Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1962

В. Д. ГУСЕВ, ЛИ ЦЗЮНЬ

ЗАВИСИМОСТЬ ИЗМЕРЯЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ ОТ ЕЕ ВОЗМУЩЕННОСТИ

На основе известных статистических схем исследуется зависимость от расстояния до ионосферы и от фактора возмущенности ионосферы измеряемых геометрических и кинематических параметров неоднородностей поля при регистрации быстрых флуктуаций амплитуды радиоволн, рассеянных неоднородностями ионосферы.

В последнее время все большее внимание исследователей привлекает изучение тонкой структуры ионосферы [1]. Применение корреляционного анализа к временным и пространственным изменениям радиоволн при дифракционном их распространении в ионосфере дает возможность получить ряд важных характеристик так называемой спокойной ионосферы: линейные размеры неоднородностей ионосферы, скорости их хаотических движений, степень возмущенности β-ионосферы и некоторые другие элементы [2]. Однако последовательно развитый корреляционный анализ, доведенный до практических методов обработки экспериментального материала, существует только для случаев $\beta=0$ при отсутствии хаотических движений, хотя в [3, 4] указан общий вид корреляционной функции амплитуды рассеянного ионосферой поля и при наличии хаотических движений.

Экспериментальные исследования неоднородностей рассеянных ионосферой радиоволн указывают на то, что обычно $\beta \gtrsim 1$. В этих условиях перед экспериментаторами возникает два возможных пути: 1. Либо придерживаться последовательного применения известных методов корреляционного анализа, соответствующего случаям малых β, и объем экспериментального материала, пригодный для дальнейшего использования, следует настолько сократить, что достоверность полученных результатов окажется очень небольшой. 2. Либо использовать всю совокупность экспериментального материала, соответствующего различным значениям β. Но тогда в силу отсутствия теоретических положений о зависимости размеров и других параметров неоднородностей амплитуды поля рассеянных радиоволн от величины возмущенности β результаты окажутся достаточно многочисленными, но весьма разнородными по своему характеру.

Обычно используется второй путь с неявным предположением о несущественной зависимости полученных результатов от β в условиях большой изменчивости ионосферы. Однако при проведении некоторых исследований ионосферы значение этой зависимости весьма важно. В силу этих причин ниже даются некоторые результаты зависимости измеренных параметров неоднородностей ионосферы от ее возмущенности.

1. При рассеянии радиоволн в ионосфере их прием и анализ осуществляется на поверхности Земли. Пусть $u(x, y, t)$ есть исследуемое поле, $v(x, y, t)$ — функция, сопряженная $u(x, y, t)$, однозначно определяемая интегральным преобразованием Гильберта [8, 9]. Известно, что при рассеянии радиоволн в ионосфере эффективные ширины частотных и угловых спектров малы. В этих условиях $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ и амплитуду рассеянного поля $A(x, y, t)$ можно представить в виде

$$u = a(x, y, t)\cos(\omega_0 t - k_x x - k_y y) + b(x, y, t)\sin(\omega_0 t - k_x x - k_y y),$$
$$v = a(x, y, t)\sin(\omega_0 t - k_x x - k_y y) - b(x, y, t)\cos(\omega_0 t - k_x x - k_y y),$$
$$A(x, y, t) = \sqrt{u^2 + v^2} = \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Таким образом, медленно меняющаяся во времени и пространстве амплитуда рассеянного поля полностью определяется ее составляющими $a(x, y, t)$, $b(x, y, t)$. При обычно выполняющемся условии симметричности спектра флуктуаций для стационарных во времени и однородных в пространстве процессов [5] имеет место

$$R(\xi, \eta, \tau) = \frac{\overline{a_1 a} - \overline{a}^2}{\sigma^2} = \frac{\overline{b_1 b} - \overline{b}^2}{\sigma^2}, \ \overline{a_1 b} = \overline{a b_1} = 0,$$

