Краткие сообщения по физике № 3 1983

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТУРБУЛЕНТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ С БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. Ю. Быченков, М. Калал[ж)], В. П. Силин, Г. А. Чокпарова, И. Штолл[ж)]

УДК 533.951

Показано, что в лазерной плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью легко реализуются условия, при которых теплоперенос обусловлен малой группой быстрых электронов. Установлена причина того, что поток убегающих электронов мал.

I. Современная теория ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ) /I/ позволяет проводить детальное изучение явлений переноса в турбулентной плазме, связанных со своеобразием распределения электронов. В /2/ изучены закономерности переноса в турбулент-

---

ж) Ядерный и физико-инженерный факультет Пражского политехнического института, г. Прага, ЧССР.

ной плазме с распределением электронов близким к максвелловскому, а в /3/ сформулирован подход к изучению переноса в том случае, когда электроны распределены по скоростям в соответствии с законом $\exp(-v^p/v_0^p)$.

В настоящее время хорошо известно, что своеобразием как лазерной плазмы, так и плазмы, создаваемой в устройствах по квазистационарному турбулентному нагреву, является возникновение быстрых электронов. При этом на основе многочисленных данных /4,5/ можно говорить о двумаксвелловском распределении частиц по скоростям, отвечающем холодным и горячим электронам в плазме с развитой ИЗТ.

В этой связи ниже излагаются результаты теории переноса в плазме с ИЗТ в случае, когда электронная функция распределения представляет собой совокупность двух максвелловских распределений, отвечающих группе холодных электронов с температурой T_c, плотностью числа частиц n_c и группе горячих электронов с плотностью $n_h \ll n_c$ и температурой $T_h \gg T_c$. Заметим, что в рамках такой модели в работах /6,7/ была сформулирована теория переноса в ламинарной плазме, базирующаяся на представлениях об обычных кулоновских столкновениях.

2. Поскольку вклад горячих электронов в электронный дебаевский радиус r_{De} несущественен, то также несущественно их влияние на спектр ионного звука $\omega_s = kv_s$, $v_s = \omega_{Li} r_{De}$, где ω_{Li} – ионная ленгмюровская частота. Остается неизменным также интеграл столкновений ионно-звуковых волн с ионами. Это позволяет, следуя /I/, для числа ионно-звуковых волн $N(\vec{k})$ записать следующее выражение: $N(\vec{k}) = N(k, \cos\theta_k) = N(k)\Phi(\cos\theta_k)$

$$N(k) = \left[4\pi n_i \varkappa T_i v_s^2 \gamma_s(k)/v_{Ti}^4 k^5\right] \ln(1/kr_{De}),$$

$$\Phi(x) = \begin{cases} \dfrac{4K_N}{3\pi x} \dfrac{d}{dx} \dfrac{x^4}{1-x}, & \text{при } x > 0, \\ 0, & \text{при } x < 0, \end{cases} \tag{I}$$

где $e_i n_i = |e|(n_h + n_c)$, $\gamma_s = \sqrt{\pi/8}(\omega_{Li}/\omega_{Le})\omega_s$ – декремент затухания ионно-звуковых волн на равновесных электронах, определяющийся только холодными частицами, $K_N = \nu_0/\nu_N \ll 1$ – турбулентное число Кнудсена

$$K_N = \frac{3\pi R}{m v_s n_c \omega_{Li}} \frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2} \left(\frac{e n_e}{n_i e_i}\right)^2, \tag{2}$$

$$\nu_0 = (9\pi/8)^{1/2}(R/m_e n_c v_s),\ R = enE_z - v_z P,\ n = n_c + n_h,$$
$$P = n_c \varkappa T_c + n_h \varkappa T_h \equiv P_c + P_h, \tag{3}$$

$$\nu_N = (\omega_{Li} r_{De}^2/\sqrt{8\pi} r_{Di}^2)(e_i n_i/e n_c)^2, \tag{4}$$

ω_{Le} – ленгмюровская частота холодных электронов, v_{Ti} – тепловая скорость ионов, r_{Di} – ионный дебаевский радиус.

Согласно (3) обе группы электронов дают аддитивный вклад в эффективную плотность силы $\vec{R} = en\vec{E} - \nabla P$, порождающую ИЗТ. Соотношения (I) записаны в системе координат с осью z, ориентированной вдоль вектора $\vec{R}$, так что $R_z \equiv R > 0$.

