РАДИОФИЗИКА

УДК 621.371.31

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРУЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ИОНОСФЕРЫ НА СТОХАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА

А. Г. Вологдин, В. Д. Гусев, Л. И. Приходько
(*кафедра физики атмосферы и математической геофизики*)

Исследовано фокусирующее влияние плазменных волн ионосферы на вероятностные свойства огибающей КВ-сигналов. Показано, что при наличии лишь одной реализации огибающей необходимо использовать эффективные статистические характеристики. Получены и проанализированы эффективные дифференциальные и интегральные распределения вероятности для законов Рэлея—Райса. В конкретной задаче изучена роль эффективных статистических моментов. Основным результатом работы является вывод о большой роли эффекта фокусировки при обработке быстрых флуктуаций огибающей КВ-сигналов, причем стандартные распределения вероятности испытывают значительные искажения.

Как известно, в неоднородном ионосферном слое присутствуют случайные неоднородности ионизации, имеющие различные масштабы и интенсивности флуктуаций, и при изучении рассеяния волн КВ-диапазона обычно используются статистические модели отраженного сигнала. Наибольшее распространение имеют райсовская и рэлеевская модели огибающей принимаемого сигнала. Однако наличие в ионосфере неоднородностей крупных масштабов вызывает эффекты фокусировки (или дефокусировки), что может привести к трансформации статистических моделей. Так, в работе [1] показано, что совместное влияние на статистические свойства огибающей сигнала мелкомасштабных (ММН) и крупномасштабных (КМН) неоднородностей ионизации ионосферы при акценте на фокусирующее действие можно учесть, модулируя огибающую с райсовской (или рэлеевской) плотностью вероятности регулярной функцией типа $f(t)=\sqrt{1-\varkappa(t)}$, где $\varkappa(t)$ — фактор фокусировки. При этом огибающая сигнала является нестационарным процессом.

Целью настоящей работы является получение и исследование статистических характеристик огибающей отраженного от ионосферы сигнала, которая, имея райсовскую плотность вероятности, умножена на обусловленную фокусировкой детерминированную функцию времени.

Итак, огибающая представляется в виде произведения

$$R_\varkappa(t)=f(t)R(t)=R(t)/\sqrt{1-\varkappa(t)}, \tag{1}$$

где $R(t)$ — стационарный случайный процесс с плотностью вероятности Райса

$$W_R(x)=\frac{x}{\sigma^2}\exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma^2}-\beta^2\right\} I_0\left(\sqrt{2}\beta\frac{x}{\sigma}\right),\quad x\geqslant 0, \tag{2}$$

а $\varkappa(t)$ — фактор фокусировки. Здесь σ^2 — дисперсия рассеянной составляющей сигнала, β^2 — параметр сигнал/шум, I_0 — модифицированная функция Бесселя.

При исследовании случайного нестационарного процесса (1) необходимо обратить внимание на два аспекта, существенно определяющие его свойства.

1. В натурных испытаниях в ионосфере получают, как правило, лишь одну реализацию интересующего случайного процесса, пользуясь которой, можно получить временные средние, в то время как интерес представляют средние по ансамблю реализаций. В нестационарном случае вопрос о соотношении средних по времени и средних по ансамблю реализаций имеет особенности [2]. Так, для эргодического нестационарного процесса $\xi(t)$ при анализе экспериментально определяемого времени пребывания

$$T_W = \sum_i \Delta t_i / T$$

$\left(\sum_i \Delta t_i\right.$—суммарное время, проведенное $\xi(t)$ в промежутке $(x, x+dx)$, T—полная продолжительность интервала$\left.\right)$ необходимо использовать эффективную плотность вероятности

$$W_T(x) = \frac{1}{T}\int_0^T W(x,\ t)\,dt, \tag{3}$$

где $W(x,\ t)$ — нестационарная плотность вероятности процесса $\xi(t)$. Аналогично временные моменты процесса $\xi(t)$

$$\tilde{m}_n = \frac{1}{T}\int_0^T \xi^n(t)\,dt$$

соответствуют статистическим моментам, определенным с использованием эффективной плотности вероятности,

$$\langle \xi^n(t) \rangle_T = m_{nT} = \int_{-\infty}^{\infty} x^n W_T(x)\,dx. \tag{4}$$

При этом время усреднения должно быть достаточно большим ($T \to \infty$).

