

# РАДИОФИЗИКА

УДК 533.951.2

## К ТЕОРИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. Чечкин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Проведен расчет корреляционных функций низкочастотных флуктуаций слабоионизованной плазмы в магнитном поле и оценено их влияние на диффузию частиц поперек магнитного поля.

В данной работе получены спектральные корреляционные функции гидродинамических флуктуаций заряда и электрического поля для слабоионизованной плазмы во внешнем магнитном поле. Шумы в области частот  $\omega \ll \Omega_i$ ,  $v_{en}$ , где  $\Omega_i = eB/(m_i c)$ ,  $v_{en}$  — частота столкновений электронов с нейтральными атомами, наблюдаются в широком диапазоне изменений параметров разряда и магнитного поля в лабораторных установках [1], а также в ионосферной плазме [2] и могут оказывать существенное влияние, например, на транспортные явления и распространение электромагнитных волн. Метод расчета аналогичен применяемому в работе [3, гл. 11] для расчета флуктуаций газодинамических функций. Учет неоднородности плазмы поперек внешнего магнитного поля позволяет проследить отмеченный в эксперименте [1] рост уровня флуктуаций и времени корреляции при увеличении магнитного поля до порога возбуждения дрейфово-диссипативной неустойчивости.

Исходными являются уравнения двухжидкостной гидродинамики для слабоионизованной сильнонеизотермической плазмы:

$$\begin{aligned} 0 &= e \nabla \Phi - T_e \frac{\nabla n_e}{n_e} - \frac{e}{c} [\mathbf{u}_e, \mathbf{B}] - m_e v_{en} \mathbf{u}_e + \mathbf{y}, \\ m_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} &= -e \nabla \Phi + \frac{e}{c} [\mathbf{u}_i, \mathbf{B}] - m_i v_{in} \mathbf{u}_i, \\ \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} n_\alpha \mathbf{u}_\alpha &= 0, \\ \Delta \Phi &= -4\pi \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha, \quad \alpha = e, i; \quad e_i = -e_a \equiv e. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь приняты стандартные обозначения,  $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$ ,  $n_0 = n_0(x)$ ,  $\Omega_\alpha/v_{\alpha n} \gg 1$ ,  $\nabla \Phi = 0$ ,  $k_x \kappa^{-1} > 1$ ,  $\kappa = n_0^{-1} |dn_0/dx|$ ,  $\mathbf{y}$  — ланжевеновский источник, учитывающий структуру среды, момент которого дается выражением  $\langle y_i(t, r) y_s(t', r') \rangle = 2m_e v_{en} T_e \delta_{is} \delta(t-t') \delta(r-r')$ ,  $i, s = x, y, z$ . Эта формула может быть получена аналогично тому, как получают источники в уравнениях газовой динамики (см. [3]).

Линеаризуем уравнения (1) и перейдем к фурье-компонентам флуктуаций. Для функций

$$\rho(\omega, \mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} dt \frac{n - n_0}{n_0} e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad \Phi(\omega, \mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} dt \frac{e\Phi}{T_e} e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

получаем уравнения

$$\begin{aligned} (-i\omega + k^2 \widehat{D}_e) \rho_e + (i\omega_d - k^2 \widehat{D}_e) \Phi &= -\frac{ik_z y_z}{m_e v_{en}} + \frac{i[\mathbf{k}\mathbf{y}]_z}{m_e \Omega_e}, \\ -i\omega \rho_i + \left[ i\omega_d + k_\perp^2 r_s^2 (-i\omega + v_{in}) + \frac{k_z^2 v_s^2}{-i\omega + v_{in}} \right] \Phi &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$k^2 r_{De}^2 \Phi = \rho_i - \rho_e,$$

$$k^2 \widehat{D}_e = k_{\perp}^2 D_{e\perp} + k_{\parallel}^2 D_{e\parallel}, \quad D_{e\perp} = T_e v_{enl} / (m_e \Omega_e^2), \quad D_{e\parallel} = T_e / (m_e v_{enl}),$$

$$v_s^2 = T_e / m_i, \quad r_s = v_s / \Omega_i, \quad \omega_d = k_y \mu c T_e / (eB), \quad r_{De}^2 = T_e / (4\pi e^2 n_0).$$

