Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 8, стр. 355 – 357 *20 апреля 1977 г.*

О РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

А.А.Жаров, И.Г.Кондратьев, М.А.Миллер

Показано, что гладкий слой плазмы $\epsilon(z)$, в котором $[d\epsilon/dz]_{\epsilon=0} \equiv \epsilon_0' < 0$, $[d^2\epsilon/dz^2]_{\epsilon=0} \equiv \epsilon_0'' < 0$ и $|\epsilon_0''| > \epsilon_0'^2$, может полностью поглощать электромагнитную волну ТМ-типа ($E_z \neq 0$) за счет диссипации энергии в области плазменного резонанса. Этот эффект обусловлен синхронизованным возбуждением квазилокализованной в резонансной области моды.

1. При облучении неоднородной изотропной плазмы $\epsilon(z)$ плоской волной типа ТМ (E_x, E_z, H_y) возникает поглощение энергии в области $\epsilon(z_0) = 0$, характер которого почти не зависит от конкретного механизма потерь [1, 2]. Использование этого эффекта для нагрева плазмы определяется возможностями согласования падающего поля с плазмой. Для линейных и плавных квазилинейных распределений $\epsilon(z)$ достигаются коэффициенты поглощения (по мощности) $Q \lesssim 0,5$. Стало даже складываться мнение, что значение $Q = 0,5$ является предельным. Однако, недавние работы [3, 4] установили, что наличие в распределении $\epsilon(z)$ участков с резким изменением проницаемости, допускающих существование квазилокализованных мод, повышает Q до единицы.

Наша работа, инициированная экспериментами [5], имеет своей целью показать, что в определенных условиях безотражательный режим может быть получен и для относительно гладких распределений $\epsilon(z)$.

2. Воспользуемся методикой и терминологией, принятыми в теории запредельных аттенюаторов, поскольку проблема согласования здесь в математическом плане совпадает с соответствующей волноводной, а последняя изучена достаточно подробно. Поперечный импеданс поля $Z_\perp$ в сечении $z = \mathrm{const}$ определяется по формуле $\mathbf{E}_\perp = Z_\perp [\mathbf{z}^\circ \mathbf{H}_\perp]$ ($\mathbf{z}^\circ$ – единичный вектор вдоль z). Характеристический импеданс $\pm Z_0$ равен поперечному для одиночной моды, распространяющейся или спадающей в $\pm z$-направлении; в случае неоднородных сред мода берется как для однородной среды с параметрами данной точки. Импеданс Z_0 естественным образом выделяет в неоднородной плазме следующие области: (I) распространения ($\mathrm{Im}\, Z_0 = 0$, $1 > \epsilon > \gamma^2$; $Z_0 = \sqrt{\epsilon - \gamma^2}/\epsilon$, $\gamma^2 \equiv \sin^2\theta$, θ – угол падения волны из вакуума), (II) емкостной аттенюации ($\mathrm{Im} Z_0 < 0$, $\gamma^2 > \epsilon > 0$), (III) резонанса ($\mathrm{Im} Z_0 \to \infty$, $\epsilon \sim 0$), (IV) индуктивной аттенюации ($\mathrm{Im} Z_0 > 0$, $\epsilon < 0$).

Ясно, что, если и возможен безотражательный режим, то только при условии компенсации реактивных импедансов областей (II) и (IV), т. е. при своеобразном резонансе, который, конечно, отличается от плазменного резонанса, приводящего лишь к "разбуханию" поля в окрестности $\epsilon = 0$. Поэтому эффект полного согласования можно назвать двукратным резонансным поглощением; фактически это одномодовый вариант высокочастотного резонансного зонда [6].

3. Нетрудно получить граничное условие для импеданса $Z_\perp$ при переходе через плоскость $z = z_0$:

$$Z_{\perp}(z_0 - \Delta z) - Z_{\perp}(z_0 + \Delta z) - R_{||}(z_0) = 0, \qquad (1)$$

где $R_{||} = -\gamma^2\, {\pi k}/{\epsilon_0'}$ (k – волновое число в вакууме). Режим резонансного согласования характеризуется равенством мнимых частей $Z_{\perp}^{(\pm)} \equiv \equiv Z_{\perp}(z_0 \pm \Delta z)$, что имеет место, в частности, для квазилокализованных около $z = z_0$ мод с импедансами $Z_{\perp}^{(\pm)}$, приближенно равными соответствующим характеристическим. Подстановка последних в (1) приводит к уравнению:

$$\frac{\sqrt{\gamma^2 - \epsilon^{(-)}}}{\epsilon^{(-)}} - \frac{\sqrt{\gamma^2 + |\epsilon^{(+)}|}}{|\epsilon^{(+)}|} + \frac{i\gamma^2 \pi k}{\epsilon_0'} = 0, \qquad (2)$$

которое совпадает с дисперсионным уравнением для поверхностных волн, направляемых узким переходным слоем [7]. Наличие таких переходов действительно, обеспечивает резонансное согласование [3, 4], однако согласование может достигаться и для гладких распределений. Соответствующее уравнение получается из (2) путем подстановки $\epsilon^{(\pm)} = \pm\epsilon_0' \Delta z + \frac{1}{2}\epsilon_0''(\Delta z)^2$ и последующего разложения в ряд:

$$\gamma^2 + {\epsilon_0'^2}/{\epsilon_0''} + {i\gamma^3 \pi k \epsilon_0'}/{\epsilon_0''} = 0. \qquad (3)$$

