\omega,\mathbf{k})}{[\partial\epsilon'/\partial\omega]} N - \frac{\kappa T_i N}{m_i n_i e_i^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^4} [\mathbf{k}\mathbf{k}']^2 \times$$

$$\times \frac{(\mathbf{k}\mathbf{k}')^2}{(kk')^2} \delta\epsilon''_i(\omega - \omega', \mathbf{k} - \mathbf{k}') N(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t) \qquad (1)$$

где

$$\delta\epsilon_{e(i)} = \frac{4\pi e^2_{(i)}}{k^2 m_{e(i)}} \int \frac{d\mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} \left(\mathbf{k}\frac{\partial f_{e(i)}}{\partial \mathbf{v}}\right) = \delta\epsilon'_{e(i)} + i\delta\epsilon''_{e(i)},$$

$$\epsilon' = 1 + \delta\epsilon'_e + \delta\epsilon'_i,$$
$$\omega = \omega(\mathbf{k}), \ \omega' = \omega(\mathbf{k}')$$

Это уравнение описывает черенковское взаимодействие волн с электронами и индуцированное рассеяние волн на ионах. Соответственно, с учетом таких же процессов следует использовать кинетические уравнения для функции распределения электронов и ионов.

Для описания процессов переноса в турбулентной плазме воспользуемся методом моментов Греда, записывая функции распределения в виде

$$f_{e(i)} \frac{n_{e(i)} m^{3/2}_{e(i)}}{[2\pi\kappa T_{e(i)}]^{3/2}} \exp\left[-\frac{m_{e(i)}(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{e(i)})^2}{2\kappa T_{e(i)}}\right]\left\{1 + \frac{m_{e(i)}\mathbf{q}_{e(i)}(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{e(i)})}{n_{e(i)}\kappa^2 T^2_{e(i)}} \times\right.$$

$$\left.\times\left[\frac{m_{e(i)}(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{e(i)})^2}{5\kappa T_{e(i)}} - 1\right]\right\}. \qquad (2)$$

Ниже ограничимся рассмотрением квазинейтральной ($n_e = zn_i$) плазмы без тока, когда $\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_i$ и плазма течет как целое со скоростью $\mathbf{u} = \mathbf{u}_i$. При этом для частоты ионного звука имеем $\omega(\mathbf{k}) = kv_s + \mathbf{k}\mathbf{u}$, где v_s — скорость ионного звука.

Для рассматриваемых нами гидродинамических течений при $zT_e/T_i \ll (m_i/m_e)^{1/2}$ левая часть (1) пренебрежимо мала. Возникающее при этом уравнение дает

$$N(\mathbf{k}) = N(k, \theta) = \frac{26\, q_e}{\kappa T_i} \frac{(m_e m_i)^{1/2}}{k^4} \ln\left(\frac{1}{kr_{De}}\right) \delta(\cos\theta - \cos\theta_0), \qquad (3)$$

где θ — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и электронным тепловым потоком $\mathbf{q}_e$. Зависимость величины N от волнового числа отвечает спектру Кадомцева — Петвиашвили [11], а угловое распределение ион-

но-звуковой турбулентности характеризуется стройной анизотропией вдоль направления, определяемого углом $\theta_0 \approx 145°$. Отметим, что установившееся турбулентное состояние, характеризующееся уровнем ионно-звуковых шумов (3), имеет место при $q_e \gtrsim 6{,}5 n_e \kappa T_e v_s$.

