

ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ О ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЕ ЗА ШИРОКИМ БАРЬЕРОМ НЕПРОЗРАЧНОСТИ

В.Н. Ораевский, Е.Д. Поезд

Показана возможность повышения уровня флуктуаций в забарьерной бесстолкновительной плазме при падении на широкий барьер непрозрачности мощной плазменной волны. Найдено нелинейное ограничение возникающих флуктуационных пульсаций в случае ленгмюровских волн.

При теоретическом и экспериментальном изучении эффекта забарьерной регенерации волн в неоднородной плазме¹⁻³ исследовались случаи, когда ширина барьера непрозрачности d не превосходит заметно l_0 – характерной длины фазовой расфокусировки резонансных частиц. Очевидно, что в противоположном пределе $d \gg l_0$ даже в бесстолкновительной плазме информация о фазе падающей волны теряется и нетуннельное прохождение отсутствует. Однако, как мы покажем, и в случае широких барьеров можно узнать о наличии падающей волны, если в забарьерной плазме измерить уровень флуктуаций. При этом мы будем следовать в русле основных понятий и модельных представлений, использованных в^{1,2}.

Остановимся на одномерной задаче о падении ленгмюровской волны $E_0 \cos(\omega t - kz)$, распространяющейся в однородной плазме с плотностью n и температурой T , на барьер непрозрачности шириной d , ограниченный плоскостями $z = 0$ и $z = d$. При этом считаем выполненным условие $k^{-1} \ll l_0 \ll \gamma^{-1}$, где $l_0 = V_\phi(m/ekE_0)^{1/2}$, $\gamma = -(\pi/2)(\omega_p/V_g) \times V_\phi^2 (\partial f_0 / \partial v)_v = V_\phi$ – пространственный коэффициент бесстолкновительного затухания, V_ϕ, V_g – фазовая и групповая скорости волны.

При $z = 0$ плазменная волна отражается от барьера непрозрачности, а промодулированный поток резонансных частиц проходит через область $0 \leq z \leq d$ и, как показано в², при не слишком широких барьерах $d \lesssim 5l_0$ возбуждает в забарьерной плазме волну, идентичную падающей, что можно интерпретировать как нетуннельное прохождение. В противоположном пределе $d \gtrsim 5l_0$ фазовая расфокусировка резонансных частиц приводит к сглаживанию функции распределения $f(v, t, z)$. Не ставя целью подробное рассмотрение этого процесса, ограничимся феноменологическим обрезанием высоких частот спектра $f(v, t, z)$. Тогда, используя результаты^{2,4}, на выходе барьера ($z = d$) получаем

$$f(v, t, z) = f_0(V_\phi) - \frac{1}{\pi} (\gamma/k) v_E V_g (u/V_\phi)^3, \quad (1)$$

где $u = (v - V_\phi)/v_E$, $v_E = 2(eE_0/mk)^{1/2}$ (считаем $u \ll 1$, так как именно влияние резонансных частиц представляет особый интерес).

Непосредственное применение результатов линейной теории флуктуаций показывает, что при таком поведении распределения электронов по скоростям отношение спектрального распределения флуктуаций электрического поля к его тепловому уровню, которое мы будем

обозначать η , стремится к бесконечности при $\omega/k = V_\Phi$:

$$\eta = v_E^2 (V_\Phi - \omega/k)^{-2}. \quad (2)$$

Для устранения расходимости необходимо учесть нелинейное ограничение амплитуды флуктуаций. Пусть плазма за барьером неизотермическая $-T_e \gg T_i$, и возможен распад возбуждаемой ленгмюровской пульсации на ленгмюровскую и ионно-звуковую $l \approx l' + s$.