где $R(\xi, \eta, \tau)$ — корреляционная функция процессов a, a_1 и b, b_1, отличающихся смещениями координат на ξ, η и временем на τ; $\sigma^2 = \overline{a^2} - \overline{a}^2 = \overline{b^2} - \overline{b}^2$ — дисперсия процесса, $\overline{a} = a_0\cos\varphi_0$, $\overline{b} = a_0\sin\varphi_0$, где a_0 — амплитуда, а φ_0 — фаза так называемой «зеркальной компоненты». Для обычно исследуемых нормальных случайных процессов функция корреляции $\rho(\xi, \eta, \tau)$ амплитуды рассеянной волны может быть представлена в виде ряда по гипергеометрическим функциям [8]

$$\rho(\xi, \eta, \tau) = \frac{\overline{A_1 A} - \overline{A}^2}{\overline{A^2} - \overline{A}^2} = f(\beta, R), \qquad (1)$$

где $\beta^2 = \dfrac{a_0^2}{2\sigma^2}$ есть упоминавшийся выше фактор возмущенности. При сложном виде $\rho(\xi, \eta, \tau)$ эта формула практического значения не имеет, представляя интерес только для выяснения некоторых принципиальных вопросов.

Одним из существенных вопросов при проведении экспериментальных исследований является знание зависимости средних параметров неоднородностей от расстояния z до ионосферы. Как можно заметить из приведенных выкладок, эта зависимость может входить только через зависимость от z аргументов коррелятивной функции f, то есть через β, R.

В [3] показано, что a_0 не зависит от z, а при $k_0 r_0 \gg 1$, где r_0 — радиус корреляции поля, не зависят от расстояния до ионосферы также σ и $R(\xi, \eta, \tau)$. Следовательно, в указанном приближении функция корреляции амплитуды поля и средние параметры неоднородностей также не зависят от расстояния до ионосферы. При исследованиях рассеяния радиоволн в ионосфере условие $k_0 r_0 \gg 1$ как известно, хорошо выполняется.

Методика корреляционного анализа [4, 6], основанная на предположении эллипсоидального сечения этой функции, позволяет подробно проанализировать средние характеристики движения и изменчивости рассеянного ионосферой поля радиоволн с точки зрения зависимости их от β. В [6] показано, что величина и направление скорости дрейфа, скорость хаотической изменчивости, фактор анизометрии и направление осей анизометрии полностью могут быть определены через два радиуса-вектора: характеристическую скорость V_c' и кажущуюся скорость V'. Пользуясь результатами [6] можно показать, что

$$V_c'^2 = \left(\frac{\rho_{\tau\tau}}{\rho_{rr}}\right)_{r=\tau=0}, \quad V' = -\left(\frac{\rho_{\tau\tau}}{\rho_{r\tau}}\right)_{\tau=r=0}, \tag{2}$$

где индексы указывают на соответствующие производные, а $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Из (1) и (2) при условии $(R_\tau)_{\tau=r=0} = (R_r)_{\tau=r=0} = 0$ получаем

$$V_c'^2 = \left(\frac{R_{\tau\tau}}{R_{rr}}\right)_{r=r=0}, \quad V' = -\left(\frac{R_{\tau\tau}}{R_{r\tau}}\right)_{\tau=r=0}. \tag{3}$$

Последние равенства непосредственно указывают на независимость от β скоростей V_c' и V'. Отсюда следует также независимость от β величины и направления скорости дрейфа, скорости хаотических изменений, величины анизометрии и направления ее осей.

Единственными параметрами, зависящими от β, являются средние временной и пространственный размеры неоднородностей или временная и пространственная эффективная ширина τ_0 и r_0 коррелятивной функции амплитуды поля, которые могут быть определены посредством выражений

$$r_0^2 = -\frac{1}{\left(\dfrac{\partial^2 \rho}{\partial r_0^2}\right)_{r=0}}, \quad \tau_0^2 = -\frac{1}{\left(\dfrac{\partial^2 \rho}{\partial \tau_0^2}\right)_{\tau=0}}. \tag{4}$$

Можно показать, что

$$-\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2}\right)_{\tau=0} = \frac{1}{\sigma_A^2} \overline{\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^2}.$$

Поэтому

$$\tau_0^2 = \sigma_A^2 / \overline{\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^2}. \tag{5}$$