2. Второй аспект касается конкретного аналитического вида фактора фокусировки $\varkappa(t)$ и связанного с ним времени наблюдения T (времени реализации).

В [1] при моделировании КМН в виде плоских плазменных волн, распространяющихся в соответствующем направлении, получено, что фактор фокусировки имеет вид

$$\varkappa(t) = \varkappa_0 \cos\frac{2\pi}{T_0}t, \tag{5}$$

где T_0 — период плоской плазменной волны КМН. Очевидно, что фокусирующее действие КМН будет наблюдаться на интервале $-T_0/4 \leqslant t \leqslant T_0/4$, а дефокусирующему действию соответствует $T_0/4 \leqslant t \leqslant 3T_0/4$. Случай же $0 \leqslant t \leqslant T_0/2$ можно рассматривать как промежуточный.

В ионосферных экспериментах при исследовании тонкой структуры длительность реализации $T \gg \tau_0$, где τ_0 — временной масштаб ММН. С другой стороны, время T обычно порядка периода T_0, связанного с КМН. Учитывая это, в последующих выкладках в формулах типа (3), (4) за интервал усреднения берется период фактора фокусировки $\varkappa(t)$ или, имея в виду (5), после замены переменной интегрирования t на φ ($\varphi = 2\pi t/T_0$), при фокусировке необходимо интегрировать по интервалу $(-\pi/2, \pi/2)$, при дефокусировке — по интервалу $(\pi/2, 3\pi/2)$, а в промежуточном случае — по $(0, \pi)$.

Принимая во внимание изложенные выше особенности, проанализируем стохастические свойства нестационарного случайного процесса (1) с целью выявить влияние фокусирующего (и дефокусирующего) действия КМН.

Найдем эффективную плотность вероятности (3) процесса (1) в условиях фокусировки, учитывая (5). Если предварительно выразить плотность вероятности $W_{R_\varkappa}(y)$ процесса $R_\varkappa(t)$ через (2), используя линейную связь $R_\varkappa(t)$ с $R(t)$, то в итоге получим

$$W_T(y) = \frac{y}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{y^2}{2\sigma^2} - \beta^2\right\} \frac{1}{\pi} \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 - \varkappa_0 \cos\varphi) \times$$

$$\times \exp\left\{\frac{y^2}{2\sigma^2} \varkappa_0 \cos\varphi\right\} I_0(\sqrt{2}\, \beta y \sqrt{1 - \varkappa_0 \cos\varphi}/\sigma)\, d\varphi. \quad (6)$$

Входящий в это выражение интеграл неизвестен, поэтому результаты могут быть найдены только численным интегрированием. В случае дефокусировки и промежуточном случае вывод аналогичный, так как отличие от (6) будет заключаться лишь в иных пределах интегрирования.

Рассмотрим эффективные вероятностные характеристики в ситуации, когда параметр сигнал/шум $\beta^2 \ll 1$. Распределение (2) при этом условии переходит в распределение Рэлея.

Тогда эффективная плотность вероятности процесса $R_\varkappa(t)$ будет различной при фокусировке и дефокусировке.

а, б) Эффект фокусировки, дефокусировки:

$$W_T(y) = \frac{y}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right\} \left[M(\pm q\varkappa_0) - \frac{\partial M(\pm q\varkappa_0)}{\partial q}\right], \quad (7)$$

где знак «+» соответствует фокусировке, а «—» — дефокусировке и

$$M(\pm q\varkappa_0) = \frac{2}{\pi} \int\limits_0^{\pi/2} \exp\{\pm q\varkappa_0 \cos\rho\}\, d\varphi, \quad (8)$$

$M(\pm q\varkappa_0)$ выражается через функции Ангера и Вебера [3], $q = y^2/2\sigma^2$.

