следовательность видеоимпульсов необходимо пропустить через фильтр нижних частот с частотой среза $\Delta f/2$. При выполненном условии (3) сформированный калибровочный сигнал имеет вид

$$u(t) \sim \sum_{\substack{k=-N \\ k\neq 0}}^{N} \cos\left[2\pi\left(f_0 + kF\right)(t + \tau_3)\right]. \tag{4}$$

Здесь f_0 — несущая частота (частота калибровки), τ_3 — задержка импульсной последовательности с учетом характеристик фильтра, $N = \mathrm{ent}(\Delta f/2F)$. Отсутствие в выражении (4) члена с $k=0$ объясняется подавлением несущей при балансировке амплитудного модулятора. Это требование является не принципиальным, но практически удобным, так как в процессе эксплуатации пропадает необходимость контролировать и поддерживать уровень несущей в результирующем спектре при возможной разбалансировке модулятора.

Возможны два режима работы радиоинтерферометра: 1) в реальном времени с трансляцией одного из сигналов по радиорелейной линии (РРЛ), последующим синхронным перемножением двух сигналов в корреляторе и 2) режим с независимой записью в двух пунктах принимаемых и калибровочных сигналов. При перемножении калибровочных сигналов вида (4), преобразованных к промежуточной частоте приемника $f_{\text{п.ч}}$, нормированный выходной эффект коррелятора

$$\rho = \frac{\overline{u_1(t)\,u_2(t)}}{\sqrt{\overline{u_1^2(t)}\;\overline{u_2^2(t)}}} = \frac{1}{2N}\sum_{\substack{k=-N \\ k\neq 0}}^{N} \cos\left[2\pi\left(f_{\text{п.ч}} + kF\right)(\tau_{31} - \tau_{32})\right], \tag{5}$$

где черта сверху означает усреднение за время накопления. При калибровке огибающая «интерференции» должна соответствовать точечному источнику, т. е. $\rho = 1$, что достигается на основании (5) при $\tau_{31} = \tau_{32}$, поэтому необходимо синхронизировать модулирующие последовательности видеоимпульсов в двух пунктах с требуемой точностью. Например, $\rho \geqslant 0{,}99$ при $|\tau_{31} - \tau_{2}'| \leqslant 1{,}5$ *мкс*, $f_{\text{п.ч}} \sim 30$ *кГц*, $F \sim 1$ *кГц* и $\Delta f \sim 20$ *кГц*. Для интерферометра с независимой записью сигналов синхронизация обеспечивается с помощью автосинхронизируемых радиочасов, входящих в аппаратурный комплекс интерферометра и привязанных по сигналам единого времени.

При работе в реальном времени синхронизация досигается использованием второго (обратного) канала РРЛ для передачи модулирующего колебания из первого пункта интерферометра во второй, где осуществляется компенсация линией задержки вносимого РРЛ запаздывания.

Описанный способ калибровки прошел испытания на декаметровом радиоинтерферометре УРАН-1 и дал положительные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры.—М.: Наука, 1973.
2. Bobeiko A. L. et al. — Astrophys. Space Sci., 1979, 66, p. 221.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
6 декабря 1982 г.,
после доработки
21 марта 1983 г.

УДК 551.510.535

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ РАДИОВОЛНЫ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ

П. И. Шпиро

При исследовании неоднородной структуры ионосферы вычисление частотного спектра флуктуаций фазы радиосигнала обычно осуществляется в предположении «замороженного» переноса неоднородностей с постоянной скоростью $V_{\text{г}}$ вдоль горизонтальной оси. Влияние вертикального дрейфа неоднородностей при этом не рассматривается. Последнее вполне оправдано при вертикальном «просвечивании» ионо-

сферы, когда вертикальное перемещение неоднородностей (перемещение вдоль луча зрения) не влияет на частотный спектр флуктуаций. В случае импульсного зондирования, ввиду отражения радиоволны от слоя плазмы, имеется достаточно сильная зависимость флуктуаций фазы от вертикальной координаты z [1,2]. В этом случае снос неоднородностей в направлении z может вызвать дополнительный доплеровский сдвиг частоты, величина которого будет определяться скоростью и масштабом неоднородности фазы волны.

