УДК 621.371 22

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНО ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В МАГНИТОАКТИВНОЙ СРЕДЕ

Л. Г. Нарышкина

Использование замедляющих решеток в комбинации с анизотропными и особенно гиротропными кристаллами значительно изменяет свойства последних. Предлагаемая ниже простейшая модель позволяет дать аналитическое исследование ряда этих свойств

Пусть плоскость решетки совпадает с плоскостью XOY, решетка является идеально проводящей вдоль оси OX и находится внутри гиротропного и анизотропного кристалла, ось которого перпендикулярна плоскости решетки. Постоянные кристалла определяются выражением

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad \mu = 1. \tag{1}$$

Граничные условия на поверхности решетки задаются в приближении анизотропно проводящей поверхности [1]. Это приближение дает хорошие результаты, когда период решетки мал по сравнению с длиной волны.

Решения уравнений Максвелла будем искать в виде системы бегущих поверхностных волн, экспоненциально убывающих при удалении от плоскости $z = 0$:

$$A = A_0 \exp(-ik_x x - ik_y y - \varkappa |z| + i\omega t), \tag{2}$$

где A есть любая из компонент поля и $\varkappa$ удовлетворяет уравнению

$$\varepsilon_2 \varkappa^4 - \varkappa^2 \left[k_\perp^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 k_0^2 \right] + \left(k_\perp^2 - \varepsilon_2 k_0^2 \right) \left[\varepsilon_1 \left(k_\perp^2 - \varepsilon_1 k_0^2 \right) + k_0^2 g^2 \right] = 0, \tag{3}$$

$k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ и $k_0 = \omega/c$. Однородная система уравнений Максвелла и граничные условия на поверхности решетки приводят к следующему дисперсионному уравнению

$$\left[\frac{\varepsilon_1 \left(k_\perp^2 - \varepsilon_1 k_0^2 \right) + g^2 k_0^2}{\varepsilon_2 \left(k_\perp^2 - \varepsilon_2 k_0^2 \right)} \right]^{1/2} = \frac{k_x^2 - \varepsilon_1 k_0^2}{\varepsilon_2 k_0^2 - k_x^2} \operatorname{sgn} \left(k_\perp^2 - \varepsilon_2 k_0^2 \right). \tag{4}$$

Результаты детального исследования уравнения (4) приведены на рис 1 По осям координат на этом рисунке откладываются величины $u = \varepsilon_1 / |g|$, $v = \varepsilon_2 / |g|$. В результате на плоскости u, v получается ряд областей, ограниченных следующими сплошными кривыми. а) $v = u - 1$, б) $v = u - 12u/4u^2 + 9$, в) $v = u$, г) $v = u + 1$,

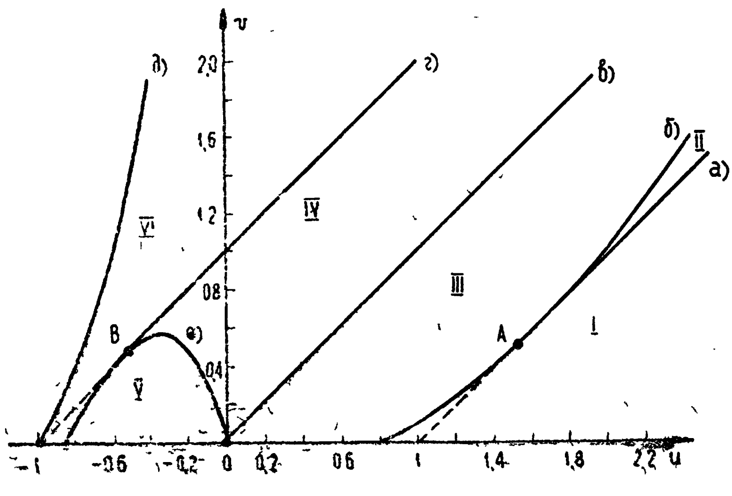

Рис. 1.