в) Промежуточный случай [4]:

$$W_T(y) = \frac{y}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right\} \left[I_0(q\varkappa_0) - \frac{\partial I_0(q\varkappa_0)}{\partial q}\right]. \quad (9)$$

Вид выражений (7), (9) показывает, что во всех случаях эффективная плотность вероятности $W_T(y)$ представляет собой искаженный закон Рэлея.

Определим теперь эффективную интегральную функцию распределения $F_T(y)$ процесса $R_\varkappa(t)$, используя интегральную функцию распределения Рэлея:

$$F_R(x) = 1 - \exp\{-x^2/2\sigma^2\}, \ x \geqslant 0. \quad (10)$$

а) Эффект фокусировки:

$$F_T(y) = 1 - \exp\{-q\} \cdot M(q\varkappa_0), \quad (11)$$

где по-прежнему $M(q\varkappa_0)$ дано выражением (8) и $q = y^2/2\sigma^2$.

Определим ширину полученной эффективной функции распределения по вероятности 0,997, т. е. найдем квантиль $y_{0,997}=y_1$ из уравнения

$$F_T(y_1)=0{,}997.$$

Тогда из (11) следует

$$M(q_1\varkappa_0)=0{,}003\exp\{q_1\},\quad q_1=y_1^2/2\sigma^2.$$

Учтем, что здесь $q\gg 1$, и используем асимптотику

$$M(q\varkappa_0)\simeq\frac{2}{\pi}\exp\{q\varkappa_0\}\int\limits_0^{\pi/2}\exp\{-q\varkappa_0\varphi^2/2\}\,d\varphi=$$

$$=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\exp\{q\varkappa_0\}\frac{\Phi(\pi)\sqrt{q\varkappa_0/2}}{\sqrt{q\varkappa_0}}\simeq\sqrt{2/\pi q\varkappa_0}\exp\{q\varkappa_0\},$$

где $\Phi(z)$ — интеграл вероятности [4]. Это дает уравнение

$$0{,}0038\sqrt{q_1\varkappa_0}=\exp\{-q_1(1-\varkappa_0)\},$$

которое позволяет оценить влияние фокусировки. Так, если сравнить случай с $\varkappa_0=0{,}95$, когда $q_1=q_{11}\simeq 70$, со случаем отсутствия фокусировки ($\varkappa_0=0$), когда из (10) следует, что $q_1=q_{10}=5{,}8$, то $\sqrt{q_{11}/q_{10}}\simeq 3{,}5$. Таким образом, ширина функции распределения при фокусировке в 3,5 раза больше.

б) Эффект дефокусировки:

$$F_T(y)=1-\exp\{q\}\cdot M(-q\varkappa_0). \tag{12}$$

Ширину функции распределения будем определять здесь и в промежуточном случае так же, как в пункте (*а*), т. е. по вероятности 0,997.

При $q\gg 1$

$$M(-q\varkappa_0)\simeq\frac{2}{\pi}\exp\{-q\varkappa_0\}\int\limits_0^{\pi/2}\exp\{q\varkappa_0\varphi^2/2\}\,d\varphi=$$

$$=\frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{2}{q\varkappa_0}}\exp\{-q\varkappa_0+t_0^2\}F(t_0),$$

где $F(t_0)=\exp\{-t_0^2\}\int\limits_0^{t_0}\exp\{t^2\}\,dt$ — функция Досона [5], $t_0=\pi\sqrt{q\varkappa_0/2}/2$.

