РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 1996, том 41, № 1, с. 21 - 26

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.391.8:621.371.3

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ФАЗОВОГО ЭКРАНА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ МОДЕЛИ ОДНОСКАЧКОВОГО ДЕКАМЕТРОВОГО КАНАЛА СВЯЗИ

© 1996 г. В. П. Пашинцев, Л. В. Колосов, С. А. Тишкин, В. В. Антонов

Поступила в редакцию 11.10.94 г.

Предложен метод получения зависимости статистических характеристик замираний в односкачковом декаметровом канале связи при приходе одного пучка подлучей от параметров ионосферы и излучаемой волны на основе теории фазового экрана.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что одной из основных проблем в области распространения декаметровых (ДКМ) волн является создание теории замираний, учитывающей тонкую структуру интерферирующих пучков элементарных лучей (подлучей). Последняя зависит от множества факторов: параметров ионосферы и ее неоднородностей, отношения между рабочей (f_0) и максимально применимой (f_m) частотой, угла падения (φ_0) волны на ионосферу, ширины диаграмм направленности передающей и приемной антенны и т.д. [1, 2]. Эта зависимость не учитывается в известных (т.е. феноменологических многолучевых) моделях ДКМ каналов связи (КС) с замираниями [3, 4]. Для их построения требуется определить передаточную функцию (ПФ) КС и ее статистические характеристики (СХПФ). Основными среди них являются мощность регулярной α_p^2 и флуктуационной $2\sigma_b^2$ составляющих ПФ и двухчастотная корреляционная функция $K(\Delta\Omega)$. Эти СХПФ в различных ДКМ КС могут существенно отличаться (в частности, отношение $\gamma^2 = \alpha_p^2/(2\sigma_b^2)$ может принимать значение $0 \le \gamma^2 \le 121$ [4]). Однако обычно они устанавливаются экспериментально без выявления зависимости от указанных выше факторов.

Очевидно, что решение поставленной в [1] проблемы следует начинать с простейшего случая рассмотрения односкачкового ДКМ КС и использования узконаправленных антенн, когда ПФ будет определяться одним пучком подлучей.

Цель работы заключается в разработке метода установления зависимости СХПФ односкачкового ДКМ КС по одному пучку подлучей от трех факторов: параметров неоднородной ионосферы, выбора рабочей частоты волны и угла ее падения на ионосферу.

Данный метод базируется на комплексном применении моделей, разработанных в теории распространения радиоволн (РРВ), статистической теории связи (СТС) и радиофизике для описания одного и того же процесса односкачкового распространения ДКМ волны в пределах одного пучка.

1. КАЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ОДНОСКАЧКОВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕКАМЕТРОВЫХ ВОЛН С УЧЕТОМ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Большинство известных моделей РРВ в односкачковых ДКМ радиолиниях учитывают явления преломления и отражения в ионосферном слое F и поглощения в слоях D и E [1, 2]. Для дополнительного учета влияния ионосферных неоднородностей (порождающих тонкую структуру пучка) обратим внимание на следующие обстоятельства [1, 2]:

1. Распределение электронной концентрации (ЭК) в ионосфере является совокупностью изменения по высоте ее среднего значения $\overline{N(h)}$ и пространственных флуктуаций ЭК $\Delta N(\rho, h)$ в неоднородностях:

$$N(\rho, h) = \overline{N(h)} + \Delta N(\rho, h) = \\ = \overline{N(h)}\,[1 + \Delta N(\rho, h)/\overline{N(h)}]\,. \tag{1}$$

2. Среднеквадратическое отклонение (СКО) относительного значения $\Delta N(\rho, h)/\overline{N(h)}$, называемое интенсивностью неоднородностей β, на высотах $h = 80 \dots 400$ км примерно постоянно

$$\beta = \left\{\overline{[\Delta N(\rho, h)]^2}\right\}^{1/2} / \overline{N(h)} = \\ = \sigma_{\Delta N}(h)/\overline{N(h)} \approx \text{const} = 10^{-2}. \tag{2}$$

Поэтому СКО абсолютного значения $\Delta N(\rho, h)$ в слое F намного больше, чем в поглощающих слоях и возрастает при приближении к высоте $h = h_m$ с максимальной средней ЭК $\overline{N(h_m)}$.

3. Распространение ДКМ волны происходит в пределах области пространства, ограниченного первой зоной Френеля. Поэтому падающий на слой F луч можно представить в виде пучка с плоским волновым (амплитудно-фазовым) фронтом.

