

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621.371.631.1:523.532:550.38

**РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН НА ЗАМАГНИЧЕННОМ  
МЕТЕОРНОМ СЛЕДЕ**

*В. В. Сидоров, Р. Г. Хузяшев*

В работе [1] был описан эксперимент по определению фазовой невязанности в метеорном радиоканале. В результате этого эксперимента было обнаружено, что два разнесенных приемопередающих пункта, работающих на отраженном от метеорного следа сигнале, во встречных направлениях принимают сигналы с несовпадающими временными ходами фаз и амплитуд. Фаза излучаемых сигналов определяется высокостабильными стандартами частоты, так что изменение разностной фазы от сигналов двух пунктов можно объяснить лишь анизотропностью среды распространения.

Одной из простейших моделей невязанного метеорного радиоканала является рассеяние нормально падающих радиоволн на бесконечном аксиально замагниченном плазменном цилиндре. Предположим, что временная зависимость компонента поля имеет вид  $\exp(-i\omega t)$ . Для гауссова распределения объемной электронной плотности вдоль радиуса цилиндра и при наличии аксиального магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости плазмы примет вид [2]

$$|\epsilon(r)| = \begin{vmatrix} \epsilon_1(r) & i\epsilon_2(r) & 0 \\ -i\epsilon_2(r) & \epsilon_1(r) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3(r) \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_1(r) = 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2(r)}{1 - \bar{\omega}_g^2}, \quad \epsilon_2(r) = -\bar{\omega}_p^2(r) \frac{\bar{\omega}_g}{1 - \bar{\omega}_g^2},$$

$$\epsilon_3(r) = 1 - \bar{\omega}_p^2(r), \quad \bar{\omega}_p^2(r) = \frac{4r_e \alpha \exp(-(r/r_l)^2)}{(kr_l)^2 (1 + i\bar{\nu})},$$

$r_e$  — классический радиус электрона,  $r_l$  — радиус распадающегося метеорного следа,  $k$  — волновое число падающей радиоволны,  $\alpha$  — линейная электронная плотность,  $\bar{\nu}$  — нормализованная частота соударений электронов с нейтральными молекулами,  $\bar{\omega}_g$  — нормированная на рабочую частоту гирочастота магнитного резонанса. Для невозмущенного магнитного поля Земли гирочастота магнитного резонанса  $\omega_g = 6 \div 9 \text{ МГц}$  [2]. Магнитное поле в ионосфере может изменяться в результате возмущающего действия различных физических процессов. Для интерпретации экспериментальных результатов представляет интерес получить решение задачи дифракции в широком интервале значений магнитного поля.

Для сред с несимметричным тензором диэлектрической проницаемости (1) теорема взаимности не выполняется [3], следовательно, сигналы на трассе в прямом и обратном направлении будут отличаться друг от друга. Это можно объяснить следующим образом. При перпендикулярной поляризации падающей волны возникающая сила Лоренца будет отклонять возбужденные электромагнитным полем электроны в плазме следа на некоторый угол относительно направления, задаваемого вектором  $E$  падающей радиоволны. При этом теряется симметричность поперечника рассеяния отраженного поля слева и справа (по углу  $\phi$  — цилиндрической системы координат) относительно направления, задаваемого падающим лучом. Так как на метеорной радиотрассе (при неизменном направлении магнитного поля) прямой сигнал распространяется направо под углом  $\phi$ , а обратный сигнал налево под тем же углом  $\phi$  при одних и тех же условиях, понятно, откуда возникает невязанность распространения радиоволн.