Учитывая, что функция Досона имеет асимптотику $F(t_0)\simeq 1/2t_0$, получим, что

$$M(-q\varkappa_0)\simeq\frac{4}{\pi^2}\,\frac{1}{q\varkappa_0}\exp\{-q\varkappa_0(1-\pi^2/8)\}.$$

Используя это выражение в (12), имеем уравнение для квантиля:

$$0{,}0074q_1\varkappa_0=\exp\{-q_1(1-0{,}23\varkappa_0)\}.$$

При $\varkappa_0=0{,}95$ получим $q_1=q_{12}\simeq 4{,}6$ и $\sqrt{q_{12}/q_{10}}\simeq 0{,}9$. Следовательно, при дефокусировке ширина функции распределения меньше, но несущественно.

в) Промежуточный случай:

$$F_T(y)=1-\exp\{-q\}I_0(q\varkappa_0).$$

Используя асимптотику модифицированной функции Бесселя

$I_0(z) \simeq 1/\sqrt{2\pi z},\ z \gg 1,$

получим отсюда уравнение для квантиля:

$$0{,}0075\sqrt{q_1\varkappa_0} = \exp\{-q_1(1-\varkappa_0)\}.$$

Решение этого уравнения при $\varkappa_0=0{,}95$ дает $q_1=q_{13}\simeq 58$ и $\sqrt{q_{13}/q_{10}} \simeq 3{,}2$. В результате ширина функции распределения в промежуточном случае увеличивается в 3,2 раза.

Исследуем теперь эффективные вероятностные характеристики при условии $\beta^2 \gg 1$.

Закон Райса (2) в этом случае при применении асимптотики функции Бесселя приводится к виду

$$W_R(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{x}{\sqrt{2}\sigma} - \beta\right)^2\right\} K(x, \beta),$$

где функциональный коэффициент $K(x, \beta)$ близок к единице. Поэтому при $\beta^2 \gg 1$ закон переходит в нормальный.

Используя этот факт, находим, что для фокусировки эффективная плотность вероятности имеет вид гауссовой кривой:

$$W_T(y) \simeq \frac{2}{\pi^{3/2}} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-\varkappa_0\cos\varphi}\, \exp\left\{-\left(\frac{y}{\sqrt{2}\sigma}\sqrt{1-\varkappa_0\cos\varphi} - \beta\right)^2\right\} d\varphi \simeq$$

$$\simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1-\varkappa_0}\, \exp\left\{-\left(\frac{y}{\sqrt{2}\sigma}\sqrt{1-\varkappa_0} - \beta\right)^2\right\}. \qquad (13)$$

Здесь учтено, что $1-\varkappa_0\cos\varphi \simeq 1-\varkappa_0$.

При дефокусировке результат аналогичный, отличающийся от (13) только знаком при $\varkappa_0$.

Далее перейдем к нормированным величинам $u = y/\sqrt{2}\sigma$.

Из асимптотически нормального закона (13) следует, что мода эффективной плотности вероятности равна:

при фокусировке

$$u_{m1} = \beta\sqrt{1-\varkappa_0},$$

при дефокусировке

$$u_{m2} = \beta\sqrt{1+\varkappa_0},$$

а в их отсутствие

$$u_{m0} = \beta.$$

Следовательно, при фокусировке мода смещается по оси абсцисс вправо, а при дефокусировке — влево.

Для оценки изменения ширины функции распределения Δ используем уравнение для квантиля $u_1 = u_{m1} + \Delta$:

$$F_T(u_1) = F(u_{m1}+\Delta) = 0{,}997,$$

причем интегральная функция распределения

$$F_T(u_1) = \sqrt{\frac{1-\varkappa_0}{\pi}} \int_{u_{m1}-\Delta}^{u_{m1}+\Delta} \exp\{-(u\sqrt{1-\varkappa_0} - \beta)^2\}\, du = \Phi(\Delta\sqrt{1-\varkappa_0})$$

находится интегрированием функции (13) на интервале вблизи модового значения u_{m1}, где при $\beta^2 \gg 1$ сосредоточена плотность вероятности; $\Phi(z)$ — интеграл вероятности. Тогда из уравнения

$$\Phi(\Delta \sqrt{1-\varkappa_0}) = 0{,}997$$

получаем, что при фокусировке

$$\Delta = 2{,}1 \sqrt{1-\varkappa_0}.$$

Для дефокусировки, поступая аналогичным способом, можно показать, что

$$\Delta = 2{,}1 \sqrt{1+\varkappa_0}.$$

Отсюда следует вывод, что при фокусировке распределение расширяется, а при дефокусировке — сужается.