Согласно (3) уравнения переноса, отвечающие (2), имеют следующий вид

$$\partial n_e/\partial t + \mathrm{div} n_e \mathbf{u} = 0, \quad m_i n_i (\partial \mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u}) + \nabla n_e \kappa T_e = 0, \tag{4}$$

$$\nabla \kappa T_e = -0{,}2 \frac{m_e r_{De}}{r_{Di}^2} q_e \mathbf{q}_e/(n_e \kappa T_e)^2, \tag{5}$$

$$\partial T_e/\partial t + [\mathbf{u} - v_s \mathbf{q}_e/q_e] \nabla T_e + (2/3) T_e \mathrm{div}\mathbf{u} + (2/3 n_e \kappa) \mathrm{div}\mathbf{q}_e = 0, \tag{6}$$

$$\partial T_i/\partial t + \mathbf{u}\nabla T_i + z v_s (\mathbf{q}_e/q_e) \nabla T_e + (2/3) T_i \mathrm{div}\mathbf{u} = 0, \tag{7}$$

где $r_{De(i)}$ — дебаевский электронный (ионный) радиус. При получении уравнений переноса мы пренебрегли ионным тепловым потоком $\mathbf{q}_i$, что является оправданным в силу неравенства $v_s \gg \sqrt{\kappa T_i/m_i}$. Уравнения (6), (7) отличаются от обычных уравнений гидродинамики наличием слагаемых $v_s(\mathbf{q}_e/q_e)\nabla T_e$ и $z v_s (\mathbf{q}_e/q_e)\nabla T_e$. Уравнение (5) качественно отличается от обычной линейной связи $\mathbf{q}_e = -\lambda \nabla T_e$ теплового потока и градиента температуры. Это позволяет, в частности, утверждать, что для плазмы с развитой ионно-звуковой турбулентностью в нашей работе установлен факт обратной пропорциональности коэффициента теплопроводности абсолютной величине плотности турбулентного потока тепла: $\lambda \approx 3\kappa^3 n_i n_e T_i T_e r_{De}/m_e q_e$, что отвечает уменьшению эффективной длины пробега электронов с увеличением согласно формуле (3) интенсивности турбулентных пульсаций.

Качественное изменение уравнения теплопроводности (5) ведет к существенному уменьшению характерного масштаба пространственного изменения температуры и других гидродинамических величин по сравнению с обычной ламинарной теорией. Именно, из (5) для такого масштаба следует $L \lesssim (m_i/m_e)(T_i/T_e) r_{De}$. В лазерной плазме эта оценка по порядку величины определяет размер области прогрева плотной плазмы от поверхности критической плотности (где происходит выделение энергии лазерного излучения) до абляционного фронта. При $n_e \approx 10^{21}$ см$^{-3}$, $T_e/T_i \sim 10$, $T_e \sim 1$ кэВ этот размер составляет $L \lesssim 10^{-4}$ см.

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

Поступила в редакцию
16 мая 1981 г.

Литература

[1] *Malone R.C., Mc Crory R.L., Morse R.L.* Phys. Rev. Lett., 1975, **34**, 721.

[2] *Pearlman J.S., Anthes J.P.* Appl. Phys. Lett., 1975. **27**, 581.

[3] *Campbell P.M., Johnson R.R., Mayer F.J., Poners L.V., Slater D.C.* Phys. Rev. Lett., 1977, **39**, 274.

[4] *Benattar R., Popovics C., Sigel R., Virmont J.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 766.

[5] *Key M.H.* Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1980, **A298**, 351.

[6] *Yabe T., Mima K., Yoshikawa K.* Preprint, ILE 8003P, Osaka University, 1980.

[7] *Bickerton R.I.* Nucl. Fusion, 1973, **13**, 457.

[8] *Мишин Е.В.* ДАН СССР, 1974, **215**, 565.

[9] *Manheimer W.* Phys. Fluids, 1977, **20**, 265.

[10] *Forslund D.W.* J.Geophys. Res., 1970, **75**, 17.

[11] *Кадомцев Б.Б.* Турбулентность плазмы. Сб. Вопросы теории плазмы, М.: Атомиздат, 1964, **4**, 258.

[12] *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* Нелинейная теория плазмы. М.: Атомиздат, 1973. Сб. Вопросы теории плазмы, 101, 7.