4. Амплитудный фронт этой волны на выходе слоя F (высоте $h = h_F$) в первом приближении можно считать неизменным по сравнению с падающим (плоским)

$$A(\rho, h_F) \approx A_0 = (P_t F_{\text{ос}})^{1/2}, \tag{3}$$

где P_t – мощность излучаемой волны (сигнала); $F_{\text{ос}}$ – коэффициент ослабления по мощности свободного пространства и нижних слоев (D и E) ионосферы.

5. Фазовый фронт волны с рабочей частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ на выходе F-слоя $\varphi(\rho, h_F, \omega_0)$ может существенно исказиться по сравнению с падающим.

Последнее обстоятельство обусловлено следующим. Фазовый фронт выходной волны слоя F описывается выражением [1, 5]

$$\varphi(\rho, h_F, \omega_0) = \omega_0 \int\limits_{L_F} n(\rho, h) dl/c, \tag{4}$$

где L_F – реальный путь вдоль траектории волны в слое F; dl – элемент этого пути; c – скорость света в вакууме; $n(\rho, h)$ – распределение коэффициента преломления в ионосфере, определяемое в соответствии с (1) как

$$\begin{gathered} n(\rho, h) = \overline{n(h)} + \Delta n(\rho, h) \approx [1 - 80.8\overline{N(h)}/f_0^2]^{1/2} - \\ - 40.4\Delta N(\rho, h)/[f_0^2\overline{n(h)}]. \end{gathered} \tag{5}$$

Рабочая частота ДКМ волны выбирается из условий [2]

$$\begin{gathered} f_0 = K_0 f_m = K_0 f_{\text{кр}} K_s \sec\varphi_0 = \\ = K_0 f_{\text{кр}} M = f_N(h_{\text{от}})M, \end{gathered} \tag{6}$$

где K_0 – коэффициент пропорциональности между f_0 и f_m (обычно 0.6 … 0.95); $f_{\text{кр}} = [80.8\ \overline{N(h_m)}]^{1/2}$ – критическая частота ионосферы; K_s – поправочный коэффициент на сферичность Земли и ионосферы; $M = K_s \sec\varphi_0$ – коэффициент пропорциональности между f_m и $f_{\text{кр}}$; $f_N(h_{\text{от}}) = [80.8\ \overline{N(h_{\text{от}})}^{1/2}]$ – плазменная частота ионосферы на высоте $h = h_{\text{от}}$ отражения волны.

Для рабочих частот, удовлетворяющих соотношению

$$80.8\overline{N(h_{\text{от}})}/f_0^2 = f_N^2(h_{\text{от}})/f_0^2 = 1/M^2 \le 0.19, \tag{7}$$

первое слагаемое в (5) можно разложить в биномиальный ряд, ограничившись двумя первыми членами и обеспечивая при этом два точных десятичных знака [6]: $\overline{n(h)} \approx 1 - 40.4\overline{N(h)}/f_0^2$. Условие (7) будет выполняться для односкачковых ДКМ радиолиний с дальностями $R \geqslant 1800$ км, при которых $M \geqslant 2.29$ [2]. Для таких радиолиний (5) можно представить в приближенном виде

$$n(\rho, h) \approx 1 - 40.4\overline{N(h)}/f_0^2 - 40.4\Delta N(\rho, h)/f_0^2. \tag{8}$$

Подстановка (8) в выражение (4) позволяет записать его как

$$\begin{gathered} \varphi(\rho, h_F, \omega_0) = k_0 L_F + \bar{\varphi} + \Delta\varphi(\rho) = \\ = \omega_0 [L_F/c + \bar{\tau}_{\text{ф}} + \Delta\tau_{\text{ф}}(\rho)], \end{gathered} \tag{9}$$

где $k_0 = \omega_0/c$ – волновое число; $k_0 L_F$ – набег фазы в вакууме на пути L_F за время L_F/c;

$$\bar{\varphi} = \omega_0\bar{\tau}_{\text{ф}} = -80.8\pi \int\limits_{L_F} \overline{N(h)} dl/(cf_0) \tag{10}$$

– поправка к среднему значению фазы во фронте выходной волны, обусловленная поправкой на ее среднее фазовое время запаздывания $\bar{\tau}_{\text{ф}}$ в слое F;

$$\Delta\varphi(\rho) = \omega_0 \Delta\tau_{\text{ф}}(\rho) = -80.8\pi \int\limits_{L_F} \Delta N(\rho, h) dl/(cf_0) \tag{11}$$

– флуктуации (искажения) фазового фронта выходной волны относительно $\bar{\varphi}$, обусловленные флуктуациями фазового времени запаздывания $\Delta\tau_{\text{ф}}(\rho)$ волны из-за наличия неоднородностей ЭК.