Обратимся к анализу эффективных статистических моментов (4) процесса (1).

Нетрудно получить, что эффективные статистические моменты нестационарного процесса $R_\varkappa(t)$ выражаются через статистические моменты стационарного процесса $R(t)$:

$$\langle R_\varkappa^n(t)\rangle_T = \langle R_\varkappa^n\rangle = \frac{1}{T}\int_0^T f^n(t)\,\langle R^n(t)\rangle\,dt = Q_n\,\langle R^n\rangle, \tag{14}$$

где

$$Q_n = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{dt}{[1-\varkappa(t)]^{n/2}}, \tag{15}$$

$$\langle R^n\rangle = \langle R^n(t)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^n W_R(x)\,dx.$$

Отсюда видно, что фокусирующее действие КМН на моменты определяется только множителем Q_n.

Рассмотрим особенности, возникающие при наличии фокусировки, на конкретном примере, имеющем практический интерес.

При определении параметра сигнал/шум β^2 стандартным способом по огибающей сигнала $R(t)$ применяется соотношение

$$\langle R^2\rangle / \langle R\rangle^2 = f(\beta).$$

Перепишем левую часть этого соотношения с учетом (14):

$$\frac{\langle R_\varkappa^2\rangle}{\langle R_\varkappa\rangle^2} = \frac{Q_2}{Q_1^2}\,\frac{\langle R^2\rangle}{\langle R\rangle^2}.$$

Очевидно, что роль фокусировки определяется отношением Q_2/Q_1^2. Найдем это отношение для разных случаев, используя (15) и (5).

а) Эффект фокусировки:

$$\frac{Q_2}{Q_1^2} = \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{1+\varkappa_0}{1-\varkappa_0}}\;\frac{\operatorname{arctg}\sqrt{(1+\varkappa_0)/(1-\varkappa_0)}}{F^2\left(\arcsin\sqrt{(1+\varkappa_0)/2},\ \sqrt{2\varkappa_0/(1+\varkappa_0)}\right)},$$

где $F(\gamma, r)$ — эллиптический интеграл первого рода [4].

Используя, как и ранее, $\varkappa_0=0{,}95$, получим

$$Q_2/Q_1^2 \simeq 1{,}54,$$

что говорит о достаточно сильном влиянии фокусировки.

б) Эффект дефокусировки:

$$\frac{Q_2}{Q_1^2} = \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{1+\varkappa_0}{1-\varkappa_0}} \times$$

$$\times \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{(1-\varkappa_0)/(1+\varkappa_0)}}{[F(\pi/2,\ \sqrt{2\varkappa_0/(1+\varkappa_0)}) - F(\arcsin\sqrt{(1+\varkappa_0)/2},\ \sqrt{2\varkappa_0/(1+\varkappa_0)})]^2}.$$

При $\varkappa_0=0{,}95$

$$Q_2/Q_1^2 = 0{,}997,$$

что указывает на незначительное действие КМН при дефокусировке.

в) Промежуточный случай:

$$\frac{Q_2}{Q_1^2} = 2\frac{Q_{2f}+Q_{2d}}{(Q_{1f}+Q_{1d})^2},$$

где индексы «f» и «d» соответствуют фокусировке и дефокусировке.

Из разобранного примера ясна необходимость учета фокусирующего действия КМН как при определении параметра сигнал/шум β^2, так и в других задачах при использовании моментов.

