Краткие сообщения по физике № 11-1984 г.

О ТУРБУЛЕНТНОМ ПЕРЕНОСЕ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

А.В. Куприн, В.П. Силин

УДК 533.951

С помощью распределений ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ), полученных в работах /1 – 3/, определены электронный поток тепла и электронный ток поперек магнитного поля, обусловленные как продольными, так и поперечными градиентами температуры, плотности и электрическим полем.

Для ИЗТ, обусловленной возникающими поперек магнитного поля электрическим полем и градиентами, воспользуемся результатом работы /1/, полученным в модели Кадомцева – Петвиашвили /4, 5/ для распределения пульсаций ИЗТ:

$$N(\vec{k}) = N(k)\,\Phi(\cos\Theta), \tag{1}$$

где

$$N(k) = (4\pi n_e \kappa T_e \gamma_S / v_{Ti}^2 k^5) \ln(1/k r_{De}) \tag{2}$$

– распределение Кадомцева – Петвиашвили, причем n_e – плотность числа электронов; κ – постоянная Больцмана; $T_{e(i)}$ – электронная (ионная) температура; $v_{Ti} = \sqrt{\kappa T_i/m_i}$ –тепловая скорость ионов; $\gamma_S = \sqrt{\pi/8}(\omega_{Li}/\omega_{Le})\, k v_S$; $v_S = \sqrt{z\kappa T_e/m_i}$ – скорость звука; z – кратность ионизации; $\omega_{Le(i)}$ – электронная (ионная) ленгмюровская частота; r_{De} – дебаевский радиус электронов.

Наконец, угловое распределение /1/

$$\Phi(\cos\Theta) = \frac{(1+\delta)(p_\perp \cos\Theta_0 - 1)}{Q(\cos\Theta_0, \cos\Theta_0)}\, \delta(\cos\Theta - \cos\Theta_0), \tag{3}$$

где $\Theta_0 \cong 35^{\circ}$; $Q(x, y) = x^2y^2 + (1/2)(1 - x^2)(1 - y^2) - x^4y^4 - (3/8)(1 - x^2)^2(1 - y^2)^2 - 3x^2y^2(1 - x^2)(1 - y^2)$;

$$\delta = (\omega_{Le}/\omega_{Li})(zT_e/T_i)^{3/2} \exp(-zT_e/T_i - 3/2).$$

Когда электрическое поле и градиенты плотности электронов и их температуры перпендикулярны магнитному полю $\vec{B}_0$, а магнитное поле достаточно велико, так что частота гироскопического вращения электрона Ω_e велика по сравнению с эффективной частотой столкновений, коэффициент надпороговости в формуле (3) $p_\perp = \dfrac{v_{Te}^2}{v_s|\Omega_e|(1+\delta)} \left| \dfrac{\vec{\nabla}_\perp n_e}{n_e} - \dfrac{e\vec{E}_\perp}{\kappa T_e} - \right.$ $\left. - \dfrac{1}{2} \dfrac{\vec{\nabla}_\perp T_e}{T_e} \right|$.

В формуле (3) Θ – угол между вектором $\vec{k}$ и вектором $[\vec{\nabla}_\perp \ln n_e - (e\vec{E}_\perp/\kappa\ T_e) - (1/2)\ \vec{\nabla}_\perp \ln\ T_e,\ \vec{B}_0]$. Формула (3) имеет место при $p_\perp \gtrsim 4$ и при условии, что магнитное поле слабо влияет на спектр ионно-звуковых волн, для чего должно быть выполнено неравенство $k\rho_i \gg 1$, где ρ_i – радиус гироскопического вращения ионов.

С помощью квазилинейного интеграла столкновений электронов с ионно-звуковыми квантами вычисляем диссипативные потоки в направлении поперек магнитного поля. В результате для плотности электронного тока получаем

$$\vec{j}_\perp = \sigma_\perp[(\vec{E}_\perp - \frac{\kappa T_e}{e} \frac{\vec{\nabla}_\perp n_e}{n_e}) + \frac{\kappa}{2e} \vec{\nabla}_\perp T_e], \tag{4}$$