Рассмотрим этот эффект подробнее. Как известно [1–3], в случае достаточно крупномасштабных неоднородностей ($l \gtrsim 1 \div 3$ *км*) можно воспользоваться приближением геометрической оптики и записать следующее выражение для частотного спектра фазовых флуктуаций:

$$P_S(\nu) = k_0^2 \int d\tau \exp(i\nu\tau) \int d\varkappa \iint\limits_0^L \frac{dz_1\, dz_2}{\sqrt{\varepsilon_0(z_1)\,\varepsilon_0(z_2)}} P_\varepsilon(\varkappa) \times$$
$$\times \exp\left[-i(\varkappa_\perp V_\perp)\tau - i\varkappa_z(z_1 - z_2) + i\varkappa_z V_z \tau\right], \tag{1}$$

где $P_\varepsilon(\varkappa)$ — пространственный спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости ε, $\varepsilon_0(z)$ — ее регулярная часть, $\varkappa = \varkappa(\varkappa_\perp, \varkappa_z)$. В (1), в отличие от [3], учтено, что скорость неоднородностей V имеет вертикальную компоненту $V_в$ $(V = V(V_\perp, V_z))$, $|V_\perp| = V_г = V\sin\theta_0$, $V_z = V_в = V\cos\theta_0$, $V = |V|$ — величина скорости дрейфа.

Рассмотрим (1) в случае вертикального дрейфа неоднородностей ($V_г \neq 0$), тогда после интегрирования по τ и $\varkappa_z$ имеем

$$P_S(\nu) = \frac{2\pi k_0^2}{V} \int P_\varepsilon\left(\varkappa_\perp, \frac{\nu}{V}\right) d\varkappa_\perp \iint\limits_0^L \frac{\exp\left[i\nu V^{-1}(z_1 - z_2)\right]}{\sqrt{\varepsilon_0(z_1)\,\varepsilon_0(z_2)}}\, dz_1 dz_2. \tag{2}$$

Для линейного профиля $\varepsilon_0(z) = 1 - zL^{-1}$ (L — толщина слоя с неоднородностями) из (2) после несложных преобразований получаем

$$P_S(\nu) = \frac{k_0^2 L}{\nu} P_\varepsilon^0\left(\frac{\nu}{V}\right)\left[C^2\left(\sqrt{\frac{\nu L}{V}}\right) + S^2\left(\sqrt{\frac{\nu L}{V}}\right)\right], \tag{3}$$

где $P_\varepsilon^0(\nu/V) = \int P_\varepsilon(\varkappa_\perp, \nu/V)\, d\varkappa_\perp$ — одномерный спектр флуктуаций ε; $S(x)$, $C(x)$ — интегралы Френеля

Используя асимптотические представления этих интегралов [5], получим при $\nu \ll VL^{-1}$

$$P_S(\nu) \simeq \left(2k_0^2 L^2/\pi V\right) P_\varepsilon^0(\nu/V), \tag{4}$$

т. е. $P_S(\nu)$ определяется одномерным (дважды проинтегрированным по пространственным координатам) спектром флуктуаций ε.

В обратном предельном случае, $\nu \gg VL^{-1}$,

$$P_S(\nu) \approx \left(k_0^2 L/2\right) \nu^{-1} P_\varepsilon^0(\nu/V). \tag{5}$$

Для степенного спектра $P_\varepsilon(\varkappa) \sim \left[1 + \varkappa_0^{-2}\left(\varkappa_x^2 + \varkappa_y^2 + \varkappa_z^2\right)\right]^{-p/2}$ соотношение (5) принимает вид

$$P_S(\nu) \sim \nu^{-1}\left[1 + \nu^2 \varkappa_0^{-2} V^{-2}\right]^{-(p-2)/2}, \tag{6}$$

откуда в области частот $\nu \gg VL^{-1}$, $\nu \gg V\varkappa_0$ имеем $P_S(\nu) \sim \nu^{-(p-1)}$, а при $VL^{-1} \ll \nu \ll V\varkappa_0$ — $P_S(\nu) \sim \nu^{-1}$.

Для гауссова вида спектра $P_\varepsilon(\varkappa) \sim \exp\left[-|\varkappa|^2 l^2/4\right]$ (l — характерный масштаб неоднородностей) из (5) следует

$$P_S(\nu) \sim \nu^{-1} \exp\left[-\nu^2 l^2 (4V^2)^{-1}\right], \tag{7}$$

и в интервале частот $VL^{-1} \ll \nu \ll Vl^{-1}$ получаем аналогичную зависимость $P_S(\nu) \sim \nu^{-1}$.

Таким образом, согласно (5), (7) спектр фазовых флуктуаций, измеряемый в случае вертикального сноса неоднородностей, имеет характерную особенность ν^{-1}, и, кроме того, в отличие от горизонтального дрейфа [3], он и при вертикальном зондировании не содержит логарифмического множителя.

