

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965.
2. Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П. Осреднение процессов в периодических средах. М., 1984.
3. Медведев Г. Н., Моргунов Б. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 2. С. 64 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N 2. P. 59).

Поступила в редакцию  
08.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.391.81

### ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН ОТ ИОНОСФЕРЫ ПРИ НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходько

(кафедра физики атмосферы)

Рассмотрено строгое решение задачи распространения радиоволн в неоднородном ионосферном слое с линейным профилем диэлектрической проницаемости и поглощения. Получено точное решение для комплексного коэффициента отражения от слоя. Показано, что даже при слабом поглощении затухание радиоволн в слое может быть достаточно сильным, а отражение практически отсутствует.

Для изучения земной ионосферы и решения практических задач радиосвязи широко используются радиоволны декаметрового диапазона. Однако поскольку достаточно надежные способы определения параметров радиосигналов, распространяющихся в ионосферной поглощающей плазме, отсутствуют, разработка и усовершенствование методов расчета поглощения, фазы и других характеристик радиоволн, отраженных от ионосферы, остаются актуальными и в настоящее время.

Наиболее распространенные способы определения характеристик отраженного радиосигнала основаны на использовании приближения геометрической оптики [1, 2] и численных методов [3]. Известно, что геометрооптическое описание электромагнитного поля является приближенным и, вообще говоря, не всегда верным. Так, используя это приближение, невозможно найти поле вблизи области отражения, а также предсказать поле в средах с относительно большим поглощением. В подобных случаях необходимо строгое решение волнового уравнения. Кроме того, точное решение нужно знать при определении границ применимости приближенных методов. Так, в работах [4, 5] для экстраполяции геометрооптического приближения в область отражения использовалась модель изотропного поглощающего линейного слоя в окрестности точки отражения при нормальном падении волны. В настоящей работе результаты [4, 5] обобщаются на случай наклонного зондирования, а неоднородный ионосферный слой аппроксимируется толстым линейным поглощающим слоем.

Целью работы является выяснение вопроса о влиянии поглощения на распространение радиоволн в ионосфере при наклонном зондировании.

В работе рассматривается распространение радиоволн в одномерно-неоднородном слое изотропной ионосферной плазмы. Ось  $z$  декар-

товой системы координат  $(x, y, z)$  выбрана в направлении нормали к слою. Профили диэлектрической проницаемости и проводимости выбраны линейными. Такая модель может быть использована, если зондирование производится на частотах, меньших критической. Практически, как показано в [4], отличие частоты от критической для  $F$ -слоя может составлять 30 кГц и более, что имеет место во многих реальных случаях. Отметим, что без учета поглощения линейный слой является полностью отражающим слоем, поведение которого при значениях  $z$ , превышающих размер регулярного градиента, не играет никакой роли.

Пусть комплексная диэлектрическая проницаемость неоднородного слоя имеет вид

$$\epsilon_k = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \left(1 - \frac{z}{z_1}\right) - i \left(\alpha + \beta \frac{z}{z_1}\right), \quad (1)$$

где  $z_1$  — размер регулярного градиента,  $\omega$  — частота распространяющейся волны, параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяют поглощение. Как известно, физический механизм поглощения радиоволн в ионосферной плазме обусловлен столкновениями электронов с молекулами и ионами, а эффективная частота соударений электрона в ионосфере в высокочастотном случае ( $\omega^2 \gg v_{\text{eff}}^2$ )  $v_{\text{eff}} = v_{\text{eff}}^{(m)} + v_{\text{eff}}^{(i)}$ . При этом проводимость среды определяется выражением

$$\sigma = \frac{e^2 N v_{\text{eff}}}{m\omega^2}, \quad (2)$$

где  $N$  — электронная концентрация в слое. Таким образом, параметры  $\alpha$  и  $\beta$  связаны с эффективной частотой соударений электрона:

$$\frac{4\pi\sigma}{\omega} = \alpha + \beta \frac{z}{z_1} = \frac{4\pi e^2 N(z)}{m\omega^2} \cdot \frac{v_{\text{eff}}}{\omega}. \quad (3)$$

