

УДК 551.510.535:538.574.4

## О РАССЕЯНИИ РАДИОВОЛН НА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИОНОСФЕРНОЙ РЕШЕТКЕ, ИСКАЖЕННОЙ ЕСТЕСТВЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Н. Г. Денисов, В. Г. Лапин

Исследуются корреляционные свойства поля радиоволны, рассеянной на квазипериодической ионосферной решетке, создаваемой полем мощного наземного передатчика. Показано, что фазовые флуктуации поля мощной волны переносятся на поле, рассеянное решеткой. Рассмотрено рассеяние плоской и сферической пробных волн и найдены корреляционные функции рассеянного поля и функция взаимной корреляции зеркально отраженного и рассеянного на решетке сигналов.

Известные эксперименты по регистрации слабых радиосигналов, рассеянных квазипериодической ионосферной решеткой [1,2], указывают на флуктуационный характер этих сигналов. Не вызывает сомнения тот факт, что эти флуктуации связаны с влиянием неоднородностей ионосферы на структуру решетки, образованной полем мощной радиоволны в условиях полного отражения. Расчет интенсивности поля рассеяния на таких решетках был проведен в работе [3], однако использованная в этой работе модель решетки в виде набора неровных поверхностей требует проведения сложных расчетов и полученные результаты не позволяют выявить сравнительно простую и легко интерпретируемую картину рассеяния. Вместе с тем статистика слабых радиосигналов, рассеянных на ионосферной квазипериодической решетке, может быть описана сравнительно полно и просто в случае, когда неоднородности ионосферы крупномасштабны и их влияние учитывается в фазовых вариациях поля мощной волны.

**1. Рассеяние плоских волн.** Хорошо известно, что поле мощной радиоволны в условиях полного отражения вызывает расслоение ионосферной плазмы. Возникающее при этом искажение профиля диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\mathbf{r})$  определяется квадратом напряженности электрического поля. Поле плоской волны в среде, которая в среднем является плоскостной и содержит слабые крупномасштабные неоднородности, можно описать с помощью известного приближения геометрической оптики [4]:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{A}{\epsilon^{1/4}(z)} \sin\left(k_0 \int_L^z \epsilon^{1/2}(z) dz + \frac{k_0}{2} \int_L^z \frac{\epsilon_1(x, y, z)}{\epsilon^{1/2}(z)} dz + \frac{\pi}{4}\right). \quad (1)$$

Здесь  $k_0 = \omega/c$  — волновое число,  $z=L$  — уровень отражения,  $\epsilon(z)$  — среднее значение и  $\epsilon_1(x, y, z)$  — флуктуации диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы. При получении (1) использовалось также приближение прямых лучей, что оправдано для ограниченного слоя, примыкающего к уровню отражения\*.

\* Условия применимости метода геометрической оптики с использованием невозмущенных лучей подробно обсуждаются в [5] (§§ 34, 35). В нашем случае такое приближение заведомо справедливо, если толщина неоднородного слоя не превышает нескольких десятков километров.

Квадрат напряженности поля (1) определяет неоднородную структуру возмущенной плазмы в виде квазипериодической решетки

$$\Delta \varepsilon(\mathbf{r}) = \frac{B}{\varepsilon^{1/2}(z)} \sin \left( 2k_0 \int_L^z \varepsilon^{1/2}(z) dz + k_0 \int_L^z \frac{\varepsilon_1(\mathbf{r})}{\varepsilon^{1/2}(z)} dz \right). \quad (2)$$

Константа  $B$  в формуле (2) определяется типом нелинейного взаимодействия мощной радиоволны с плазмой [2].

