

ненным значениям характеристик рассеяния стохастического слоя. Расчеты выполнены для экспоненциальной функции корреляции параметров рассеяния среды и характеристик рассеяния, соответствующих модели облака С1 на длине волны  $\lambda=0,7$  мкм [6]. Данные, приведенные на рисунке, показывают, что яркость излучения, отражен-

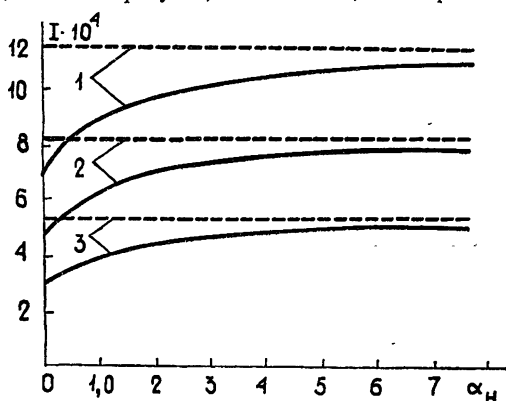


Рис. 1. Зависимость яркости излучения, отраженного от трехмерно-неоднородного непоглощающего стохастического слоя (сплошные кривые) и от однородного (штриховые), от радиуса корреляции неоднородностей  $\alpha_n = z_s/l^*$  при  $\mu_0 = |\mu| = 1,0$ ,  $\tau = 6,0$  (1); 4,0 (2); 2,0 (3), относительных флуктуациях оптической толщины  $\delta = \sqrt{\sigma_c^2}/\tau = 0,35$  ( $\sigma_c^2$  — дисперсия оптической толщины слоя).

ного от стохастического слоя, всегда меньше яркости излучения, отраженного от эквивалентного слоя. Отличие в значениях яркости излучения, отраженного от стохастического и эквивалентного ему однородного слоя, нарастают с ростом средней оптической толщины слоя. При этом для достаточно больших толщин может реализоваться ситуация, когда стохастический рассеивающий слой с крупномасштабными макронеоднородностями отражает излучение меньше, чем однородный слой с существенно меньшей оптической толщиной (см. кривые 1, 2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов Г. Н., Титов Г. А. — Изв вузов — Физика, 1977, № 9, с. 103.
2. Михайлов Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1982, 18, № 12, с. 1289.
3. Кацев И. Л. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1983, 19, № 11, с. 1172.
4. Долин Л. С. — ДАН СССР, 1984, 227, № 1, с. 77
5. Валентюк А. Н. — Исследование Земли из космоса, 1987, № 3, с. 91.
6. Дерменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М: Мир, 1971. — 176 с.

Могилевское отделение  
Института физики АН БССР

Поступила в редакцию  
31 марта 1987 г.

УДК 533.951

### О РЕЗОНАНСНОМ ЭКРАНИРОВАНИИ ТМ-ВОЛН ТОНКИМИ СЛОЯМИ ГИРОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ

М. И. Бакунов

Известно [1–3] (см. также [4]), что при выполнении в экстремуме (перегибе) концентрации плазмы условия верхнего гибридного резонанса ТМ-волна, падающая перпендикулярно постоянному магнитному полю  $B_0$ , в отсутствие соударений ( $v_{eff} \rightarrow 0$ ) полностью экранируется плоскостью резонанса ( $|R| \rightarrow 1$ ). Причем в отличие от случая изотропной плазмы [5] экранировка сохраняется и для нормального падения волн. Существование эффекта экранирования для какой-либо другой ориентации поля  $B_0$  считалось невозможным из-за обязательного возбуждения в плазменном слое двух нормальных волн — обыкновенной и необыкновенной — и

возникновения вследствие этого полей ТЕ-поляризации. Мы же покажем здесь, что в достаточно тонких плазменных слоях с экстремумом (перегибом) концентрации реализуется новый вариант эффекта резонансного экранирования ТМ-волн в случае, когда магнитное поле  $B_0$  перпендикулярно плоскости слоя (т. е. лежит в плоскости падения волны).