Для нахождения амплитуды и фазы сигнала, отраженного от такого метеорного следа, была решена задача дифракции радиоволн, нормально падающих на след, аналогично [4]. Так как действие силы Лоренца, вызванной стационарным магнитным полем будет проявляться лишь при  $H$ -поляризации падающей волны, ограничимся

рассмотрением этого случая. Из уравнений Максвелла получаем, что внутреннее поле

$H_z(r) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{zn}(r) \exp(in\varphi)$  должно удовлетворять дифференциальному уравнению второго порядка:

$$\frac{d^2 H_{zn}(r)}{dr^2} + \frac{1}{rg(r)} \frac{d}{dr} [rg(r)] \frac{dH_{zn}(r)}{dr} + \frac{1}{g(r)} \left\{ k^2 + \frac{n}{r} \frac{d}{dr} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{\epsilon_2(r)}{\epsilon_1(r)} g(r) \right] - \left( \frac{n}{r} \right)^2 g(r) \right\} H_{zn}(r) = 0, \quad (2)$$

где  $g(r) = \epsilon_1(r) / [\epsilon_1^2(r) - \epsilon_2^2(r)]$ .

Для численного интегрирования (2) необходимо задать начальные условия. Заменяем центральную область неоднородного цилиндра тонким однородным цилиндром с радиусом  $r_0 \ll r_t$  и тензором диэлектрической проницаемости  $|\epsilon(r)| = |\epsilon(r_0)|$  (см. (1)). Решением дифференциального уравнения (2) в этом случае будет функция Бесселя  $H_{zn}(r) = J_n(\lambda r)$ , где  $\lambda = k \sqrt{\epsilon_1(r_0) \epsilon_2^2(r_0) / \epsilon_1(r_0)}$ . Внешний радиус цилиндра  $r_a$  выберем из условия  $\epsilon(r_a) = 1 - \delta$ , где  $\delta$  — достаточно малая величина. Таким образом, решение уравнения (2) сведено к задаче Коши, которая может решаться численными методами.

Запишем тангенциальные компоненты падающей плоской волны в виде разложения по функциям Бесселя:

$$H_z^i = H_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(kr) \exp(in\varphi), \quad E_\varphi^i = \frac{E_0}{i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J'_n(kr) \exp(in\varphi), \quad (3)$$

где штрих означает производную функции по аргументу. Тангенциальные компоненты отраженного поля запишутся в виде разложений по функциям Ганкеля:

$$H_z^s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n (-i)^n H_n^{(1)}(kr) \exp(in\varphi), \quad (4)$$

$$E_\varphi^s = \frac{1}{i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n (-i)^n H_n^{(1)'}(kr) \exp(in\varphi),$$

где  $B_n$  — неизвестные константы.

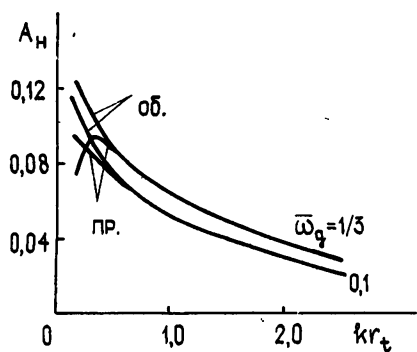
Используя вычисленные значения внутреннего поля и выражения (3), (4), из граничных условий при  $r=r_a$  определим коэффициенты  $B_n$ . Путем численного решения задачи на ЭВМ были вычислены коэффициент отражения и фаза отраженной волны:

$$A_H \exp(i\varphi_H) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n B_n \exp(in\varphi), \quad (5)$$

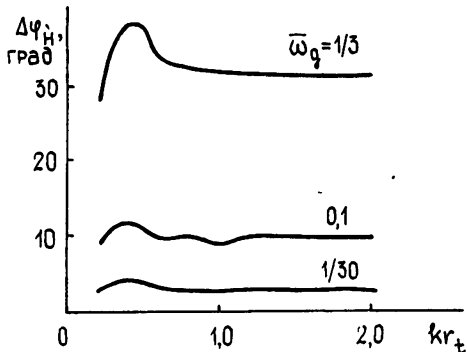
где индекс «H» обозначает вид поляризации отраженной волны. Расчеты производились для  $\alpha = 10^{11}, 10^{12}, 5 \cdot 10^{12}$  эл/см,  $\bar{v} = 0,1$ ,  $r_0 = r_t/10$ ,  $\delta = 0,01$ .