Рассмотрим теперь рассеяние пробных волн на слабой структуре (2), используя метод Борна. Невозмущенное поле падающей на решетку волны запишем так же, как и (1), в приближении геометрической оптики:

$$E_0(\mathbf{r}) = \frac{A_0}{\varepsilon^{1/4}(z)} \exp \left[ -ik_0 \left( \int_{z_0}^z \varepsilon^{1/2}(z') dz' + \frac{1}{2} \int_{z_0}^z \frac{\varepsilon_1(\mathbf{r})}{\varepsilon^{1/2}(z')} dz' \right) \right] \quad (3)$$

( $z_0$  — уровень, определяющий границу неоднородной ионосферы). При этом считается, что неоднородный слой вызывает в падающей плоской волне только фазовые искажения, расчет которых проводится в приближении прямых лучей. Это приближение означает, что ограниченный слой с крупномасштабными неоднородностями можно рассматривать как локально плоскостойкую среду.

В том же приближении вычисляется и поле рассеяния решеткой. При зондировании ионосферы импульсными сигналами длительностью  $\tau$  на частоте  $\omega$ , равной частоте волны накачки, поле рассеяния определяется интегралом:

$$E_1(\rho, z_0) = \frac{ik_0 A_0}{2\varepsilon^{1/4}(z_0)} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\Delta \varepsilon(\rho, z')}{\varepsilon^{1/2}(z')} \exp \left( -2ik_0 \int_{z_0}^{z'} \varepsilon^{1/2}(z'') dz'' - \right. \\ \left. - ik_0 \int_{z_0}^{z'} \frac{\varepsilon_1(\rho, z'')}{\varepsilon^{1/2}(z'')} dz'' \right) dz', \quad (4)$$

где  $z_2 - z_1 = c\tau/2$  — толщина рассеивающего слоя. В формуле (4) не учитывается обратное рассеяние волн на крупномасштабных неоднородностях среды  $\varepsilon_1(\mathbf{r})$ , так как основной эффект определяется резонансным рассеянием на решетке с квазипериодом, равным половине длины волны накачки  $\lambda/2$ . Если рассеивающий слой содержит много квазипериодов ( $z_2 - z_1 \gg \lambda/2$ ), то основной вклад в рассеяние назад дает структура

$$\Delta \varepsilon(\rho, z) \sim \exp \left( 2ik_0 \int_L^z \varepsilon^{1/2}(z') dz' + ik_0 \int_L^z \frac{\varepsilon_1(\mathbf{r})}{\varepsilon^{1/2}(z')} dz' \right). \quad (5)$$

Из формулы (4) сразу же получаем, что в условиях синхронизма (равенство частоты накачки и пробной волны)

$$E_1(\rho, z_0) = \frac{A_0 B k_0}{4} \exp \left( 2ik_0 \int_L^{z_0} \varepsilon^{1/2}(z') dz' + \right. \\ \left. + ik_0 \int_L^{z_0} \frac{\varepsilon_1(\rho, z')}{\varepsilon^{1/2}(z')} dz' \right) \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz'}{\varepsilon(z')}. \quad (6)$$

Как видно, на границе неоднородного слоя  $z=z_0$  мы получим отраженную волну с постоянной амплитудой и фазой, в точности равной фазе зеркально отраженного на уровне  $z=L$  сигнала.

Таким образом, фазовые искажения в волне накачки, вызванные неоднородностями среды в окрестности уровня отражения, переносятся на пробную волну, отраженную решеткой. Отсюда следует, что при наличии горизонтального дрейфа неоднородностей флуктуации поля, рассеянного на решетке, подобны флуктуациям зеркально отраженного сигнала. Статистика этих флуктуаций на поверхности Земли, т. е. в пункте наблюдения, удаленном от рассеивающей области, хорошо изучена [5] (см. ниже)\*.

**2. Рассеяние сферических волн.** В реальных условиях регистрация сигналов, рассеянных ионосферной решеткой, производится в том же пункте, в котором находится передающее устройство. В этом случае существенное влияние на характер рассеяния оказывает сферичность фронта пробной волны, что может привести к нарушению подобия записей рассеянного решеткой и зеркального сигналов.

