

ПОЛНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.М.Алиев, С.Вукович¹⁾, О.М.Градов,

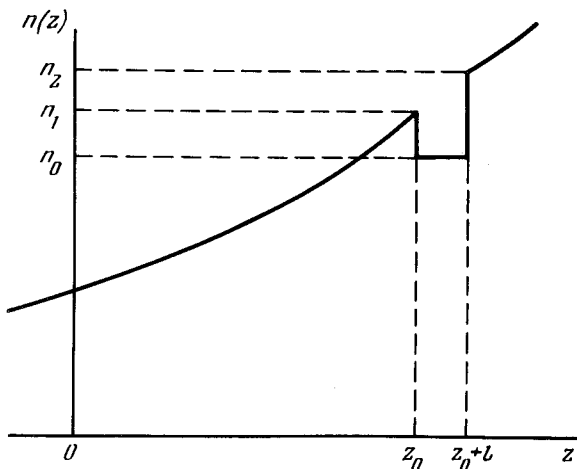
А.Ю.Кирий, В.Чадеж¹⁾

Выявлен эффект полного поглощения электромагнитной волны, возникающий в условиях резонанса с высвечивающимися собственными колебаниями неоднородной плазмы.

Разработка наиболее эффективных методов передачи энергии электромагнитного поля заряженным частицам является одной из важнейших задач физики плазмы. В настоящей работе предложен новый механизм ввода излучения в среду, обеспечивающий полное поглощение энергии электромагнитной волны, падающей на плазму. Физическая природа такого механизма поглощения связана с резонансом на частотах высвечивающихся поверхностных и "запертых" объемных волн. Такие волны существуют в слабо неоднородной плазме, в которой имеются области с относительно резким изменением плотности. Эти волны затухают как за счет обычных диссипативных механизмов, так и в результате их высвечивания в вакуум. Поскольку такое высвечивание является обратимым процессом, возможен идеальный (без отражения) ввод энергии электромагнитного поля в поглощающую плотную среду в условиях, когда потери, связанные с необратимыми диссипативными процессами, полностью компенсируются энергией падающего излучения.

Рассмотрим плазму с неоднородным в направлении z распределением плотности $n(z)$ (см. рисунок). Будем считать, что ширина l прямо-

¹⁾ Институт физики, г.Белград, Югославия.



Зависимость плотности частиц плазмы от координаты z , $z=0$ — точка отражения поперечной волны

угольной "ямы" на профиле плотности значительно меньше характерного размера неоднородности плазмы $L = (d \ln n(z)/dz)^{-1}$ в областях $z < z_0$ и $z > z_0 + l$. Изучим случай падения на плазму с таким профилем плотности плоскополяризованной электромагнитной волны с частотой ω , причем выберем начало координат $z = 0$ таким образом, чтобы оно совпадало с точкой отражения волны от плазмы. Считая длину волны c/ω значительно меньше характерного размера неоднородности плазмы L , в областях $z < z_0$ и $z > z_0 + l$ можно воспользоваться выражениями для полей, соответствующими приближению геометрической оптики. Сшивая эти решения с выражениями для напряженностей электромагнитного поля в "яме" $z_0 < z < z_0 + l$, можно получить следующую формулу для коэффициента отражения:

$$R = \left| \frac{G_+ - i b G_-}{G_+ + i b G_-} \right|^2, \quad (1)$$

$$b = \frac{1}{2} \exp \left[-2 \int_0^{z_0} \kappa(z) dz \right], \quad \kappa(z) = \frac{\omega}{c} [\sin^2 \theta - \epsilon(\omega, z)]^{1/2}.$$

Здесь θ — угол падения внешней электромагнитной волны, $\epsilon(\omega, z) = 1 - (\omega_{L_e}^2(z)/\omega^2) [1 - i(\nu(z)/\omega)]$ — продольная диэлектрическая проницаемость плазмы, $\nu(z)$ — электронная частота соударений.

В случае s -поляризации падающей на плазму электромагнитной волны для G_{\pm} имеют место следующие выражения

$$G_{\pm} = G_{\pm}' + i G_{\pm}'' = \left(1 \mp \frac{k_1 k_2}{\kappa_0^2} \right) \operatorname{tg} \kappa_0 l - \frac{k_1 \pm k_2}{\kappa_0}, \quad (2)$$

$$k_1 = \kappa(z_0), \quad k_2 = \kappa(z_0 + l), \quad \kappa_0^2 = -\kappa^2(z_0 < z < z_0 + l).$$