Чтобы пояснить полученные результаты, представим (2) в следующем виде:

$$P_S(\nu) \sim P_\varepsilon^0(\nu/V)\, W_{\text{рег}}(\nu/V), \tag{8}$$

где $W_{\text{рег}}$ — «обрезающая» функция, характеризующая регулярные свойства ε.

В случае линейного профиля $\varepsilon_0(z)$, согласно (3), имеем

$$W_{\text{рег}} \sim \begin{cases} \text{const} & \text{при} \quad \nu \ll VL^{-1} \\ \nu^{-1} & \text{при} \quad \nu \gg VL^{-1} \end{cases}. \tag{9}$$

Из (8) следует, что, если характерные масштабы изменения функций P_ε^0 и $W_{\text{рег}}$ существенно различны, $P_S(\nu)$ будет определяться более «острой» из них. Действительно, согласно (2), (9), в области частот $\nu \ll VL^{-1}$ функция $W_{\text{рег}}$ является очень плавной в зависимости от ν и при условиях $L/l \ll 1$ для гауссова спектра и $\varkappa_0 L \ll 1$ для степенного $P_S(\nu)$ полностью определяется одномерным спектром случайного поля ε Сравнивая (4) с известным выражением для $P_S(\nu)$ [3] в случае измерений на ИСЗ зондом («щупом») с размерами, много меньше параметров неоднородностей, видим, что линейный слой в данном случае и является таким «эффективным» зондом.

Наоборот, в области частот $\nu \gg VL^{-1}$ спектр фазовых флуктуаций $P_S(\nu)$ сильно зависит от вида «обрезающей» функции $W_{\text{рег}}$, в частности, при $VL^{-1} \ll \nu \ll Vl^{-1}$ (либо $V\varkappa_0$) $P_S(\nu) \sim W_{\text{рег}}(\nu) \sim \nu^{-1}$.

Чтобы оценить соотношение горизонтальной и вертикальной компонент скорости дрейфа неоднородностей ($V_г/V_в = \operatorname{tg}\theta_0$), необходимое для реализации отмеченной выше особенности в поведении частотного спектра флуктуаций фазы, рассмотрим общее выражение (1).

Проинтегрировав его для гауссова спектра P_ε, получим, что при условии $\sin\theta_0 \ll lL^{-1}$

$$P_S(\nu) \sim \frac{L}{\cos\theta_0}\nu^{-1}\exp\left(-\frac{\nu^2 l^2}{4V^2}\right)\left[C^2\left(\sqrt{\frac{\nu L\cos\theta_0}{V}}\right)+S^2\left(\sqrt{\frac{\nu L\cos\theta_0}{V}}\right)\right]. \tag{10}$$

Из (10) следует, что в диапазоне частот $V/L\cos\theta_0 \ll \nu \ll V/l$ будет реализоваться указанная выше особенность ν^{-1}.

Соотношение $V_г/V_в \approx \sin\theta_0 \ll l/L$ и есть условие того, что именно вертикальные перемещения неоднородностей определяют вид частотного спектра фазовых флуктуаций, так как при этом характерный масштаб доплеровского сдвига частоты $\Delta f_{д,в} = V_в/L$ много больше $\Delta f_{д,г} = V_г/l$.

В заключение отметим, что рассмотренную выше особенность частотного спектра интересно было бы наблюдать при исследованиях искусственной ионосферной турбулентности, когда, согласно [4], могут возникать большие скорости переноса неоднородностей в вертикальном направлении, достигающие нескольких сотен метров в секунду, Аналогичные эффекты также могут иметь место и при вертикальном зондировании высокоширотной ионосферы.

Автор благодарен Л М. Ерухимову за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С М, Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику.— М.: Наука, 1978.— Ч. 2. Случайные поля.
2. Денисов Н. Г., Ерухимов Л. М.— Геомагнетизм и аэрономия, 1966, **6**, № 4, с. 695.
3. Гайлит Т. А. и др.— Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, №7, с. 795.
4. Ерухимов Л. М. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, **20**, № 12, с. 1814.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Наука, 1971.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
19 января 1983 г.

УДК 551.510 535

ВАРИАЦИИ ФАЗЫ СДВ И ДВ ПОЛЕЙ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 31 ИЮЛЯ 1981 г.

В. И. Рубинштейн, М. Д. Сопельников, Р. С. Шубова

Радионаблюдения во время солнечного затмения позволяют изучать ионосферные процессы, происходящие в условиях быстрого изменения интенсивности солнечной радиации при почти постоянном зенитном угле Солнца [1–6]. Некоторые результаты, относящиеся к затмению 31 июля 1981 г., обсуждаются в этом сообщении.