Заключение

В настоящей работе приведены результаты применения изложенной в [1] теории фокусирующего действия КМН ионосферы при наблюдении быстрых флуктуаций огибающей сигнала.

Исследование стохастических свойств огибающей сигнала проведено в условиях влияния плазменных волн КМН при учете фактора фокусировки (5), когда огибающая представляет собой нестационарный случайный процесс (1), и в соответствии с [2] показано, что при наличии лишь одной временной реализации необходимо использовать эффективные статистические характеристики.

Получены и проанализированы эффективные дифференциальные и интегральные распределения вероятности для законов распределения Рэлея—Райса.

Показана роль эффективных статистических моментов в конкретной задаче определения параметра сигнал/шум наиболее употребительным методом через моменты огибающей сигнала.

Проведенная оценка действия фактора фокусировки $\varkappa(t)$ в случае фокусировки и дефокусировки КМН указывает на более сильное влияние $\varkappa(t)$ в первом случае.

Главным результатом этой работы является вывод о весьма большой роли фокусировки КМН при временной обработке быстрых флуктуаций огибающей сигналов. Эффект определяется существенным увеличением роли «хвостов» распределений. При этом распределения огибающей ионосферного сигнала (Рэлея или в общем случае — Райса) испытывают значительные искажения. Пренебрежение этим явлением в работе различных радиосистем может привести к ошибкам при интерпретации экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Виноградова М. Б., Гусев В. Д.//Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Иркутск, 1980. Вып. 51. С. 73. [2] Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М., 1976. [3] Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Ч. 1. М., 1949. [4] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. [5] Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М.; Л., 1963.

Поступила в редакцию
11.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.371

ФОТОЭНЕРГЕТИКА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ФОРМ АКРИДИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В ПОЛИМЕРНЫХ МАТРИЦАХ

А. В. Грачев, А. Н. Пономарев, В. И. Южаков
(*кафедра общей физики для физического факультета*)

Изложены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств акридинов желтого и оранжевого в матрицах поливинилового спирта. Концентрационные зависимости относительного квантового выхода флуоресценции показывают, что в исследованных системах молекулы красителей образуют димеры и более сложные ассоциаты. Димеры акридинового желтого имеют больший квантовый выход флуоресценции, чем мономеры. Определены квантовые выходы и длительности флуоресценции молекулярных форм. Исследованы закономерности миграции энергии возбуждения между различными молекулярными формами акридинов. Рассчитаны критические радиусы безызлучательного переноса. Кинетическими исследованиями показано, что возбужденные мономерные формы красителей подвержены вращательной релаксации, а ассоциированные — нет.

Широкое применение акридиновых соединений для окраски новых полимерных материалов, а также в качестве зондов биологических макромолекул [1, 2] стимулирует исследования спектрально-люминесцентных свойств данных красителей в полимерных средах [3—6]. Специфической особенностью акридиновых красителей является способность образовывать при их высоких концентрациях в твердых растворах люминесцирующие ассоциаты [7]. Это может позволить существенно повысить КПД преобразователей излучения [8] и концентраторов солнечной энергии [9], одним из основных элементов которых являются полимерные матрицы, активированные молекулами красителей при их высокой концентрации. Настоящая работа посвящена изучению спектральных и поляризационно-кинетических свойств флуоресценции мономерных и ассоциированных молекул акридинового желтого (АЖ) и акридинового оранжевого (АО) в матрицах поливинилового спирта (ПВС).

Краситель растворялся в 10%-м водном растворе ПВС при температуре 80°С, затем однородно окрашенный раствор выливался на полированные стеклянные подложки и помещался в эксикатор до высыхания. Толщины исследованных пленок в зависимости от концентрации красителя подбирались таким образом, чтобы значение оптической плотности образцов в максимуме полосы поглощения не превышало 0,05. При таких значениях оптической плотности можно практически пренебречь явлением перепоглощения света в образцах.