Выражения (3) и (9) качественно описывают влияние неоднородностей ЭК на распространение плоского пучка ДКМ монохроматической волны внутри слоя F в виде модели фазового экрана (ФЭ), широко применяемой для описания РРВ в космической связи [5, 7 - 9]. Учитывая, что в радиолиниях используются модулированные волны (сигналы) с амплитудой $A(t) = [P_t(t)]^{1/2}$ и частотными составляющими $\omega = \omega_0 + \Omega$ в пределах ширины их спектра $\Delta\Omega = 2\pi f_0$, модель ФЭ для случая ДКМ модулированной волны будет описываться следующими выражениями:

$$A(\rho, h_F, t) \approx \dot{A}_0(t) = [P_t(t)F_{\text{ос}}]^{1/2}, \tag{12}$$

$$\varphi(\rho, h_F, \omega) = (\omega_0 + \Omega)[L_F/c + \bar{\tau}_{\text{г}} + \Delta\tau_{\text{г}}(\rho)], \tag{13}$$

где

$$\bar{\tau}_{\text{г}} = -\bar{\tau}_{\text{ф}} = 40.4 \int\limits_{L_F} \overline{N(h)} dl/(cf_0^2) \tag{14}$$

– поправка на среднее групповое время запаздывания волны в слое F;

$$\Delta\tau_{\text{г}}(\rho) = -\Delta\tau_{\text{ф}}(\rho) = 40.4\int\limits_{L_F}\Delta N(\rho, h)dl/(cf_0^2) \quad (15)$$

– флуктуации группового времени запаздывания различных участков волны относительно $\bar{\tau}_{\text{г}}$ из-за наличия неоднородностей ЭК.

Процесс дальнейшего распространения этой волны за слоем F в точку приема можно представить в виде пучка подлучей, образуемых на поверхности ФЭ. Тогда амплитуды и фазы элементарных участков (ρ_i) поверхности ФЭ, описываемые выражениями (12) и (13) - (15), будут определять тонкую структуру создаваемого пучка подлучей в зависимости от трех интересующих факторов: параметров неоднородной ионосферы $\Delta N(\rho, h)$, рабочей частоты f_0 волны и угла ее падения φ_0, определяющего L_F. Используя представление принимаемого сигнала как результата интерференции этих подлучей, можно построить модели односкачкового ДКМ КС известными в СТС методами [3, 4, 10], но с учетом зависимости от трех исследуемых факторов.

Передаваемый ДКМ сигнал запишем в виде [10]

$$s_t(t) = \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\{\dot{S}_t(t)\exp(j\omega_0 t)\} =$$
$$= \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\left\{\sqrt{E_t}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\dot{S}_U(\Omega)\exp(j\Omega t)\frac{D\Omega}{2\pi}\exp(j\omega_0 t)\right\},$$

где

$$\dot{S}_t(t) = S_t(t)\exp[j\Phi_t(t)] =$$
$$= \sqrt{P_t(t)}\exp[j\Phi_t(t)] = E_t\dot{U}_t(t)$$

– комплексная огибающая передаваемого сигнала с амплитудой $S_t(t) = \sqrt{P_t(t)}$ и фазой $\Phi_t(t)$; E_t – его энергия; $\dot{U}_t(t)$ – нормированная комплексная огибающая со спектром $\dot{S}_U(\Omega)$.

Представим амплитудно-фазовый фронт пучка ДКМ волны на выходе слоя F множеством ($i = 1 \ldots m$) элементарных участков (ρ_i), имеющих согласно (12) и (13) в приближении ФЭ примерно одинаковые амплитуды $A(\rho_i, h_F, t) \approx [P_t(t)F_{\text{ос}}]^{1/2}$ и различные фазы $\varphi(\rho_i, h_F, \omega)$. Учитывая, что для описания принимаемого сигнала обычно оперируют с пространственным множителем $\exp[-j\varphi(\rho)]$, а не $\exp[j\varphi(\rho)]$, как для описания принимаемой волны, выражение для принимаемого ДКМ сигнала будет иметь вид

$$s_r(t) = \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\left\{\sqrt{E_t}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\dot{S}_U(\Omega)\dot{K}(\omega_0+\Omega)\times\right.$$
$$\left.\times\exp[j\Omega(t-\tau_{\text{ср}})]\frac{D\Omega}{2\pi}\exp[j\omega_0(t-\tau_{\text{ср}})]\right\}, \quad (16)$$