Из формулы (1) следует, что коэффициент отражения обращается в нуль при одновременном выполнении следующих условий

$$G_+^{\prime} = -b G_-^{\prime} \quad (3)$$

$$G_+^{\prime\prime} = -b G_-^{\prime} \quad (4)$$

Соотношение (3) представляет собой условие резонанса падающей волны с запертыми в "яме" поперечными колебаниями. Такие колебания высвечиваются из плазмы, что приводит к дополнительному вкладу в декремент их затухания. Выражение (4) означает условие полной компенсации столкновительного затухания электромагнитного поля за счет "всвечивания" потока падающего внешнего излучения. Как можно видеть из (3), с точностью до экспоненциально малых слагаемых и в пренебрежении вкладом частот соударений выражение для собственных частот запертых колебаний имеет вид

$$\omega_n^2 = \omega_{L0}^2 + k_{\parallel}^2 c^2 + k_n^2 c^2, \quad \omega_{L0} \equiv \omega_{Le}(z_0 < z < z_0 + l). \quad (5)$$

Здесь k_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} k_n l = \frac{q_n (\sqrt{\Delta_1 - q_n^2} + \sqrt{\Delta^2 - q_n^2})}{q_n^2 - \sqrt{(\Delta_1 - q_n^2)(\Delta_2 - q_n^2)}}, \quad (6)$$

$$\Delta_{1,2} = \frac{n_{1,2} - n_0}{n_0}, \quad q_n = \frac{k_n c}{\omega},$$

а k_{\parallel} — компонента волнового вектора "запертых" колебаний, ортогональная градиенту плотности. В условиях пространственно-временного синхронизма, когда $\omega = \omega_n$ и $k_{\parallel} = \omega/c \sin \theta$ из (5) получаем следующее выражение для углов θ_n падения волны, при которых обращается в нуль коэффициент отражения R (1):

$$\sin^2 \theta_n = 1 - \frac{\omega_{L0}^2}{\omega^2} - \frac{k_n^2 c^2}{\omega^2}. \quad (7)$$

В частном случае линейного изменения плотности плазмы в области $z < z_0$ ($n(z) = n_0(z + L)/L$) равенство (4) следующим образом определяет оптимальное соотношение плотностей n_1 и n_0 .

$$\frac{n_1 - n_0}{n_0} = q_n^2 + \sigma \ln^{2/3} \left[\frac{c}{\nu l} \frac{q_n^3 (q_n^2 + \sigma)}{(q_n^2 + \sigma) \Delta_2 + (4c q_n^3 / \omega_{L0} l)} \right] \quad (8)$$

$$\sigma = (3c\omega^2 \cos^2 \theta_n / 4L\omega_{L0}^3)^{2/3}.$$

Здесь ν — значение электронной частоты соударений в "яме" $z_0 < z < z_0 + l$.

В случае p -поляризации падающей на плазму электромагнитной волны в коэффициенте отражения (1) необходимо использовать следующие выражения для функции G_{\pm}

$$G_{\pm} = \left(\frac{\kappa_0}{\epsilon_0} \mp \frac{k_2 k_1}{a_2 \kappa_0} \right) \operatorname{tg} \kappa_0 l - \frac{k_2}{\epsilon_2} \mp \frac{k_1}{\epsilon_1}, \quad (9)$$

$$\epsilon_0 = \epsilon(\omega, z_0 < z < z_0 + l), \quad \epsilon_1 = \epsilon(\omega, z_0), \quad \epsilon_2 = \epsilon(\omega, z_0 + l).$$

В этом случае оказывается возможным обращение в нуль коэффициента отражения при резонансе не только на частотах "запертых" поперечных колебаний ($\omega > \omega_{L0}$), но и в условиях совпадения частоты падающей волны с частотами высвечивающихся поверхностных волн ($\omega < \omega_{L0}$).

Таким образом, не только в случае p -поляризации, но и при s -поляризации электромагнитная волна может полностью поглощаться в неоднородной плазме. Расчеты показывают, что аналогичный эффект имеет место для любых распределений плотности плазмы с "ямой" в области непрозрачности, при которых возникают "запертые" поперечные или поверхностные высвечивающиеся волны.

Заметим, что в условиях резонанса на частоте высвечивающихся волн в окрестности "ямы" электрическое поле волны экспоненциально возрастает по сравнению с нерезонансным случаем. Это может приводить к выдавливанию плазмы из "ямы" и образованию нелинейных плазменных конфигураций типа кавитонов.

Распределение плазмы с "ямой" на профиле плотности экспериментально наблюдалось в лазерных экспериментах [1] и в численных расчетах [2]. Укажем, наконец, на работу [3], в которой наблюдаемое увеличение коэффициента поглощения СВЧ мощности также может быть объяснено с помощью предложенного в нашей статье механизма ввода энергии излучения в плазму.

Авторы благодарят В.П.Силина за полезные дискуссии.

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

Поступила в редакцию
24 февраля 1977 г.

Литература

- [1] Ю. А.Захаренков, Н.Н.Зорев, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 21, 557, 1975; ЖЭТФ, 70, 547, 1976.
- [2] К. Estabrook. Phys. Fluids, 19, 1733, 1976.
- [3] Ю.Я.Бродский, В.Л.Гольцман, С.И.Нечуев. Письма в ЖЭТФ, 24, 547, 1976.