При $k\epsilon_0'/\epsilon_0'' << 1$ для $\gamma_Д (\gamma = \gamma_Д - i\gamma_М)$ имеем: $\gamma_Д^2 = -\epsilon_0'^2/\epsilon_0''$ [1]. Мода является строго локализованной, если $\gamma_Д^2 > 1$, т. е. – для слоя с $\epsilon_0' < 0$, $\epsilon_0'' < 0$ и $|\epsilon_0''| < \epsilon_0'^2$. При обратном неравенстве $|\epsilon_0''| > \epsilon_0'^2$ мода становится квазилокализованной и может резонансным образом быть возбуждена извне падающей (под углом $\theta = \theta^*$) плоской волной:

$$\sin^2\theta^* = -\epsilon_0'^2/\epsilon_0''. \qquad (4)$$

Конечно, точное согласование зависит от профиля в целом и требует тщательных численных расчетов, при проведении которых условие (4) – необходимое условие согласования – следует брать в качестве исходного.

4. Безотражательные слои целесообразно изучать обращаясь к уравнению поперечного импеданса одномодовой линии передачи с произвольным характеристическим импедансом:

$$dZ_{\perp}/dz + ik\epsilon\,[Z_{\perp}^2 - Z_0^2(z)] = 0. \qquad (5)$$

Математически задача состоит в подборе такого профиля $\epsilon(z)$, которому отвечает $Z_{\perp}(z)$, обеспечивающее на выходе – $z = 0$ – условие идеального согласования: $Z_{\perp}(0) = Z_0^{(0)} \equiv \cos\theta$. Проще всего, по-видимому, этот подбор осуществлять последовательно: отправляясь от кусочно-постоянной аппроксимации, переходить к кусочно-линейной, а затем уже к всюду гладкой; причем каждый из этих этапов сам по себе представляет реализуемую модель. Опуская подробности, приведем два

[1] Переход к линейному слою – $\epsilon_0'' \to 0$ – в рамках (3) дает сильно затухающее решение $\gamma^3 \approx i\epsilon_0'/\pi k$.

примера гладких безотражательных профилей, полученных численно на машине НАИРИ в предположении постоянных (не зависящих от z) соударений $\nu_{эфф}/\omega = 10^{-4}$ (последнее практически не дает распределенного вклада в согласование, но делает возможным прямые расчеты поля в точке $\epsilon = 0$).

Гиперболический профиль: $\epsilon(z) = a + b(\xi - kz) - \{b^2(\xi - kz)^2 - \frac{1}{2}[(\xi - kz)^2 - \zeta]\}^{1/2}$. Идеальное (с точностью до процента) согласование достигается при значении параметров $a = 0{,}184$; $b = 5{,}025$; $\xi = 16{,}18$ и $\zeta = 0{,}5$ для угла падения $\sin^2\theta^* = 1/4$.

Логарифмический профиль: $\epsilon(z) = \sin^2\theta \ \ln\left\{a\left[\frac{1}{a}\exp(\sin^{-2}\theta) - kz\right]\right\}$,

в котором условие (4) соблюдается во всех сечениях $-\epsilon'^2/-\epsilon'' = \mathrm{const} = \sin^2\theta$. Безотражательный режим реализуется при $a = 4{,}2$ для $\sin^2\theta^* = 1/2$.

5. Итак, при выполнении условия (4) могут быть построены плазменные слои, идеально согласованные с падающими на них плоскими волнами ТМ-типа. В случае широкого волнового пучка согласование достигается только для избранных направлений, однако, в ближней зоне излучателя этого может оказаться достаточно для поглощения всего падающего поля, что и наблюдалось в экспериментах [5].

В плазменных образованиях с искривленными поверхностями $\epsilon = 0$ условие (4) может частично выполняться за счет неоднородной метрики и потому согласование в принципе возможно даже для квазилинейных — $|\epsilon''_0| < \epsilon'^2_0$ — профилей. Очевидно, что рассмотренный эффект является взаимным, т. е. условиям полного поглощения соответствуют условия оптимального излучения источников, помещенных в сечении $\epsilon = 0$, в том числе и источников теплового излучения. Наконец, хотя этот эффект является линейным (по полю), он должен играть важную роль и при нелинейном взаимодействии волн с плазмой, когда в самосогласованном распределении могут возникать участки с резким изменением ϵ или переходы, удовлетворяющие условию (4); причем, аномальное поглощение может иметь место как на основной частоте, так и на зондирующих или модуляционных соседних частотах.

Авторы благодарны Ю.Я.Бродскому за участие в обсуждениях.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
27 февраля 1977 г.

Литература

[1] Н.Г.Денисов. ЖЭТФ, 31, 609, 1956.

[2] В.Б.Гильденбург. ЖЭТФ, 45, 1973, 1963.

[3] J.M. Kindel, K.Lee, E.L.Forslund. Phys. Rev. Lett., 34, 134, 1975.

[4] Ю.М.Алиев, С.Вукович, О.М.Градов, А.Ю.Кирий, В.Чадеж. V Всесоюзная школа по физике плазмы и УТС, Тбилиси, 1976 г.

[5] Ю.Я.Бродский, В.Л.Гольцман, С.И.Нечуев. Письма в ЖЭТФ, 24, 547, 1976.

[6] С.М.Левитский, И.П.Шашурин. ЖЭТФ, 8, 319, 1963.

[7] К.Н.Степанов. ЖЭТФ, 35, 1002, 1965.