д) $v = u - 1/u$, е) $v = u - 4u/4u^2 + 1$. При $u > 0$ в областях I и IV поверхностная волна существует при всех значениях угла φ, причем значения $k_\perp$ монотонно меняются в пределах

$$k_п < k_\perp < \infty \qquad \text{и} \quad k_0\sqrt{\varepsilon_2} < k_\perp < \infty \tag{5}$$

в указанных областях соответственно. Здесь $k_п$ определяется соотношением

$$k_п^2 = \frac{k_0^2}{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}\left\{\delta + [\delta^2 + 4\varepsilon_2 g^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]^{1/2}\right\},\ \delta = \varepsilon_1^2 - \varepsilon_1\varepsilon_2 - g^2. \tag{6}$$

В областях II и IV поверхностная волна существует при углах

$$0 < \varphi \leqslant \varphi_1, \quad \varphi_2 \leqslant \varphi < \pi/2, \tag{7}$$

где

$$\cos^2\varphi_{1,2} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\{2\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + g^2 \pm |g|\sqrt{g^2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}\}}{2|g|\{2\varepsilon_2|g| - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\sqrt{g^2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}\}}, \tag{8}$$

причем граничные значения $k_\perp$ для углов φ_1 и φ_2 оказываются равными

$$k_{1,2}^2 = \frac{2\varepsilon_2|g|k_0^2(|g| \mp \sqrt{g^2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2})}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}, \tag{9}$$

где индексу 1 в (8) и (9) соответствует верхний знак, индексу 2 — нижний. В области III допустимые углы определяются вторым неравенством в (7) и $k_\perp$ монотонно меняется в пределах

$$k_2 \leqslant k_\perp < \infty. \tag{10}$$

Заметим, что при углах $\varphi \simeq \pi/2$ уравнение (4) имеет простое решение в явном виде

$$k_\perp = \frac{\sqrt[4]{\varepsilon_1\varepsilon_2}}{\cos\varphi}k_0, \tag{11}$$

причем очень малые значения $\cos\varphi$ ограничены условием применимости приближения анизотропно проводящей плоскости.

При $u < 0$ в области IV поверхностная волна существует при углах

$$0 < \varphi \leqslant \varphi_1, \quad \varphi_2 \leqslant \varphi \leqslant \pi/2, \tag{12}$$

причем с ростом угла $k_\perp$ монотонно меняется в пределах

$$k_0\sqrt{\varepsilon_2} < k_\perp \leqslant k_1, \quad k_2 \leqslant k_\perp \leqslant k_0, \tag{13}$$

где k_1 и k_2 определяются соотношением (9). В области V реализуются первые неравенства из (12) и (13). И, наконец, в области VI поверхностная волна существует при всех значениях углов и диапазон допустимых значений $k_\perp$ задается вторым неравенством (13) с заменой k_2 на $k_0\sqrt{\varepsilon_2}$.

Заметим, что если для замедления используется решетка с ферритом, то для случая, когда подмагничивающее поле перпендикулярно плоскости решетки, можно использовать результаты предыдущего исследования. В самом деле, пусть тензор магнитной проницаемости

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & -i\mu_2 & 0 \\ i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix} \tag{14}$$

и диэлектрическая проницаемость равна ε. Тогда оказывается, что соответствующее дисперсионное уравнение может быть получено из (4) заменой $\varepsilon_1 \to \varepsilon\mu_1$, $\varepsilon_2 \to \varepsilon\mu_3$, $g \to \varepsilon\mu_2$.