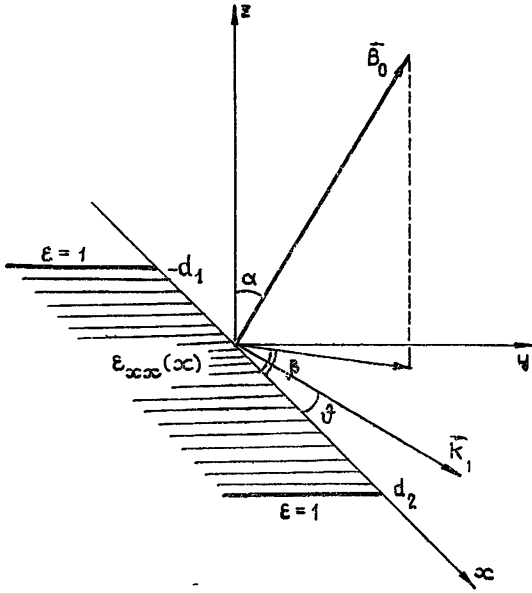


Рис. 1.

Рассмотрим систему, представленную на рис. 1. Неоднородный слой магнитоактивной плазмы  $-d_1 < x < d_2$  считается тонким в масштабе длины падающей из вакуума ТМ-волны ( $\omega_1 d/c = k_1 d \ll 1$ ,  $d = d_1 + d_2$ ). Зависимость компоненты  $\epsilon_{xx}(x)$  тензора диэлектрической проницаемости плазмы в окрестности существенной для исследуемого эффекта точки плазменного резонанса  $\epsilon_{xx}(0) \approx 0$  моделируется степенными функциями вида  $\epsilon_{xx}(x) = \pm (x/l)^n + \epsilon_0 - i\nu$ , где  $n=2, 3, 4, \dots$ , масштаб  $l$  совпадает с масштабом изменения концентрации плазмы в резонансной точке ( $l \lesssim d_{1,2}$ ), а малые параметры поглощения  $\nu \ll 1$  и частотной отстройки от резонанса в экстремуме (перегибе) концентрации  $|\epsilon_0| \ll 1$  выражаются известным образом (см., например, [6]) через значение плазменной частоты в точке резонанса  $\omega_p(0)$ , гирочастоту электронов  $\omega_B$ , эффективную частоту соударений  $\nu_{eff}$  и углы  $\alpha$ ,  $\beta$ .

С точностью до членов порядка  $k_1 d$  компоненты амплитуд электрического поля отраженной и прошедшей волн могут быть выражены через компоненту  $E_{1y}$  амплитуды падающей ТМ-волны без конкретизации функции  $\epsilon_{xx}(x)$  при помощи полученных в [7] формул связи полей и их производных на краях тонкого плазменного слоя. В получающиеся решения

$$\begin{aligned} E_{rz} = E_{tz} &= -E_{1y} D^{-1} \Delta (\operatorname{tg} \vartheta + G_{xy}) G_{zx}, \\ E_{ry} &= E_{1y} D^{-1} \Delta \cos^2 \vartheta (\operatorname{tg} \vartheta + G_{xy}) (\operatorname{tg} \vartheta - G_{xy}^*), \\ E_{ty} &= E_{1y} [1 - D^{-1} \Delta \cos^2 \vartheta (\operatorname{tg} \vartheta + G_{xy}) (\operatorname{tg} \vartheta + G_{xy}^*)], \\ D &= 2 \cos \vartheta + \Delta (|G_{zx}|^2 + |\sin \vartheta - G_{xy} \cos \vartheta|^2) \end{aligned} \quad (1)$$

входят параметры гиротропии плазмы  $G_{xy}$  и  $G_{zx}$ , равные значениям соответствующих компонент тензора диэлектрической проницаемости в точке резонанса:

$$\begin{aligned} G_{xy} &= \epsilon_{xy}(0) = \omega_B \omega_p^2(0) \frac{\omega_B \sin^2 \alpha \sin \beta \cos \beta - i \omega_1 \cos \alpha}{\omega_1^2 (\omega_1^2 - \omega_B^2)}, \\ G_{zx} &= \epsilon_{zx}(0) = \omega_B \omega_p^2(0) \frac{\omega_B \sin \alpha \cos \alpha \cos \beta - i \omega_1 \sin \alpha \sin \beta}{\omega_1^2 (\omega_1^2 - \omega_B^2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

и обобщенный резонансный параметр слоя  $\Delta$ , определяемый выражениями

$$\Delta = \frac{1 - \exp(g\delta)}{g}, \quad g = \sin \vartheta (G_{xy} + G_{xy}^*), \quad \delta = ik_1 \int_{-d_1}^{d_2} \frac{dx}{\epsilon_{xx}(x)}. \quad (3)$$

Опуская детали вычисления резонансного параметра  $\delta$  для модельных степенных слоев с  $n \geq 2$ , приведем лишь его оценку по порядку величины (см. также [8]):

$$\delta \sim k_1 l / |\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}, \quad \tilde{\nu} = \varepsilon_0 - i\nu \quad (4)$$

