Краткие сообщения по физике № 10 1983

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С РАЗВИТОЙ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ И ЧАСТЫМИ СТОЛКНОВЕНИЯМИ

В. Ю. Быченков, В. П. Силин, С. А. Урюпин

УДК 533.951

Получена зависимость симметричной части функции распределения электронов и потока убегающих электронов от напряженности электрического поля, возбуждающего ионно-звуковую турбулентность.

Теория распределения электронов по скоростям в плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью (ИЗТ) давно привлекает к себе большое внимание /1-5/. В настоящее время после установления в работах /6-8/ спектра ИЗТ стало возможно определенное развитие теории распределения электронов. Прежде всего укажем, что в предположении малости несимметричной части f_{1e} для симметричной части функции распределения f_{0e} имеем уравнение (ср. /3/)

$$\frac{\partial f_{0e}}{\partial t} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[(Av^3 + Bv^{-3})v^2\frac{\partial f_{0e}}{\partial v}\right] + J_{ee}[f_{0e}], \qquad (1)$$

где J_{ee} - интеграл электрон-электронных столкновений, а

$$A = (\beta_{\parallel}/9\pi)U^2\sqrt{K}\nu_0 v_s^2 v_0^{-3}, \quad B = (\beta_0/\sqrt{K})\nu_0 v_s^2 v_0^3. \qquad (2)$$

Здесь $v_0 = \omega_{Le} r_{De}$, $U = (2\pi)^{3/2} n_e^{-1} v_0^3 f_{0e}(v = 0)$, n_e - плотность электронов, v_s - скорость ионного звука,

$$\sqrt{K} = \frac{K_N}{\sqrt{1 + K_N} - 1}, \quad K_N = U^{-2}\frac{3\pi|e|E}{m_e\omega_{Li}v_s}\frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2}, \quad \nu_0 = U^{-1}\sqrt{\frac{9\pi}{8}}\frac{|e|E}{m_e v_s}, \qquad (3)$$

e – заряд, m_e – масса электрона, r_{De} и r_{Di} – электронный и ионный дебаевский радиусы, ω_{Li} и ω_{Le} – ионная и электронная ленгмюровские частоты, E – напряженность электрического поля. Наконец, β_0 и $\beta_\parallel$ зависят от параметров плазмы и напряженности электрического поля; для $K_N \ll (1+\delta)^2$ имеем $\beta_\parallel \simeq \delta$, если $\delta \gg 1$, $\beta_\parallel \simeq 0{,}14 + \Delta$ при $\Delta > 0{,}3$, и $\beta_\parallel \simeq 0{,}18$ при $\Delta \ll 1$; $\beta_0 \simeq 0{,}07/\delta$, если $\delta \gg 1$, и $\beta_0 \simeq 0{,}3$ при $\delta \ll 1$, где

$$\Delta = \begin{cases} \max\{(8K_N/3\pi)\ln(1/K_N),\ \delta\}, & \text{если } \delta \ll 1, \\ \delta, & \text{если } \delta \gg 1, \end{cases} \tag{4}$$

δ характеризует отношение декрементов черенковского затухания звука на ионах и электронах. Для $K_N \gg (1+\delta)^2$ имеем $\beta_0 \sim \beta_\parallel \simeq 1{,}8$.

Согласно (3), основная масса электронов имеет распределение, близкое к максвелловскому, если столкновения в плазме достаточно часты

$$(v_{T_e}^2/v_s^2)(\nu_{ee}/\nu_0) \gg (\beta_\parallel/9\pi)\sqrt{K},\ \ \beta_0/\sqrt{K}. \tag{5}$$

При этом время установления максвелловского распределения $f_m(v)$ в области тепловых скоростей $v \sim v_{T_e}$ определяется частотой электрон-электронных столкновений $\sim \nu_{ee}^{-1}$ и значительно меньше времени нагрева электронов $\sim \tau_\varepsilon = 2v_0^2/\nu_0 v_s^2 \beta_\parallel \sqrt{K}$. Последнее время также значительно превышает время установления анизотропной части распределения электронов при выполнении соотношения $\omega_{Le}^2 \gg \beta_\parallel K \omega_{Li}^2$, которое мы предполагаем заведомо выполненным. Тогда для квазистационарного распределения электронов можно использовать формулу /5/

$$f_{0e}(v) = f_m(0)\left|\exp\left[-\frac{v_m^2}{2v_{T_e}^2}\left(\frac{1}{6}\ln\frac{(v^2+v_m^2)^2}{v^4 - v^2v_m^2 + v_m^4} + \right.\right.\right. \tag{6}$$

$$\left.\left.\left. + \frac{1}{3}\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{3}v^2}{2v_m^2 - v^2}\right)\right] - \exp\left[-\frac{\pi}{3\sqrt{3}}\frac{v_m^2}{v_{T_e}^2}\right]\right|,$$

где

$$v_m = v_{T_e}(9\pi v_{T_e}^2 \nu_{ee}/\beta_\parallel v_s^2 \nu_0 \sqrt{K})^{1/6} \gg v_{T_e}, \qquad (7)$$

которая пригодна не только для обсуждавшегося в /5/ изотропного распределения пульсаций. Формула (7) определяет явную зависимость распределения (6) от напряженности электрического поля.