3. Распределение как холодных, так и горячих электронов по скоростям определяется из кинетических уравнений, учитывающих их рассеяние на ионно-звуковых шумах со спектром (I). Для неравновесных добавок ψ_r электронных функций распределения $f_r = f_{r0}(1 + \psi_r)$ r-го сорта электронов, где

$$f_{0r} = \left[n_r/(2\pi)^{3/2} v_{Tr}^3\right]\exp(-v^2/2v_{Tr}^2),\ r = c,\ h,$$

имеем (ср. /2/)

$$\psi_2(v, \theta, \varphi) = \psi_{1r}(v, \theta) + \psi_{2r}(v, \theta, \varphi),$$

$$\frac{\partial\psi_{1r}}{\partial\cos\theta} = \frac{v_s v(1+\Delta)}{v_{Tr}^2 \sin^2\theta} + \frac{1}{X_2(\Delta, \sin\theta)}\left\{-\frac{v_s v}{v_{Tr}^2} + \frac{1}{2\nu_0}\frac{v^4}{v_{Te}^3}\frac{1}{n_r \varkappa T_r}\left[R_r - \left(\frac{v^2}{2v_{Tr}^2} - \frac{5}{2}\right) n_r \nabla_z \varkappa T_r\right]\right\}, \tag{5}$$

$$\psi_{2r} = \frac{v^4}{v_{Tc}^3}\left(\frac{v^2}{2v_{Tr}^2} - \frac{5}{2}\right)\frac{\partial \ln T_r}{\partial x}\frac{Z(\Delta, \theta)}{\nu_0}\cos\varphi.$$

Здесь $v_{Tr}^2 = \varkappa T_r/m_e$, функции X_2 и Z введены в работе /2/, где они иллюстрированы графиками, углы θ и φ отвечают сферической системе координат в пространстве скоростей с полярной осью z, вдоль которой направлен вектор $\vec{R}_r = en_z\vec{E} - \nabla n_r \varkappa T_r$ ($R_r \equiv R_{rz}$), и плоскостью zx, совпадающей с плоскостью, в которой лежат вектора $\vec{R}_r$ и ∇T_r. Величина Δ, согласно работе /I/, равна либо отношению декремента черенковского затухания ионного звука на ионах к равновесному декременту затухания на электронах, либо $(8/3\pi)K_N \ln(1/K_N)$.

Формулы (5) позволяют записать следующие выражения для парциальных плотностей электрического тока $\vec{j}_r = e\int d\vec{v}\vec{v}f_r$ и потока тепла $\vec{q}_r = (m_e/2)\int d\vec{v}v^2\vec{v}f_r$:

$$j_{rx} = -(24/\pi)en_r v_s (v_{Tr}/v_{Tc})^3 n_c \beta_\perp(\Delta)\nabla_x \varkappa T_c/R,$$

$$j_{rz} = en_r v_s \left\{\frac{3}{2}\left[1 + \Delta - \beta_\parallel(\Delta)\right] + \frac{16\beta_\parallel(\Delta)}{\pi}\left(\frac{n_c}{n_r}\right)\left(\frac{v_{Tr}}{v_{Tc}}\right)^3 \times \right. \quad (6)$$

$$\left. \times \frac{R_r - (3/2)n_r\nabla_z \varkappa T_r}{R}\right\},$$

$$q_{rx} = -(160/\pi)n_r \varkappa T_r v_s \beta_\perp(\Delta)(v_{Tr}/v_{Tc})^3 R^{-1}\nabla_x \varkappa T_r,$$

$$q_{rz} = n_r \varkappa T_r v_s \left\{\frac{15}{4}\left[1 + \Delta - \beta_\parallel(\Delta)\right] + \frac{64\beta_\parallel(\Delta)}{\pi}\frac{n_c}{n_r}\left(\frac{v_{Tr}}{v_{Tc}}\right)^3 \times \right. \quad (7)$$

$$\left. \times \frac{R_r - \frac{5}{2}n_r\nabla_z \varkappa T_r}{R}\right\},$$

где функции $\beta_\parallel(\Delta)$, $\beta_\perp(\Delta)$ введены и иллюстрированы графиками в работе /2/.

4. Рассмотрим такой случай, когда в плазме нет электрического тока $\vec{j} = \vec{j}_h + \vec{j}_c = 0$, что типично именно для лазерной плазмы. Кроме того в лазерной плазме легко реализуются условия, при которых

$$\Delta \ll 1,\ n_h \ll n_c, \qquad (8)$$

Для определенности будем считать неравенства (8) выполненными. При этом неравенство $\Delta \ll 1$, согласно /2/, означает $\beta_{\parallel} \simeq 0,18$.