В частном случае  $\beta=0$   $4\pi\sigma/\omega = \alpha = \text{const}$ , т. е. проводимость не зависит от координат. Это означает [4], что число соударений электрона  $v_{\text{eff}}$  падает с увеличением концентрации электронов, так что  $v_{\text{eff}} N = \text{const}$ . Такая ситуация может иметь место, если значение  $v_{\text{eff}}$  определяется соударениями с молекулами, число которых уменьшается с высотой, в то время как  $N$  с высотой растет. В другом частном случае  $\alpha=0$  имеем  $4\pi\sigma/\omega = \beta z/z_1$ . Это имеет место, например, при  $v_{\text{eff}} = \text{const}$  и линейном росте  $N$  с высотой. Таким образом, (1) описывает общий случай линейного поглощающего плазменного слоя.

Полагая, что плоская волна с единичной амплитудой и зависимостью от времени  $e^{i\omega t}$  падает на плоскую границу слоя (1), занимающего полупространство  $z > 0$ , под углом  $\theta$  ( $\theta$  — угол между осью  $z$  и волновым вектором  $\mathbf{k} = k(\sin\theta, 0, \cos\theta)$  на границе плазмы с вакуумом), запишем уравнение Гельмгольца для комплексной амплитуды поля в среде:

$$-\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 (\epsilon_k - \sin^2 \theta) E = 0. \quad (4)$$

Заменой переменных

$$\begin{aligned} \zeta &= - \left( \frac{kz_1}{1+i\beta} \right)^{2/3} (\epsilon_k - \sin^2 \theta) = \\ &= \left( \frac{kz_1}{1+i\beta} \right)^{2/3} \left[ \frac{z}{z_1} - \cos^2 \theta + i \left( \alpha + \beta \frac{z}{z_1} \right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

уравнение (4) можно привести к виду

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} - \zeta E = 0. \quad (6)$$

Линейно-независимыми решениями этого уравнения являются функции Эйри  $A_i(\zeta)$ ,  $B_i(\zeta)$  [6], однозначно определенные для всех комплексных значений  $\zeta$ , а общее решение (6) можно записать в виде  $E = A \cdot A_i(\zeta) + B \cdot B_i(\zeta)$ , где  $A$  и  $B$  — константы. Решение задачи должно удовлетворять условию излучения (здесь  $E \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ ), отсюда  $B = 0$ . Константу  $A$  и коэффициент отражения  $R$  найдем из граничных условий непрерывности поля и его нормальной производной на границе слоя с вакуумом ( $z=0$ ), т. е. из системы уравнений

$$1 + R = A \cdot A_i(\zeta_0),$$

$$-ik \cos \theta (1 - R) = A \frac{\partial \zeta_0}{\partial z} A_i'(\zeta_0),$$

где  $\zeta_0 = \zeta(z=0)$ ,  $A_i'(\zeta_0)$  — производная функции Эйри по аргументу. Тогда

$$A = \frac{2}{A_i(\zeta_0) + i(kz_1/b)^{-1/3} A_i'(\zeta_0)/\cos \theta},$$

$$R = \frac{A_i(\zeta_0) - i(kz_1/b)^{-1/3} A_i'(\zeta_0)/\cos \theta}{A_i(\zeta_0) + i(kz_1/b)^{-1/3} A_i'(\zeta_0)/\cos \theta},$$

где  $b = 1 + i\beta$ .

Для не слишком больших углов падения (для ионосферного слоя  $F$   $\theta < 80^\circ$ , для слоя  $E$   $\theta < 70^\circ$ ) можно воспользоваться асимптотическими представлениями функции Эйри и ее производной при больших значениях  $|\zeta_0|$ . Тогда выражение для комплексного коэффициента отражения принимает вид

$$R = \exp \left\{ -i \left[ \frac{4}{3} \frac{kz_1}{1 + i\beta} (\cos^2 \theta - i\alpha)^{3/2} - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Отметим, что (7), полученное на основе строгого решения волнового уравнения, пригодно для сред с достаточно большим поглощением (что имеет место, например, в ионосферных слоях  $E$  и  $D$ ), когда классическая геометрическая оптика становится неприменимой.