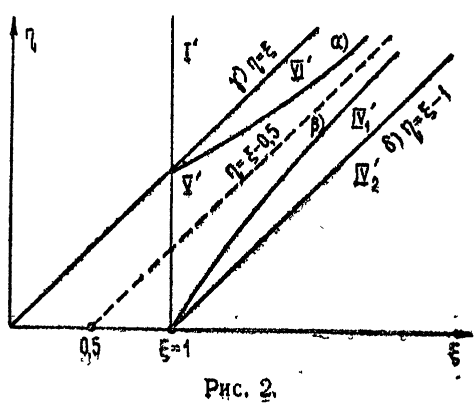

Рис. 2.

Тензором (1) описываются свойства холодной электронной плазмы в магнитном поле, перпендикулярном замедляющей плоскости Мы опустим детали соответствующего алгебраического исследования в этом случае и приведем его результаты на рис. 2. На этом рисунке введены безразмерные параметры $\xi=\omega^2/\omega_0^2$ и $\eta=\omega_H^2/\omega_0^2$, где ω_0 и ω_H — плазменная и гиромагнитная частоты плазмы. Верхняя полуплоскость на рис. 1 соответствует области $\xi > 1$. Кривая е) рис. 1 переходит в следующие две кривые

$$\eta = \frac{8\xi^2 - 4\xi - 1 \pm (8\xi + 1)^{1/2}}{8\xi}, \tag{15}$$

изображенные на рис. 2 в виде кривых α) и β). Кроме того, на рис. 2 изображены прямые γ) $\xi = \eta$, δ) $\xi = \eta + 1$, ε) $\xi = 1$, разграничивающие первую четверть в переменных ξ и η на ряд областей I′, IV′, V′, VI′. Взаимное соответствие областей на рис. 1 и рис. 2 следующее. В область I′ переходит область I рис. 1, за исключением части этой области между пунктирным отрезком прямой а) и кривой б). В область VI′ между прямой γ) и кривой α) переходит часть области VI, заключенная между пунктирной частью прямой г), кривой е) и осью абсцисс. Вся область V переходит в область V′. И, наконец, область IV целиком переходит в области IV_1' и IV_2' между кривой β) и осью ξ, причем прямая δ) соответствует оси v на рис. 1, и IV_1' соответствует $u < 0$, а IV_2' — $u > 0$. Остальные части плоскости u, v рис. 1 для плазмы не реализуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию 23 апреля 1969 г.

УДК 533.901 : 621.371

О ВЛИЯНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ*

Н. В. Арефьев, В. Б. Гильденбург, Г. А. Марков

Вопросы нелинейного взаимодействия высокочастотных полей с резонирующими плазменными объектами составляют в настоящее время весьма важную физическую задачу, тесно связанную с рядом проблем динамики, нагрева и микроволновой диагностики плазмы.

В настоящем сообщении излагаются результаты экспериментального исследования нелинейных явлений, возникающих в газоразрядной плазме на так называемых резонансах Тонкса—Датнера [1, 2]. Последние наблюдались в виде серии пиков поглощения на осциллограммах «отраженная мощность — разрядный ток» при помещении разрядной трубки внутрь прямоугольного волновода перпендикулярно направлению распространения и электрическому полю падающей волны H_{01}. Новыми по сравнению с аналогичными экспериментами, выполненными ранее [3, 4], явились следующие два момента: а) наличие продольного подмагничения плазмы (особенно существенного на гармониках гирочастоты); б) варьирование давления в разрядной трубке, позволившее наряду с «ионизационной» нелинейностью [3, 4] реализовать в области низких давлений также и не наблюдавшуюся ранее «температурную» нелинейность [5], связанную с понижением плотности плазмы при ее нагреве ВЧ полем. Заметим, что речь идет здесь только о нелинейности на основной частоте, генерация высших гармоник не рассматривается.

Условия эксперимента. Напряженность продольного магнитного поля H_0 составляла от 150 до 950 *э*; его неоднородность на облучаемой части разряда не превышала 10%. Разрядная трубка помещалась в пучность электрического поля волны (с одного конца волновод был закорочен) и заполнялась воздухом в режиме непрерывной откач-

* Доклад на II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Минск, 1968.