Письма в ЖЭТФ, том 34, вып 10, стр. 529 – 532 20 ноября 1981 г.

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРОСВЕТЛЕНИИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

О.М.Градов, Р.Р.Рамазашвили

Предложен механизм нелинейного просветления плотных слоев плазмы, основанный на распаде падающей на плазму электромагнитной волны на плазменные волны и ее регенерации в результате их слияния на второй границе слоя.

Передача электромагнитного сигнала через плотный, непрозрачный с точки зрения линейной электродинамики слой плазмы имеет важное практическое значение. До настоящего времени возможность нелинейного проникновения электромагнитных волн через ограниченную плотную плазму связывалась либо с перераспределением плотности под действием пондеромоторных сил [1 – 4], либо с явлениями типа эха [5, 6].

Мы предлагаем новый механизм нелинейного просветления слоев плазмы, основанный на параметрическом распаде падающей на плазму электромагнитной волны на плазменные волны, для которых слой является прозрачным, и последующей ее регенерации на второй границе слоя в результате слияния этих волн. Для определенности рассмотрим слой сильно замагниченной ($\Omega_e >> \omega_{Le,max}$) неоднородной вдоль оси x плазмы, на который падает нормально обыкновенная электромагнитная волна с частотой ω_0, лежащей между ленгмюровскими частотами электронов и ионов. Пусть магнитное поле параллельно границе слоя и ориентировано по оси z. В результате распадной неустойчивости будут возбуждены косые ленгмюровские волны с частотами $\omega \sim \omega_0/2$, запертые вблизи максимума плотности плазмы. Представив волну накачки и потенциал возбуждаемых волн в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_z[E_0(x)\exp(i\omega_0 t) + E_0^*(x)\exp(-i\omega_0 t)],$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = [\phi_0(x) + \phi_1(x)\exp(i\omega_0 t)]\exp(-i\omega t + ik_y y + ik_z z)$$

запишем систему уравнений, описывающих взаимодействие этих волн

$$\frac{d^2\phi_0}{dx^2} - (k_y^2 + k_z^2\,\epsilon(\omega, x))\phi_0 = i\frac{ek_yk_z}{m\omega^2\omega_0\Omega_e}E_0^2\left(\frac{d}{dx}\frac{\omega_{Le}^2}{E_0}\right)\phi_1, \quad (1)$$

$$\frac{d^2\phi_1}{dx^2} - (k_y^2 + k_z^2\,\epsilon(\omega-\omega_0, x))\phi_1 = -i\frac{ek_yk_z}{m(\omega-\omega_0)^2\omega_0\Omega_e}E_0^{*2}\left(\frac{d}{dx}\frac{\omega_{Le}^2}{E_0^*}\right)\phi_0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2E_0}{dx^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2}\epsilon(\omega_0, x)E_0 = -i\frac{\omega_0}{c^2}\frac{e}{m}\frac{k_yk_z\phi_0\phi_1^*}{\omega(\omega-\omega_0)\Omega_e}\frac{d\omega_{Le}^2}{dx}, \quad (3)$$

где $\epsilon(\omega, x) = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2}\left(1 - i\frac{\nu}{\omega}\right)$ — линейная диэлектрическая проницаемость плазмы.

Исходя из предположения, что проникающий через слой сигнал мал по сравнению с падающим, будем решать эту систему уравнений следующим образом: при заданном профиле плотности из уравнения (3) в пренебрежении правой частью найдем распределение $E_0(x)$, соответствующее линейной теории (например, линейная аппроксимация профиля плотности на границе слоя даст функцию Эйри для $E_0(x)$). С найденным видом $E_0(x)$ можно решить уравнения (1) – (2) по теории возмущений, считая, что $\omega - \omega_n \equiv \delta$ и $\Delta = \omega_0 - 2\omega_n$ малы по сравнению с ω_n — собственной частотой оператора $\hat{L} \equiv \frac{d^2}{dx^2} - k_y^2 - k_z^2\,\mathrm{Re}\,\epsilon(\omega, x)$ (см., например, [7, 8]). Это приведет к следующему выражению для инкремента неустойчивости $\gamma = \mathrm{Re}\,\delta$:

$$\gamma = -\frac{\nu}{2} + \left\{\frac{e^2k_y^2k_z^2}{m^2\omega^2(\omega-\omega_0)^2\omega_0^2\Omega_c^2}|\Lambda_n|^2 - \frac{\Delta^2}{4}\right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $|\Lambda_n|^2$ — характеризует перекрытие областей существования взаимодействующих волн

$$|\Lambda_n|^2 = \left|\int_{-\infty}^{\infty} dx\,\psi_n^2(x)E_0^2(x)\frac{d}{dx}\frac{\omega_{Le}^2}{E_0}\right|^2 \Big/ \left|\int_{-\infty}^{\infty} dx\,\psi_n^2(x)\right|^2. \quad (5)$$

Здесь $\psi_n(x)$ — собственная функция оператора $\hat{L}$, соответствующая собственному значению ω_n. Для параболического профиля плотности $\psi_n(x)$ будет выражаться через полиномы Эрмита. Как видно из (4), порог неустойчивости и максимум инкремента имеют место для $\Delta = 0$. Подставив найденный вид $\psi_n(x)$ в правую часть (3) можно записать его