В экспериментах по радиозондированию ионосферы обычно определяется величина коэффициента отражения. Поэтому важно знать наиболее простую связь между  $R$  и величинами, характеризующими слой:  $v_{\text{eff}}$  и  $z_1$  (или плазменной частотой  $\omega_0 = (4\pi N e^2/m)^{1/2}$ ), а также частотой  $\omega$  и углом падения  $\theta$ . Выражение (7) устанавливает простое соотношение между коэффициентом отражения и указанными параметрами.

На рис. 1, 2 в качестве иллюстрации полученных решений представлены зависимости модулей коэффициентов отражения от поглощения  $\alpha$ ,  $\beta$  (см. формулу (3)) при различных значениях угла падения  $\theta$  плоской волны на слой для двух моделей:  $\alpha=0$ ,  $\beta \neq 0$  и  $\beta=0$ ,  $\alpha \neq 0$ . Толщина слоя  $z_1=80$  км (слой  $F$ ), длина волны зондирующего излучения на рис. 2  $\lambda=60$  м. На рис. 1  $\beta$  характеризует отношение эффективной частоты соударений  $v_{\text{eff}}$  электронов с нейтральными частицами к частоте распространяющейся волны, а  $\alpha$  (при  $\beta=0$ ) — скачок прово-

димости на границе, равный  $\omega\alpha/(4\pi)$ . Видно, что модуль коэффициента отражения даже при слабом поглощении сильно отличается от единицы, причем на рис. 2 кривые спадают более круто; при этом волны, идущие под меньшими углами к оси  $z$ , сильнее затухают.

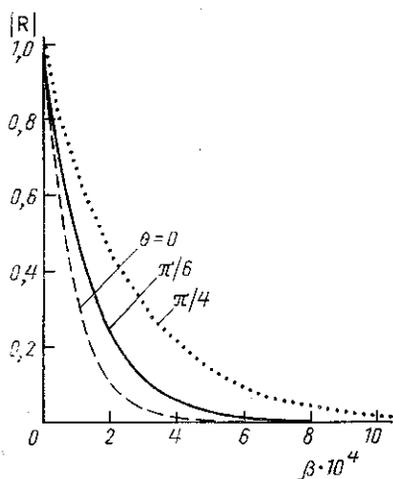


Рис. 1

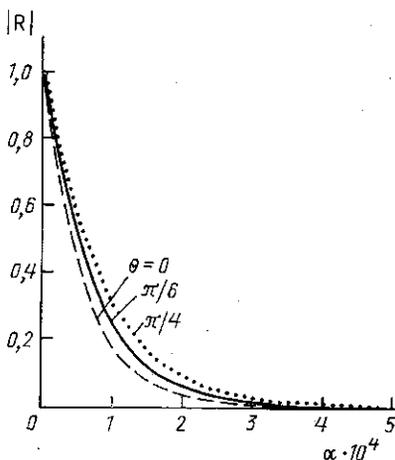


Рис. 2

В заключение заметим, что изучение поглощения радиоволн в ионосфере в зависимости от разных условий и на разных трассах является практически важным, так как дает возможность делать более точные расчеты радиопередачи. С другой стороны, анализ поглощения может помочь выяснению вопроса о структуре ионосферы. Поэтому полученные результаты строгого решения задачи распространения радиоволн в неоднородных поглощающих слоях могут быть использованы при интерпретации экспериментов по радиоотражениям ионосферы. В частности, выражение для коэффициента отражения можно использовать для решения модельных обратных задач по определению  $v_{\text{eff}}$  в ионосферных слоях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., 1960.
2. Татаринов В. В. // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 4. Физика, химия. 1994. Вып. 1 (№ 4). С. 20.
3. Гинзбург Э. И., Липай О. И. Расчет матриц коэффициентов отражения ионосферных радиосигналов СВ- и КВ-диапазонов: Препринт № 10 Ин-та геологии и геофизики СО АН СССР. Новосибирск, 1985.
4. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1944. 8, № 2. С. 42.
5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1967. § 17. С. 297—304.
6. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.

Поступила в редакцию  
26.05.95