Для однородной плазмы спектральные корреляционные функции, получаемые из (2), имеют следующий вид:

$$1) \quad k^2 \widehat{D}_e \gg |k_z| v_s \gg v_{in}, \quad k_{\perp}^2 r_s^2 \ll k_{\parallel}^2 v_s^2 / v_{in}^2,$$

$$\langle \rho_e^2 \rangle_{\omega, k} = \Delta_1^{-1}(\omega, k) k^2 \widehat{D}_e \{ (\omega^2 + v_{in}^2) [\omega^2 (k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2)^2 + v_{in}^2 k_{\perp}^4 r_s^4] - \\ - 2k_{\parallel}^2 v_s^2 [\omega^2 (k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2) - v_{in}^2 k_{\perp}^2 r_s^2] + k_{\parallel}^4 v_s^4 \},$$

$$\langle \Phi^2 \rangle_{\omega, k} = \Delta_1^{-1}(\omega, k) k^2 \widehat{D}_e \omega^2 (\omega^2 + v_{in}^2),$$

$$\Delta_1(\omega, k) = (n_0/2) (k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2)^2 [\omega^2 + k^2 \widehat{D}_e^2 (1 + 1/(k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2))^2] [(\omega - \omega_s)^2 + \\ + \delta^2] [(\omega + \omega_s)^2 + \delta^2],$$

$$\omega_0 = \frac{|k_z| v_s}{\sqrt{1 + k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2}}, \quad \delta = \frac{v_{in}}{2} \frac{1 + k^2 r_{De}^2 + 2k_{\perp}^2 r_s^2}{1 + k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2}.$$

$$2) \quad k^2 \widehat{D}_e \gg v_{in} \gg |k_z| v_s,$$

$$\langle \rho_e^2 \rangle_{\omega, k} = \Delta_2^{-1}(\omega, k) k^2 \widehat{D}_e [\omega^2 (k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2)^2 + v_{in}^2 k_{\perp}^4 r_s^4],$$

$$\langle \Phi^2 \rangle_{\omega, k} = \Delta_2^{-1}(\omega, k) k^2 \widehat{D}_e \omega^2,$$

$$\Delta_2(\omega, k) = (n_0/2) (k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2)^2 (\omega^2 + \omega_1^2) (\omega^2 + \omega_2^2),$$

$$\omega_1 = \frac{v_{in} k_{\perp}^2 r_s^2}{1 + k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2}, \quad \omega_2 = k^2 \widehat{D}_e \left( 1 + \frac{1}{k^2 r_{De}^2 + k_{\perp}^2 r_s^2} \right).$$

В качестве одного из примеров применения полученных формул рассмотрим диффузию пробной частицы в плазме с неподвижными ионами. Коэффициент диффузии вычисляется по формуле Кубо [4], скорость пробной частицы в замагниченной плазме дается выражением  $v(t) = c[E(t), B]/B^2$ . Используя усреднение по физически бесконечно малому объему [3] и формулу для  $\langle \Phi^2 \rangle_{\omega, k}$ , получим

$$D \approx \frac{c T_e}{e B} \frac{e^2}{r_{De} T_e}.$$

Другим способом этот результат был получен Ю. Л. Климонтовичем [5]. Два метода расчета демонстрируют влияние низкочастотных флуктуаций на кинетические коэффициенты. Интересно отметить бомовскую зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля.

Учтем теперь в уравнениях (2) неоднородность плазмы и пренебрежем отступлением от квазинейтральности в возмущениях,  $\rho_e = \rho_i \equiv \rho$ , продольным движением ионов и поперечной диффузией электронов. Выражения для корреляторов принимают вид

$$\langle \rho^2 \rangle_{\omega, k} = \frac{2k_{\parallel}^2 D_{e\parallel}}{n_0} \frac{[\omega - \omega_d / (k_{\perp}^2 r_s^2)]^2 + v_{in}^2}{[(\omega - \omega_R)^2 + \omega_{iI}^2][(\omega + \omega_R)^2 + \omega_{iI}^2]},$$

$$\langle \Phi^2 \rangle_{\omega, k} = \frac{2k_{\parallel}^2 D_{e\parallel}}{n_0} \frac{\omega^2}{[(\omega - \omega_R)^2 + \omega_{iI}^2][(\omega + \omega_R)^2 + \omega_{iI}^2]}.$$