Ниже мы рассмотрим эту задачу в упрощенной ее постановке, считая, что флуктуационные искажения поля волны накачки вызываются, в основном (см. [6]), в окрестности уровня полного отражения  $z=L$ , а область резонансного рассеяния находится в ниже лежащих слоях ионосферы, где неоднородная структура практически не влияет на распространение радиоволны и  $\epsilon \approx 1$ . Тогда можно считать, что рассеяние происходит в некотором слое толщиной  $z_2 - z_1 = c\tau/2$  на структуре (2):

$$\Delta\epsilon(r) = (B/\epsilon^{1/2}(z)) \sin(2k_0 z + s_0 + s_1(\rho)), \quad (7)$$

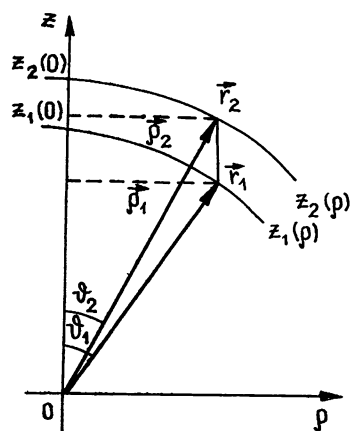


Рис. 1.

где  $s_0$  — среднее значение,  $s_1$  — флуктуационная часть набега фазы волны накачки в неоднородном слое.

В точке наблюдения  $r=0$  (см. рис. 1) поле, рассеянное ограниченной решеткой, запишется в виде (борновское приближение)

$$E_1(t) = \frac{k_0^2 A_0}{4\pi} \int_V \Delta\epsilon(r - vt) \frac{\exp(-2ik_0 r)}{r^2} dr. \quad (8)$$

Здесь  $r$  — расстояние от точки наблюдения до точки интегрирования. Объем рассеяния  $V$ , определяющийся геометрией зондирующего импульса, изображен на рис. 1. В формуле (8) учтено также, что неоднородная структура (1) переносится в горизонтальном направлении со скоростью  $v$ , в результате чего в точке наблюдения  $r=0$  возникают пульсации поля рассеяния. Расчет корреляционных свойств этих пульсаций проводится на основе формулы (8), которая может быть упрощена, если учесть, что резонансное рассеяние на ионосферной решетке происходит, в основном, при малых углах  $\vartheta$ . Представляя функцию Грина в (8) в виде

\* Так, характерное время пульсаций сигналов, отраженных от ионосферы, составляет несколько секунд [7]. Однако мы не располагаем экспериментальными данными о пульсациях сигнала, рассеянного на ионосферной решетке, которые позволили бы провести сравнение статистических свойств этих сигналов.

$$\exp(-ik_0 r)/r \sim \exp(-ik_0 z - ik_0 \rho^2/2z) \quad (r = \sqrt{z^2 + \rho^2}) \quad (9)$$

и используя структуру (7), найдем:

$$E_1(t) = -\frac{ik_0^2 A_0 B}{8\pi} e^{is_0} \int_V \frac{1}{z^2} \exp\left(is_1(\rho - vt) - \frac{ik_0 \rho^2}{z}\right) dr. \quad (10)$$

Если теперь выполнить интегрирование по вертикальной координате  $z$  в пределах сферического рассеивающего слоя, то поле (10) можно представить в виде

$$E_1(t) = -\frac{ik_0^2 A_0 B}{8\pi} e^{is_0} \int_0 \exp\left[is_1(\rho - vt) - \frac{ik_0 \rho^2}{2} \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2}\right)\right] \frac{z_2 - z_1}{z_1 z_2} f(\rho) d\rho. \quad (11)$$

Здесь функция

$$f(\rho) = \frac{\sin X(\rho)}{X(\rho)}, \quad \text{где } X(\rho) = \frac{k_0 \rho^2}{2} \frac{z_2 - z_1}{z_1 z_2}, \quad (12)$$

определяет зависимость коэффициента отражения решетки от наклона падающего луча. В формулы (11) и (12) входят координаты границ сферического слоя (см. рис. 1)  $z_1(\rho)$  и  $z_2(\rho)$ , которые зависят от координаты  $\rho$ . Однако этой зависимостью, с большой точностью ( $\sim \lambda/r_1$ ), можно пренебречь и считать, что  $z_{1,2}(\rho) = z_{1,2}(0) = r_{1,2}$ .