где поперечная проводимость

$$\sigma_\perp = n_e e^2 \nu_{eff}^\perp / m_e \Omega_e^2; \tag{5}$$

$$\nu_{eff}^\perp = \frac{1}{4}\ \omega_{Li}\ \frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2} \frac{(p_\perp \cos\Theta_0 - 1)(1+\delta)}{Q(\cos\Theta_0, \cos\Theta_0)} \cos^2\Theta_0 . \tag{6}$$

Соответственно для плотности электронного теплового потока получаем:

$$\vec{q}_\perp = -\lambda_\perp \left\{ \vec{\nabla}_\perp T_e - \frac{2e}{\kappa} (\vec{E}_\perp - \frac{\kappa T_e}{e} \frac{\vec{\nabla}_\perp n_e}{n_e}) + \right. \tag{7}$$

$$\left. + \frac{3\cos^2\Theta_0 - 1}{\cos^2\Theta_0} [\vec{n}_\perp [\vec{n}_\perp \vec{\nabla}_\perp T_e]] \right\},$$

где $\vec{n}_\perp = \vec{j}_\perp / j_\perp$, а поперечная электронная теплопроводность

$$\lambda_\perp = n_e \kappa^2 T_e \nu^\perp_{eff} / 2 m_e \Omega_e^2. \qquad (8)$$

Очевидно, что в случае неколлинеарности векторов $\vec{\nabla}_\perp T_e$ и $e n_e \vec{E}_\perp - \kappa T_e \vec{\nabla}_\perp n_e$ вектора плотности электронного тока и плотности электронного потока тепла также оказываются неколлинеарными.

Обратимся теперь к случаю, когда ИЗТ возбуждается благодаря наличию эффективной силы $\vec{R} = e n_e \vec{E}_\parallel - \vec{\nabla}_\parallel (n_e \kappa T_e)$, ориентированной вдоль магнитного поля. Тогда согласно /2, 3/ также можно записать формулу вида (1), но уже с иным угловым распределением.

Рассеяние электронов на возникающих при этом флуктуациях ИЗТ приводит к возникновению поперечных диссипативных потоков:

$$\vec{q}_\perp = -\lambda_\perp [\, \vec{\nabla}_\perp T_e - \frac{2e}{\kappa} (\vec{E}_\perp - \frac{\kappa T_e}{e} \frac{\vec{\nabla}_\perp n_e}{n_e})\,]. \qquad (9)$$

При этом электрический ток определяется выражением (4) с тем лишь отличием, что в $\sigma_\perp$ (5), так же как и в $\lambda_\perp$ (8), характеризующем теплопроводность в формуле (9), вместо $\nu^\perp_{eff}$ (6) входит

$$\nu_\perp = (1/8)\, \omega_{Li} (r_{De}/r_{Di})^2 (M_0 - M_1), \qquad (10)$$

где $M_n = \int_{-1}^{1} dx\, x^{2n} \Phi(x)$.

Следует отметить, что эффективная частота (10) определяет также и зависящее от поляризации поглощение излучения в плазме, обусловленное ИЗТ /6, 7/. При этом характерные зависимости (10) определяются значением турбулентного числа Кнудсена $K_N = 3\pi r_{Di}^2 R (r_{De}^2 m_e n_e v_s \omega_{Li})^{-1}$. В частности, при $K_N \gg 1$ имеем $M_0 - M_1 = 0{,}94\sqrt{K_N}$, а при $K_N \ll 1$ и $\delta \ll 1$ получаем $M_0 - M_1 = (8K_N/3\pi) \ln \Delta^{-1}$, где $\Delta = \max(\delta;\ (8K_N/3\pi) \ln K_N^{-1})$. Полученные формулы описывают поперечный перенос в плазме с развитой ИЗТ.

Поступила в редакцию 26 июня 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ю. Быченков, В.П. Силин, ДАН СССР, **260**, № 5, 1090 (1981).
2. В.Ю. Быченков, В.П. Силин, ЖЭТФ, **82**, в. 6, 1886 (1982).
3. В.Ю. Быченков, О.М. Градов, В.П. Силин, Препринт ФИАН № 14, М., 1983 г.
4. В.И. Петвиашвили, ДАН СССР, **153**, № 6, 1295 (1963).
5. Б.Б. Кадомцев. В сб. "Вопросы теории плазмы", т. 4. М., Атомиздат, 1964 г., с. 188.
6. В.П. Силин, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 59 (1983).
7. В.П. Силин, Препринт ФИАН № 119, М., 1984 г.