На рис. 1 а, б, в представлена зависимость  $A_H$  от  $kr_t$  при  $\varphi = 140^\circ$ , что соответствует длине радиотрассы в [1], и  $\alpha = 10^{11}, 10^{12}, 5 \cdot 10^{12}$  эл/см<sup>3</sup> соответственно. Из анализа зависимостей для трех значений линейной электронной плотности видно, что разница между прямой и обратной волной зависит от величины объемной электронной плотности. При большой объемной электронной плотности, т. е. при малых радиусах следа, когда вследствие скин-эффекта глубина проникновения электромагнитного поля внутрь плазменного цилиндра мала, плазменный цилиндр аппроксимируется металлическим и разница между прямым и обратным сигналом мала. С расширением метеорного следа и увеличением амплитуды отраженного сигнала падает объемная электронная плотность, увеличивается глубина проникновения поля внутрь плазмы и соответственно увеличивается влияние анизотропности метеорного следа на характеристики прямой и обратной волны. При дальнейшем расширении следа амплитуда отраженного сигнала падает, амплитуды прямой и обратной волн сближаются, причем установившееся значение амплитуды больше амплитуды сигнала, отраженного от изотропного цилиндра. Амплитуда отраженного сигнала от изотропного цилиндра при максимуме коэффициента отражения занимает промежуточное положение между амплитудами прямой и обратной волн, рассеянных анизотропным цилиндром. Рис. 1 а, б, в из-за ограничивающего действия линейной электронной

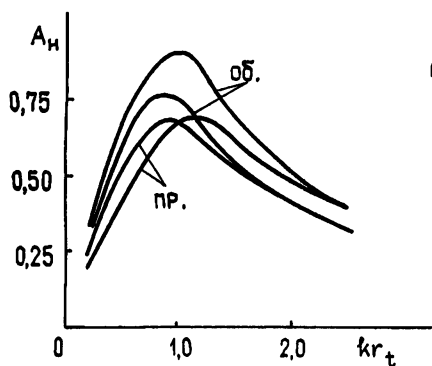
плотности на объемную плотность сверху отражают разные этапы развития следа. Рис. 1а относится к случаю, когда объемная плотность при всех  $kr_t$  уже достаточно мала, рис. 1б занимает промежуточное положение, рис. 1в соответствует большей объемной плотности при малых  $kr_t$ .



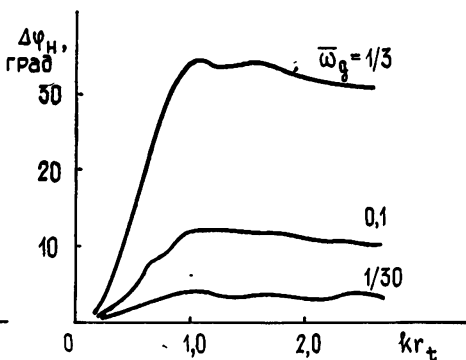
а)



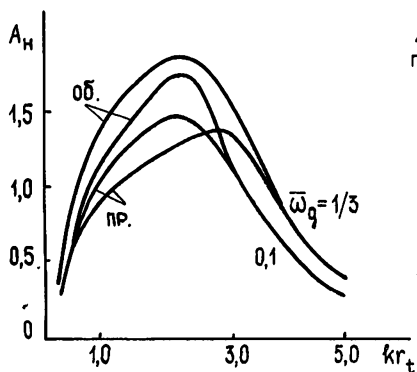
а)



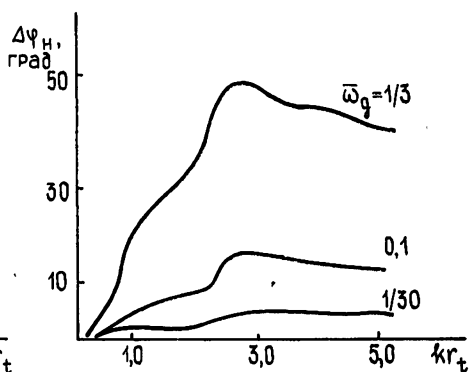
б)



б)



б)



б)

Рис. 1.

Рис. 2.