Распределения для A и $\dfrac{\partial A}{\partial t}$ нормального случайного процесса имеют вид [5]

$$W\left(A_1 \frac{\partial A}{\partial t}\right) = W_1(A)\, W_2\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right),$$

$$W_1(A) = \frac{A}{\sigma^2}\, I_0\left(\frac{a_0 A}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{a_0^2}{2\sigma^2} - \frac{A^2}{2\sigma^2}\right), \tag{6}$$

$$W_2\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^2 \Big/ 2\sigma^2 (\delta\omega)^2\right],$$

где $(\delta\omega)^2 = -\left(\frac{\partial^2 R}{\partial \tau^2}\right)_{\tau=r=0}$. Пользуясь (5) и (6), легко получить

$$\tau_0^2 = \frac{\sigma_A^2}{\sigma^2 (\delta\omega)^2},$$

причем, как это следует из (6), от β зависит только σ_A. Используя известное выражение для σ_A [5], получаем окончательное выражение для зависимости τ_0 от β

$$\tau_0^2 = \frac{F(\beta)}{(\delta\omega)^2},$$

где

$$F(\beta) = 2(1 + \beta^2)[1 - K(\beta)],$$

$$K(\beta) = \frac{\pi}{4(1 + \beta^2)} e^{-\beta^2} \left\{ I_0\left(\frac{\beta^2}{2}\right) + \beta^2 \left[I_0\left(\frac{\beta^2}{2}\right) + I_1\left(\frac{\beta^2}{2}\right)\right]\right\}^2.$$

При экспериментальном определении размеров неоднородностей и сопоставлении их друг с другом необходимо приводить размеры к одному уровню для исключения из получаемых данных влияния β. За этот уровень целесообразно принять значение размера $\tau_{\text{пр}}$, соответствующего $\beta = 0$ и отсутствию зеркальной компоненты.

При

$$\beta = 0 \quad F(0) = \frac{4 - \pi}{2},$$

поэтому

$$\tau_{\text{пр}}^2 = \frac{F(0)}{F(\beta)} \tau_0^2 = G(\beta)\, \tau_0^2,$$

где $G(\beta)$ изменяется в пределах

$$2 - \frac{\pi}{2} \cong 0{,}43 \leqslant G(\beta) \leqslant 1.$$

Аналогичным образом согласно (4) следует пересчитывать пространственные размеры

$$r_{\text{пр}}^2 = G(\beta)\, r_0^2.$$

Если воспользоваться результатами вычисления $\gamma = \frac{\overline{A^2}}{\bar{A}^2}$ или графическим представлением ее γ [7], то $G(\beta) = \frac{1 - \pi/4}{1 - 1/\gamma}$.

Заключение

На основе анализа статистических и корреляционных свойств рассеянных ионосферой и быстро флуктуирующих радиоволн показана независимость от расстояния до ионосферы z и от фактора возмущенности β геометрических и кинематических параметров неоднородностей. Исследована зависимость временных и пространственных размеров неоднородностей от фактора возмущенности β. Дан способ пересчета определяемых экспериментально размеров к общему случаю $\beta = 0$. Таким образом, результаты данной работы позволяют использовать методику корреляционной обработки неоднородной структуры поля при произвольных значениях β. Указанный способ пересчета размеров неоднородностей позволяет получить действительный спектр размеров неоднородностей, свободный от искажающего влияния возмущенности β.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. УФН, **49**, вып. 1, 1953.
2. Альперт Я. Л. ЖЭТФ, **33**, вып. 1, 1957.
3. Гусев В. Д. «Радиотехника и электроника», **4**, вып. 1, 1959.
4. Ли Цзюнь. «Вестн. Уханьского ун-та», № 2, 1959.
5. Бунимович Б. И. Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах. «Советское радио», М., 1951.
6. Гусев В. Д. «Вестн. Моск. ун-та», сер. матем., мех., астрон., физ., химии, № 6, 1959.
7. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. Гостехтеориздат, М., 1953.
8. Левин Б. Л. Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. «Советское радио». М., 1957.
9. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. Гостехтеориздат. М., 1948.

Поступила в редакцию
20. 6 1961 г.

Кафедра
распространения радиоволн