решение, описывающее прошедшую сквозь слой волну, в виде (ср. с [9]):

$$E_0(x) = E_+(x)\int_{-\infty}^{x}\frac{dx'}{W}E_-(x')S(x') + E_-(x)\int_{x}^{\infty}\frac{dx'}{W}E_+(x')S(x'), \tag{6}$$

где

$$S(x) = -i\frac{e}{mc^2}\frac{\omega_0}{\omega_n^2}\frac{k_y k_z}{\Omega_e}\frac{d\omega_{Le}^2}{dx}\psi_n^2(x)e^{2\gamma t},$$

$$W = E_+' E_- - E_-' E_+, \tag{7}$$

а $E_\pm(x)$ решения однородного уравнения (3) такие, что $E_+(x) \to 0$ при $x \to -\infty$, а $E_-(x)$ соответствует уходящей от слоя волне. Таким образом, при $x \to \infty$ будем иметь

$$E_0(x \to \infty) = E_-(x)\int_{-\infty}^{\infty}dx'\frac{E_+(x')S(x')}{W}. \tag{8}$$

Наличие нарастающего во времени множителя в (7) отражает факт развития абсолютной параметрической неустойчивости и требует учета механизма стабилизации неустойчивости для определения установившегося уровня шумов и уходящего сигнала. Не вдаваясь в подробности будем считать, что амплитуда установившихся шумов по порядку величины равна амплитуде волны накачки, что согласуется, например, с оценкой по каскадной теории насыщения [10]. Это дает возможность оценить максимум $k_y k_z e^{2\gamma t}\psi_n^2$ в (7) как $E_{0,\text{пад}}^2$. Тогда для уходящего от слоя потока энергии q получим следующую оценку:

$$q = v_{\text{гр}}\frac{|E_0(\infty)|^2}{4\pi} \approx v_{\text{гр}}\frac{|E_-|^2}{4\pi}\frac{E_0^4}{W^2}\frac{16e^2}{m^2c^4\omega_0^2\Omega_e^2}\left|\int_{-\infty}^{\infty}E_+(x')\psi_n^2(x')\frac{d\omega_{Le}^2}{dx'}dx'\right|^2, \tag{9}$$

где $v_{\text{гр}} = \partial\omega_0/\partial k_0 \approx c$ — групповая скорость уходящей волны.

Рассмотрим в качестве примера слой однородной плазмы с резкими границами при $x = \pm a$. Тогда $\psi_n(x)$ будет описываться синусоидальными функциями, а $E_\pm(x)$ будут иметь вид

$$E_-(x) = \exp[\eta(x-a)], \quad \eta^2 = \frac{\omega_{Le}^2 - \omega_0^2}{c^2}, \tag{10}$$

$$E_+(x) = \exp[-\eta(x-a)] + \frac{(\eta + ik_0)^2}{\eta^2 + k_0^2}\exp[\eta(x-a)], \quad k_0^2 = \frac{\omega_0^2}{c^2}.$$

Таким образом, для прошедшего через слой потока излучения из (9) получим

$$q \approx 8 q_0 \frac{e^2 E_0^2}{m^2 \omega_0^2 c^2} \frac{\omega_{Le}^4}{(\omega_{Le}^2 - \omega_0^2)\Omega_e^2}, \qquad (11)$$

где $q_0 = cE_0^2/4\pi$ – поток падающего на слой излучения. Видно, что величина q не зависит от толщины слоя и растет при приближении ω_0 к ω_{Le} (следует иметь в виду, что при написании (11) предполагалось, что $\omega_0 \neq \omega_{Le}$). Поскольку согласно линейной электродинамике прозрачность слоя экспоненциально уменьшается с ростом его толщины, величина прошедшего сквозь достаточно толстый слой плазмы потока энергии будет определяться описанным нелинейным механизмом. Роль других механизмов просветления в сильно замагниченной плазме может оказаться менее значительной, во-первых, из-за уменьшения пондеромоторных сил с ростом Ω_e, и, во-вторых, из-за зависимости их эффективности от толщины слоя.

В заключение выражаем благодарность Л.М.Горбунову и В.П.Силину за полезное обсуждение результатов работы.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 августа 1981г.

Литература

[1] *Силин В.П.* ЖЭТФ, 1967, 53, 1662.

[2] *Миронов В.А.* Изв. высш. уч. зав., сер., Радиофизика, 1971, 14, 1450.

[3] *Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М.* Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 368.

[4] *Горбунов Л.М., Зауэр К.* Физика плазмы, 1977, 3, 1302.

[5] *Лиситченко В.В., Ораевский В.Н.* ДАН СССР, 1971 201, 1319.

[6] *Ерохин Н.С., Моисеев С.С.* В сб. "Вопросы теории плазмы" под редакцией М.А.Леонтовича. Атомиздат, 1973, 7, 192.

[7] *Алиев Ю.М., Градов О.М., Зюндер Д., Кирий А.Ю.* Письма в ЖЭТФ. 1978, 28, 448.

[8] *Рамазашвили Р.Р.* Письма в ЖЭТФ, 1978, 4, 104.

[9] *Rosenbluth M.N., Liu C. S.* Phys. Rev. Lett., 1972, 29, 701.

[10] *Yuen S.V.* Phys. Fluids, 1975, 18, 1308.