Как видно из (1), необходимым условием эффекта экранирования падающей волны является равенство нулю параметра  $G_{zx}$  ( $G_{zx} = 0$ ), обеспечивающее отсутствие резонансного возбуждения вторичных волн ТЕ-типа ( $E_{rz} = E_{tz} = 0$ ). Это условие выполняется согласно (2) при двух ориентациях магнитного поля  $B_0$ : при  $\alpha = 0$ , что соответствует известному случаю экранирования [1-4], а также при  $\alpha = \pi/2$ ,  $\beta = 0, \pi$ . В интересующем нас последнем случае, как видно из (1)-(3),  $G_{xy} = 0$ ,  $\Delta = -\delta$ , а компоненты  $E_{ry}$ ,  $E_{ty}$  имеют следующую асимптотику при  $|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n} / (k_1 l) \rightarrow 0$  (когда  $\delta \rightarrow \infty$ ):

$$E_{ry}/E_{1y} \rightarrow 1, \quad E_{ty}/E_{1y} \rightarrow 0.$$

Если при этом стремится к нулю и толщина плазменного слоя  $k_1 d \rightarrow 0$  (медленнее, чем  $|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n}$ ), то нерезонансные поправки к формулам (1) становятся исчезающе малыми, а экранирование полным

Конечность параметров  $\tilde{\nu}$ ,  $k_1 d$  приводит к просачиванию волны через слой, которое характеризуется оценкой  $E_{ty}/E_{1y} \sim \max\{|\tilde{\nu}|^{(n-1)/n} / (k_1 l), (k_1 d)^2\}$ ,  $E_{tz}/E_{1y} \sim k_1 d$ .

Выше рассматривался случай холодной плазмы, соответствующий неравенству  $\nu \gg \nu_T = (r_D/l)^{2n/(n+2)}$  ( $r_D$  — электронный дебаевский радиус) [9]. В теплой бесстолкновительной плазме ( $\nu_T \gg \nu$ ) условия эффекта экранирования и оценка просачивания волны остаются теми же с заменой  $\nu$  на  $\nu_T$ . При этом малость параметра  $\sqrt{\nu_T}^{(n-1)/n} / (k_1 l)$  обеспечивает выполнение естественного требования  $l \gg r_D$ .

Рассмотренный вариант эффекта резонансного экранирования в гиротропном слое, как и в случае изотропной плазмы, реализуется на плазменной частоте экстремума (перегиба) профиля концентрации  $\omega_1 = \omega_p(0)$  и отсутствует при нормальном падении волны на слой.

В заключение заметим, что условие  $k_1 d \rightarrow 0$ , обеспечивающее подавление нерезонансной трансформации в ТЕ-волны, становится необязательным в пределе сильного магнитного поля ( $\omega_1/\omega_B \rightarrow 0$ ), когда ТЕ- и ТМ-поляризации являются (при  $\alpha = \pi/2$ ) независимыми. Кроме того, как следует из (1)-(3), в пределе  $\omega_1/\omega_B \rightarrow 0$  появляется возможность экранирования нормально падающей ( $\theta = 0$ ) волны, реализующаяся на частоте  $\omega_1 = \omega_p(0) |\cos \beta|$  при выполнении условий  $\alpha = \pi/2$ ,  $\beta \neq 0, \pm \pi/2, \pi$ ,  $\nu^{(n-1)/n} / (k_1 l) \rightarrow 0$ .

Автор признателен И. Г. Кондратьеву за обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 1, с. 34.
2. Живулин В. А., Макаров Г. И. — ЖТФ, 1974, 44, вып. 1, с. 201.
3. Жаров А. А., Кондратьев И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1130.
4. Бакунов М. И., Денисов Н. Г., Зелексон Л. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 408.
5. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 885.
6. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М: Наука, 1984, с. 112.
7. Пилия А. Д., Федоров В. И. — ЖЭТФ, 1969, 57, вып. 4 (10), с. 1198.
8. Бакунов М. И., Пикулин В. Д., Степанов Н. С. — Физика плазмы, 1987, 13, вып. 1, с. 62.
9. Буланов С. В., Коврижных Л. М., Сахаров А. С. — ЖЭТФ, 1977, 72, вып. 5, с. 1809.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 8 апреля 1987 г.

УДК 537.874.6

### ПОЛНОЕ АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЯХ ГОФРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Е. В. Шейнина

Полное автоколлимационное отражение (ПАО) представляет собой 100-процентное отражение в обратном направлении плоской гармонической волны, падающей на идеально