Случайное поле (11) по своей структуре совпадает с дифракционным полем за амплитудно-фазовым экраном, когда источник сферических волн расположен на расстоянии  $z_2$ , а точка наблюдения — на расстоянии  $z_1$  от экрана соответственно. Если учесть кроме того, что при  $z_2 - z_1 \ll z_{1,2}$  функция (12) в пределах зоны Френеля изменяется незначительно, то можно положить в (11)  $f(\rho) = f(0) = 1$ . Мы приходим, таким образом, к модели фазового экрана, и исследование корреляционных свойств рассеянного решеткой поля сводится к хорошо известной схеме [5]. Например, для гауссова распределения фазы  $s_1(\rho)$  корреляционная функция комплексного поля на экране будет равна

$$\langle \exp(is_1(\rho_1) - is_1(\rho_2)) \rangle = \exp(-1/2 D_s(\rho_1 - \rho_2)), \quad (13)$$

где  $D_s(\rho)$  — структурная функция флуктуаций фазы мощной волны. Из (11) при  $f(\rho) = 1$  и бесконечных пределах интегрирования получим хорошо известный результат

$$\langle E_1(t) E_1^*(t + \tau) \rangle = \frac{k_0^2 |A_0 B|^2}{4} \left(\frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1}\right)^2 \exp\left(-\frac{1}{2} D_s(v\tau)\right), \quad (14)$$

подобный временной корреляции зеркально отраженного сигнала.

Теория дифракции на хаотическом фазовом экране позволяет также определить моменты поля более высокого порядка. Так, в условиях, когда размер зоны Френеля велик по сравнению с масштабом неоднородностей поля, существуют простые формулы, определяющие корреляцию пульсаций амплитуды и интенсивности поля [5] через функцию (14).

Таким образом, корреляционные свойства сигнала  $E_1(t)$ , рассеянного ионосферной решеткой, и зеркально отраженного сигнала  $E_s(t)$  одина-

ковы. Вместе с тем, эти два случайных процесса отличаются друг от друга, как это видно из формулы (11) при  $f(\rho) = 1$  для  $E_1(t)$  и аналогичной формулы для  $E_s(t)$ :

$$E_s(t) = -\frac{k_0 A_0}{2\pi L_1^2} e^{i s_0} \int \exp\left(i s_1(\rho - vt) - \frac{i k_0 \rho^2}{L_1}\right) d\rho, \quad (15)$$

где  $L_1$  — расстояние от точки наблюдения до границы неоднородного слоя. Статистическая связь процессов (11) и (15) определяется функцией взаимной корреляции

$$\langle E_s(t) E_1^*(t + \tau) \rangle = -\frac{i k_0^3 |A_0|^2 B^*}{8\pi^2 L_1^2} z_0^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\langle \exp\left(-\frac{1}{2} D_s(\rho - v\tau)\right) \exp\left(\frac{i k_0 \rho_1^2}{z_0} - \frac{i k_0 \rho_2^2}{L_1}\right) d\rho_1 d\rho_2 \right\rangle, \quad (16)$$

где масштаб  $z_0$ , как видно из (11), равен

$$z_0 = 2z_1 z_2 (z_1 + z_2)^{-1} \quad (17)$$

и по порядку величины совпадает с расстоянием от источника до тонкого слоя с решеткой. Переходя в (16) к переменным  $\rho$ ,  $\rho_1$  и вычисляя интеграл по  $\rho_1$ , получим

$$\langle E_s(t) E_1^*(t + \tau) \rangle = \frac{k_0^2 |A_0|^2 B^*}{4\pi L_1 (z_0 - L_1)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2} D_s(\rho - vt)\right) \exp\left(-\frac{i k_0}{L_1 - z_0} \rho^2\right) d\rho. \quad (18)$$