Требование малости несимметричной части распределения электронов $f_{1e} \ll f_{0e}$ приводит к следующему. В области $v < v_m$ имеем условие

$$v < v_{T_e}\left\{6\sqrt{2\pi}\lambda\omega_{Le}/\omega_{Li}\sqrt{K}\ln(4p\lambda)\right\}^{1/4} \equiv v_1, \qquad (8)$$

где $\lambda = 1 + \delta$ при $K_N \ll (1+\delta)^2$ и $\lambda \simeq 0{,}13$ при $K_N \gg (1+\delta)^2$, $p = 4\nu_0/\sqrt{K}(\nu_{ee} + \nu_{ei})$, ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений. В связи с (8) замечаем, что если $v_1 < v_m$, то распределение (6) применимо только до $v < v_1$ и фактически не отличается от максвелловского. Если напряженность поля достаточно велика, то $v_1 > v_m$. При этом в интервале максвелловского распределения от v_{T_e} до v_m, а также и при $v_m < v < (v_m^3/2v_{T_e})^{1/2}$ малость несимметричной части реализуется благодаря условию (5). При больших скоростях $v > (v_m^3/2v_{T_e})^{1/2}$ когда формула (6) дает степенное распределение

$$f_{0e}(v) = f_m(0)\,\frac{v_m^6}{4v_{T_e}^2 v^4}\,\exp\left[-\frac{\pi}{3\sqrt{3}}\,\frac{v_m^2}{v_{T_e}^2}\right], \qquad (9)$$

устанавливающееся за время $\sim \nu_{ee}^{-1}(v_m/v_{T_e})^{9/2}$, требование малости f_{1e} накладывает ограничение

$$v < v_{T_e}\left[\sqrt{\pi}\,3\lambda\omega_{Le}/\sqrt{2K}\omega_{Li}\ln(4p\lambda)\right]^{1/2} \equiv v_2. \qquad (10)$$

Для больших скоростей необходимо говорить об убегающих электронах, поток которых в условиях распределения (9) согласно /5/ равен

$$S = 4\pi v_{T_e}^3 f_m(0)\nu_{ee}\exp\left[-\frac{\pi}{3\sqrt{3}}\frac{v_m^2}{v_{T_e}^2}\right]. \qquad (11)$$

В частности, при $K_N \ll 1$ имеем

$$S = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, n_e \nu_{ee}\exp\left[-\frac{\pi}{3}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/6}\left(\frac{\omega_{Le}E_D}{\omega_{Li}\beta_{\parallel}E}\right)^{1/3}\right], \qquad (12)$$

а при $K_N \gg 1$

$$S = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, n_e \nu_{ee}\exp\left[-\frac{\pi\sqrt{2}}{3(3\beta_{\parallel})^{1/3}}\left(\frac{\omega_{Le}ZT_e}{\nu_{ee}T_i}\right)^{1/6}\sqrt{\frac{E_D}{E}}\right], \qquad (13)$$

где $E_D = m_e \nu_{ee} v_{T_e} |e|^{-1}$ – напряженность поля Драйсера, Z – кратность ионизации ионов, $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов). Формулы (12), (13), в частности, показывают, что критическая напряженность электрического поля E_c, лимитирующая процесс убегания электронов, из-за ионно-звуковой турбулентности существенно возрастает по сравнению с полем Драйсера:

$$\frac{E_c}{E_D} = \begin{cases} (\pi^3\sqrt{2\pi}\,\omega_{Le}/27\sqrt{3}\beta_{\parallel}\omega_{Li}), & \text{если } K_N \ll 1, \\ (\pi^2/27)(24\omega_{Le}ZT_e/\beta_{\parallel}\nu_{ee}T_i)^{1/3}, & \text{если } K_N \gg 1. \end{cases} \qquad (14)$$

Таким образом выявлена зависимость от напряженности электрического поля симметричной части функции распределения электронов и потока убегающих электронов в плазме с развитой ИЗТ. Экспоненциальная малость числа убегающих электронов (12), (13) означает, что в плазме легко реализуются условия, в которых ток, переносимый убегающими электронами, мал по сравнению с током, создаваемым основной массой электронов $\sim \beta_{\parallel}|e|n_e v_s\sqrt{K}$ и отвечающим аномальному сопротивлению плазмы. Пренебрежимо малый поток убегающих электронов реализуется в условиях неравенства (5). Вместе с тем по мере увеличения температуры электронов неравенство (5) окажется нарушенным по истечении времени $\tau_a \gg \tau_\varepsilon$ (где $\tau_a \sim \tau_\varepsilon(\tau_\varepsilon\nu_{ee})^5$ при $K_N \gg (\tau_\varepsilon\nu_{ee})^6 \gg 1$; $\tau_a \sim \tau_\varepsilon K_N^{5/6}$ при

$(\tau_\varepsilon \nu_{ee})^6 \gg K_N \gg 1$ и $\tau_a \sim \tau_\varepsilon \sqrt{\tau_\varepsilon \nu_{ee}}$ при $K_N \ll 1$), и исчезнет аномальное сопротивление плазмы. Отметим, что время квазистационарного режима аномального сопротивления τ_a существенно превышает установленное в квазилинейной теории /3/, пренебрегавшей электрон-электронными столкновениями.

Поступила в редакцию
21 апреля 1983 г.

Литература

1. Б. Б. Кадомцев, в сб. "Вопросы теории плазмы", т. 4, Атомиздат, М., 1964 г., с. 188.
2. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, в сб. "Вопросы теории плазмы", т. 7, Атомиздат, М., 1973 г., с. 3.
3. Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев, ЖЭТФ, 50, 220 (1966).
4. Л. М. Коврижных, ЖЭТФ, 51, 1795 (1966).
5. А. В. Гуревич, Ю. Н. Живлюк, ЖЭТФ, 49, 214 (1965).
6. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, ЖЭТФ, 82, 1886 (1982).
7. В. Ю. Быченков, О. М. Градов, В. П. Силин, ЖЭТФ, 83, 2073 (1982).
8. В. Ю. Быченков, О. М. Градов, В. П. Силин, Препринт ФИАН № 14, М., 1983 г.