Воспользуемся кинетическим уравнением для волн следующего вида:

$$\frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} = -2\delta_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}} + 4\pi \sum |V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{k}''}|^2 \left\{ N_{\mathbf{k}'} N_{\mathbf{k}''} - N_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}'} \text{sign}(\omega_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}''}) - N_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}''} \text{sign}(\omega_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}'}) \right\} \times \\ \times \delta(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'} - \omega_{\mathbf{k}''}) \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'+\mathbf{k}''} + \Delta_{\mathbf{k}}, \quad (3)$$

где введены общепринятые обозначения $N_{\mathbf{k}} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{k}}) = \frac{\langle E^2 \rangle_{\omega, \mathbf{k}}}{16\pi} \frac{\partial \Lambda_{ij}}{\partial \omega} e_i e_j^*$,

$\Lambda_{ij} = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{k_i k_j}{k^2} - \delta_{ij} \right) + \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$, e_i – вектор поляризации, $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$ – матричный элемент соответствующего межволнового взаимодействия, $\delta_{\mathbf{k}}$ – квазилинейный декремент. Слагаемое $\Delta_{\mathbf{k}}$ учитывает процесс спонтанного излучения волн частицами плазмы. Его значение было получено в работе⁵:

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \frac{2\pi^2 \text{Sp} \lambda \langle j_i j_j \rangle_{\omega, \mathbf{k}}^0 e_i e_j^*}{\omega^2 \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right|}. \quad (4)$$

Здесь $\lambda_j \Lambda_{ji} = \Lambda \delta_{ij}$, спектральное распределение флуктуаций плотности тока в пренебрежении взаимодействием между частицами определяется формулой

$$\langle j_i j_j \rangle_{\omega, \mathbf{k}}^0 = 2\pi e^2 \int d\mathbf{v} v_i v_j f(\mathbf{v}) \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}),$$

где $f(\mathbf{v})$ – произвольная неравновесная функция распределения.

Система уравнений (3) дает следующую оценку показателя превышения спектральной плотности флуктуаций электрического поля над ее тепловым уровнем

$$\eta = \frac{18}{(2\pi)^{2.5}} \frac{na^3}{h(ka)^4} \exp\left(-\frac{1}{2(ka)^2} - \frac{3}{2}\right), \quad (5)$$

где a – электронный дебаевский радиус, $h \geq 1$ – параметр, характеризующий уровень ионно-звуковой турбулентности ($h > 1$ при наличии за барьером непрозрачности посторонних источников ионно-звуковых флуктуаций).

Полученный результат может быть применен, например, к области ионосферы на высоте 4500 – 5000 км, в которой наблюдается так называемое авроральное километровое излучение (АКИ). Подставляя в формулу (5) характерные параметры плазмы $n = 10^{22} \text{см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{К}$, для излучения с длиной волны $\lambda = 3,2 \cdot 10^5 \text{см}$, получим оценку $\eta \approx 10^2$.

Таким образом, рассмотренное нелинейное взаимодействие, как и следовало, приводит к падению амплитуды флуктуационных полей, но и теперь они могут существенно превышать тепловой шум. Измеряя уровень флуктуаций датчиком, расположенным при $z > d$, можно, как минимум, сделать вывод о наличии или, наоборот, отсутствии определенной моды колебаний в добарьерной плазме, тогда как ранее считалось, что при очень широких барьерах, когда поток резонансных частиц полностью размывается за счет фазовой расфокусировки, получение информации о состоянии плазмы до барьера невозможно.

Литература

1. Лиситченко В.В., Ораевский В.Н. ДАН СССР, 1971, 201, 1319.

2. Красовский В.Л., Орзевский В.Н. Физика плазмы, 1979, 5, 1072.
3. Лиситченко В.В., Романюк Л.И., Усталов В.В. ЖЭТФ, 1976, 71, 537.
4. Захаров В.Е., Карпман В.И. ЖЭТФ, 1962, 43, 490.
5. Беликов В.С., Колесниченко Я.И., Ораевский В.Н. Plasma physics and controlled nuclear fusion research, 1971, 3, 411.

**Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР**

**Поступила в редакцию
13 марта 1982 г.**