Таким образом, функция взаимной корреляции зеркально отраженного и рассеянного решеткой сигналов выражается через автокорреляционную функцию (14) по дифракционным формулам (ср. (15)) и зависит от расстояния между решеткой и уровнем полного отражения  $L_1 - z_0$ . При  $L_1 - z_0 \rightarrow 0$  зеркальный сигнал становится все более и более подобным рассеянному решеткой и (16) переходит в автокорреляционную функцию (14).

В вышеприведенных расчетах рассеяния сферических волн на неоднородной квазипериодической решетке предполагалось, что рассеивающая неоднородность располагается в области, где средняя проницаемость плазмы постоянная и  $\epsilon \approx 1$ . В реальной ситуации следует учесть эффекты рефракции падающих и рассеянных волн в плоскостной ионосфере. Такое обобщение легко провести, если вместо (9) в малоугловом приближении использовать представление поля точечного источника в плавнонеоднородном слое в виде [4]

$$E_0(\mathbf{r}) \approx \frac{A_0}{\tilde{L}} \exp\left(-i k_0 \int_0^z V \bar{\epsilon} dz - \frac{i k_0 \rho^2}{2\tilde{L}}\right), \quad \tilde{L} = \int_0^z \epsilon^{-1/2}(z') dz'. \quad (19)$$

Как показывают расчеты, функция корреляции (14), при учете влияния рефракции, будет определяться той же формулой с заменой  $z_{1,2}$  на

$$\tilde{L}_{1,2} = \int_0^{z_{1,2}} \epsilon^{-1/2}(z') dz', \quad \text{и, таким образом, эффект рефракции волн в плос-$$

ком слое не изменяет корреляционных свойств поля, рассеянного решеткой. Подобная же замена  $L_1$  и  $z_0$  дает обобщение формулы (18).

Следует отметить также, что в рамках использованных здесь приближений легко учесть и регулярное искривление решетки, обусловленное интерференционной структурой поля, возникающей при полном отражении мощной сферической волны. Такой учет для поля, рассеянного решеткой, приводит к формулам типа (10), в которых появятся дополнительные фазовые добавки, квадратичные по  $\rho$ , и обобщение формулы (10) состоит в замене  $z$  на некоторое  $z_{\text{эфф}}$ . Легко видеть, что при такой замене структура функции корреляции (14) не изменится.

Таким образом, в статье дано сравнительно простое описание корреляционных свойств поля, рассеянного ионосферной решеткой с учетом ее искажений, вызванных крупномасштабными неоднородностями среды. Полученные результаты могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных о корреляционных свойствах зеркально отраженного и рассеянного решеткой сигналов, что позволит, в частности, судить о правильности общепринятой модели ионосферной решетки.

Авторы выражают благодарность В. В. Тамойкину за обсуждение вопросов, рассмотренных в статье.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Шавин П. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1821.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
3. Борисов Н. Д., Варшавский И. И. — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 22, № 4, с. 573.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред — М.: Наука, 1980.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
6. Денисов Н. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1960, 3, № 2, с. 208.
7. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. — М.: ГИТТЛ, 1953, с. 742.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
3 мая 1983 г.

#### ON SCATTERING OF RADIO WAVES BY QUASI-PERIODIC IONOSPHERIC STRUCTURE DISTURBED BY NATURAL INHOMOGENEITIES

*N. G. Denisov, V. G. Lapin*

The field correlation properties of a radio wave scattered by quasi-periodic ionospheric structure created in a field of a powerful ground transmitter are investigated. It is shown that phase fluctuations of a powerful wave field are transferred to the field scattered by quasi-periodic structure. Scattering of plane and spherical probe waves is considered and correlation functions of the scattered field have been found as well as the function of mutual correlation of signals being mirror reflected and scattered by the quasi-periodic structure.

---