На рис. 2 а, б, в представлена зависимость непосредственно измерявшейся в эксперименте [4] разностной фазы  $\Delta\varphi_H = \varphi_H^{пр} - \varphi_H^{об}$  от  $kr_t$ . В случае фазовых характеристик влияние линейной электронной плотности на этапы развития отражённого сигнала аналогично случаю амплитудных характеристик. При большой объемной электронной плотности, существующей при малых радиусах следа,  $\Delta\varphi_H$  близка к нулю, т. е. плазменный цилиндр аппроксимируется металлическим. При уменьшении объем-

ной электронной плотности  $\Delta\varphi_H$  растет и выходит на установившееся постоянное значение после достижения максимума коэффициента отражения. Это установившееся значение  $\Delta\varphi$  не зависит от линейной электронной плотности и прямо пропорционально  $\omega_g$ .

Для сравнения расчетных данных с экспериментом [1] необходимо перейти от переменной  $kr_t$  к временной зависимости через значения начального радиуса и диффузии метеорного следа [3]. Максимальное значение скорости изменения разностной фазы [1] достигает  $3\pi \text{ рад/с}$  и примерно соответствует начальному этапу на рис. 2 при  $\omega_g = 0,3 \div 0,4$ , что на порядок превышает невозмущенное значение геомагнитного поля. Экспериментально измеренное среднее значение скорости изменения  $\Delta\varphi_H$  равно  $0,5-1,0 \text{ рад/с}$ , что также превышает расчетную величину для невозмущенного значения геомагнитного поля. Из расчетов следует существование преобладающего направления скорости изменения  $\Delta\varphi_H$  и уменьшение величины скорости к концу отражения, что не подтверждается экспериментом.

Полученные результаты показывают, что как для недоуплотненных, так и переуплотненных следов в данной модели существует невзаимность распространения радиоволн через метеорные следы по фазе с абсолютным значением меньше  $5-10^\circ$ . Наиболее действенной мерой для уменьшения невзаимности, как следует из данной модели, является использование верхнего диапазона рабочих частот с целью уменьшения  $\omega_g$ .

Отмеченное различие между теорией и экспериментом обусловлено несоответствием модели и реальной ситуацией и может быть объяснено учетом следующих факторов:

- наклонное падение радиоволн на след,
- неаксиальность магнитного поля,
- усреднение разностной фазы за счет переменного радиуса цилиндра в пределах зоны Френеля,
- прочие анизотропные эффекты.

Совершенствование теоретической модели следует вести в вышеуказанных направлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сидоров В. В. и др. — Метеорное распространение радиоволн. — Казань: КГУ, 1981, вып. 17, с. 30.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 140.
3. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М. — Л.: Энергия, 1967, с. 103.
4. Yeh C., Rusch W. V. T. — J. Appl. Phys., 1965, 36, № 7, p. 2302.
5. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии. — М.: Мир, 1964.

Казанский государственный университет

Поступила в редакцию  
6 июня 1983 г.

УДК 539.182

### О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ФАЗОВЫХ ИНТЕГРАЛОВ В ЗАДАЧЕ О ЛИНЕЙНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЛН ПРИ УЧЕТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

Н. С. Беллюстин

Решение задачи о взаимодействии нормальных волн в неоднородной магнитоактивной плазме, полученное методом фазовых интегралов (МФИ) [2] указывает на существенное влияние поглощения на эффект трансформации волн. Однако недавно выяснилось, что по этому вопросу еще нет единой точки зрения. Так, в работе [1], в частности, утверждается, что при наличии поглощения МФИ для решения таких задач является некорректным. В настоящей работе на основе точного решения уравнений для поля обсуждаются поглощения и вопрос о применимости МФИ при описании межмодовой трансформации волн.

1. Основные уравнения. Известно, что взаимодействие попутных волн различного типа описывается следующей системой уравнений для компонент электрического поля [4]:

$$E'_x \approx ik_0(\alpha + \delta)E_x + ik_0(\beta - i\gamma)E_y, \quad E'_y = ik_0(\beta + i\gamma)E_x + ik_0(\alpha - \delta)E_y. \quad (1.1)$$