Частоты  $\omega_{1,2} = (\text{Re } \omega)_{1,2} + i(\text{Im } \omega)_{1,2}$ ,  $(\text{Re } \omega)_{1,2} \equiv \pm \omega_R$ ,  $(\text{Im } \omega)_{1,2} \equiv -\omega_{1,2I}$  находятся из дисперсионного уравнения

$$\omega^2 + i\omega[v_{in} + k_z^2 D_{e\parallel} (1 + 1/(k_\perp^2 r_s^2))] + k_z^2 D_{e\parallel} [-i\omega_d/(k_\perp^2 r_s^2) - v_{in}] = 0, \quad (3)$$

которое приведено в работе [6] и описывает возбуждение дрейфово-диссипативной неустойчивости. Неустойчивость существует в диапазоне магнитных полей  $B_{\min} \leq B \leq B_{\max}$ , так что  $k_\perp^2 r_s^2 \gg 1$  при  $B = B_{\min}$  и  $k_\perp^2 r_s^2 \ll 1$  при  $B = B_{\max}$ . Найдём корни уравнения (3) при  $\omega_R/(k_z^2 D_{e\parallel}) \ll 1$ ,  $k_\perp^2 r_s^2 \gg 1$ :

$$\omega_R = \frac{\omega_d}{k_\perp^2 r_s^2}, \quad \omega_{1I} = -\frac{\omega_R^2}{k_z^2 D_{e\parallel}} + v_{in}, \quad \omega_{2I} = \frac{\omega_R^2}{k_z^2 D_{e\parallel}} + k_z^2 D_{e\parallel};$$

$\omega_{1I} < 0$  при  $B > B_{\min} = (m_e c/e) k_\perp^2 \omega_c / (k_y \kappa)$ ,  $\omega_c = \sqrt{k_z^2 D_{e\parallel} v_{in}}$  — частота колебаний на границе устойчивости. Время корреляции при приближении к порогу определяется величиной  $\omega_{1I}$ :

$$\tau_{\text{кор}}(k) \sim \omega_{1I}^{-1} = \frac{k_y \kappa}{k_\perp^2 v_{in}} \frac{1}{1 - B^2/B_{\min}^2(k)}.$$

Нелинейная теория дрейфово-диссипативной неустойчивости выше порога возбуждения построена в [7].

Автор выражает благодарность Ю. Л. Климонтовичу за внимание к работе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Белафин М. И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1980. Гл. 3.  
[2] La Belle J. et al./J. Geophys. Res. 1986. 91, A5. P. 5513. [3] Климонтович Ю. Л. Статистическая физика. М., 1982. [4] Резибуа П., Ленер М. де. Классическая кинетическая теория жидкостей и газов. М., 1980. [5] Климонтович Ю. Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. М., 1964. [6] Тимофеев А. В., Швилкин Б. Н./УФН. 1976. 118, № 2. С. 274. [7] Vondarenko V. E., Chechkin A. V./VII Int. Conf. Plasma Theory. Proc. Contr. Rep. Kiev, 1987. Vol. 1. P. 18.

Поступила в редакцию  
05.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 4

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

### МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{SnO}_2$ —Eu

М. Н. Агапов, С. С. Галактионов, В. В. Михайлин, А. В. Ткачев,  
И. Н. Шпиньков

(кафедра теоретической физики)

Впервые экспериментально получен спектр возбуждения люминесценции  $\text{SnO}_2$ —Eu в области энергий возбуждающих квантов 3—23 эВ. Дана интерпретация основных особенностей спектра на основе зонных расчетов по литературным данным.

Оксид олова  $\text{SnO}_2$  имеет широкое практическое применение [1], обусловленное высокой проводимостью при прозрачности в видимой области. Однако люминесцентные свойства  $\text{SnO}_2$  изучены недостаточно. Для неактивированного  $\text{SnO}_2$  известно лишь несколько спектров возбуждения люминесценции и фотопроводимости [2—5] в области энергий возбуждающих квантов до границы прозрачности, причем данные разных исследователей не совпадают. Для активированных образцов (в качестве активатора вводились Eu, Tb, Tm) исследованы спектры катодо- и фотолюминесценции, которые показали, что  $\text{SnO}_2$ —Eu является эффективным катодолюминофором с оранжево-красным свечением. Спектры люминесценции в общих чертах интерпретированы