Из условия $j_z = 0$ следует, что электронный тепловой поток определяется как градиентами температур холодных и горячих частиц, так и градиентами их плотностей. При этом зависимость потока тепла от градиентов плотностей несущественна, если характерный масштаб изменения парциальных давлений P_z заметно превышает масштаб изменения соответствующих температур.

Подчеркнем, что наличие быстрых частиц может приводить к изменению знака перед ∇T_c в выражении для полного продольного электронного потока тепла. Так, например, в случае $|\nabla_z \ln P_c| \ll \ll |\nabla_z \ln T_c|$ с учетом (8) этот знак меняется на противоположный по сравнению со случаем плазмы с одним сортом электронов при условии $n_h > 2,1 n_c (T_c/T_h)^{5/2}$. Подобное неравенство возникало и в теории переноса в ламинарной плазме /6,7/. В этой связи можно говорить об универсальности такого условия.

Отметим, что при $n_h \gg n_c (T_c/T_h)^{5/2}$ тепловой поток оказывается пропорциональным n_h, то есть полностью определяется горячими электронами. Последнее легко реализуется в лазерной плазме. Например, при $T_h \simeq 10 T_c$ теплоперенос в лазерной плазме обусловлен быстрыми электронами, если $(n_h/n_c) > 10^{-2}$.

Наконец из условия $j_x = 0$ вытекает соотношение $\nabla_x \ln T_c = - (n_h/n_c)(T_h/T_c)^{5/2} \nabla_x \ln T_h$, показывающее, что в случае $n_h \gg n_c (T_c/T_h)^{5/2}$ характерный поперечный размер неоднородности распределения горячей температуры существенно превышает соответствующий масштаб изменения холодной температуры.

Соотношения (7) показывают, что в реальных условиях лазерной плазмы наличие быстрых электронов может не приводить к сколько-нибудь существенному ограничению электронной теплопроводности. Например, в пределе $n_h T_h v_{Th} \gg n_c T_c v_{Tc}$, $(\nabla_z T_c/\nabla_z T_h) \ll \ll (n_h/n_c)(T_h/T_c)^{5/2}$, для продольного потока тепла имеем

$$q_z \simeq - 1,5 n_h \text{æ} T_h v_s (T_h/T_c)^{3/2} (1 + 0,4 \nabla_z \ln n_h / \nabla_z \ln T_h)^{-1}. \qquad (9)$$

В этой связи подчеркнем, что вытекающие из (7), (9) коэффициенты ограничения теплопереноса значительно превышают некоторые особенно малые коэффициенты ограничения, используемые в литературе (см., напр., /8/).

5. В заключение коснемся вопроса об убегании электронов. Отметим, что эффективная частота черенковского взаимодействия с ионно-звуковыми волнами для электронов со скоростью v описывается законом

$$\nu_{eff}(v) \simeq \frac{\omega_{Li}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{r_{De}}{r_{Di}}\right)^2 \left(\frac{e_i n_i}{e n_c}\right)^2 \left(\frac{v_{Tc}}{v}\right)^3 (\sqrt{K_N + 1} - 1). \qquad (10)$$

Характерный закон v^{-3}, допускающий, в принципе, явление убегания электронов, приводит к тому, что горячие электроны слабее взаимодействуют с ионным звуком. Именно это приводит к увеличению вклада горячих электронов в потоки.

Относительно явления убегания электронов заметим, что, например, при $K_N \ll 1$ эффективная частота (10) пропорциональна напряженности электрического поля. Поэтому в таких условиях поток убегающих электронов из числа холодных всегда экспоненциально мал, а из числа горячих электронов поток мал, если $T_h/T_c < \omega_{Le}/\omega_{Li}$.

Поступила в редакцию
1 ноября 1982 г.

Литература

1. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, ЖЭТФ, 82, 1886 (1982).
2. В. Ю. Быченков, О. М. Градов, В. П. Силин, ЖЭТФ, 83, 2073 (1982).
3. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, Краткие сообщения по физике ФИАН № 1, 40 (1983).
4. Е. Д. Волков и др., Коллективные явления в тонконесущей плазме, "Наукова Думка", Киев, 1979 г.
5. A. Amiranoff et al., J. de Physique, 43, 1037 (1982).
6. I. P. Shkarofsky, Phys. Rev. Lett., 42, 1342 (1979).
7. Ю. М. Алиев, В. Ю. Быченков, А. А. Фролов, Физика плазмы, 8, 125 (1982).
8. Max-Plank-Institut fur Quantenoptik, Jahresbericht 1981, p.7.