где

$$\dot{K}(\omega_0+\Omega) = \dot{K}(\omega) =$$
$$= \sum_{i=1}^{m}\sqrt{F_{\text{ос}}}\exp[-j(\omega_0+\Omega)\Delta\tau_{\text{г}}(\rho_i)] \quad (17)$$

– передаточная функция ДКМ КС по одному пучку подлучей; $\sqrt{F_{\text{ос}}}$ – аналог коэффициента передачи по каждому подлучу (который считается для всех подлучей примерно одинаковым); $\tau_{\text{ср}} = L/c + \bar{\tau}_{\text{г}}$ – аналог среднего времени задержки сигнала по всем подлучам; L/c – время прохождения реального пути L вдоль всей траектории ДКМ волны от передатчика к приемнику.

Входящая в (17) величина $\Delta\tau_{\text{г}}(\rho_i)$ является аналогом отклонения времени задержки различных подлучей относительно $\tau_{\text{ср}}$ и зависит согласно (15) от трех исследуемых факторов. В случае, когда для заданной ширины спектра $\Omega = \Delta\Omega_0 = 2\pi\Delta f_0$ будет выполняться условие $\Delta\tau_{\text{г}}(\rho_i) \ll 1/\Delta f_0$ отсутствия частотно-селективных замираний (ЧСЗ), ПФ (17) сводится к виду

$$\dot{K}(\omega) = \sum_{i=1}^{m}\sqrt{F_{\text{ос}}}\exp[-j\omega_0\Delta\tau_{\text{г}}(\rho_i)] = \dot{b}, \quad (18)$$

где $\dot{b}$ – передаточная функция (коэффициент передачи) ДКМ КС по одному пучку в условиях общих замираний (комплексная гауссовская случайная величина).

Статистические характеристики принимаемого сигнала (16), например, его средняя мощность $\overline{P_r(t)}$, описываются известными выражениями [4, 10]. При произвольных соотношениях между величиной $\Delta\tau_{\text{г}}(\rho_i)$ и значениями $1/\Delta f_0$ и $1/f_0$ выражения для $\overline{P_r(t)}$ и ее регулярной и флуктуационной составляющих можно записать в обобщенном виде как

$$\overline{P_r(t)} = \alpha_{\text{р}}^2 P_t(t') + 2\sigma_b^2\int\int\limits_{-\infty}^{\infty}\dot{S}_t(\Omega_1)\times$$
$$\times\overset{*}{S}_t(\Omega_2)K_{\text{н}}(\Delta\Omega)\exp(j\Delta\Omega t')\frac{d\Omega_1}{2\pi}\frac{d\Omega_2}{2\pi}, \quad (19)$$

где $t' = t - \tau_{\text{ср}}$; $\dot S_t(\Omega) = \sqrt{E_t}\dot S_U(\Omega)$ – спектр комплексной огибающей передаваемого сигнала $\dot S_t(t)$; $K_{\text{н}}(\Delta\Omega) = K(\Delta\Omega)/K(0) = K(\Delta\Omega)/(2\sigma_b^2)$ – нормированная двухчастотная корреляционная функция КС; $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ ОДНОСКАЧКОВОГО ДЕКАМЕТРОВОГО КАНАЛА СВЯЗИ

Полученные на базе комплексного применения модели ФЭ и многолучевых методов построения моделей КС выражения (18) и (17) для ПФ односкачковых ДКМ КС по одному пучку позволяют с помощью (15) лишь качественно объяснить зависимость искомых СХПФ ($\alpha_{\text{р}}^2$, $2\sigma_b^2$, $K(\Delta\Omega)$) от исследуемых факторов. Получение количественных оценок этой зависимости возможно на базе комплексного использования результатов построения моделей ДКМ КС (19) и радиофизического метода фазового экрана (МФЭ). Его основу составляет модель ФЭ, а суть заключается в расчете статистических характеристик волны за ФЭ, который полагается статистически однородным [7].

Специфика применения МФЭ для односкачковой ДКМ радиолинии состоит в потребности описания пространственных флуктуаций ЭК вдоль реального пути L_F (определяющих согласно (11) флуктуации фазового фронта выходной волны) как статистически однородного случайного поля с нулевым средним значением и стандартным СКО. Однако в соответствии с (2) величина СКО изменяется по высоте как $\sigma_{\Delta N}(h) = \beta\overline{N(h)}$. Тогда согласно (10) и (11) наибольший вклад в величину среднего запаздывания φ и флуктуаций $\Delta\varphi(\rho)$ фазового фронта выходной волны будет вносить область ионосферы вблизи высоты отражения $h = h_{\text{от}}$. Поэтому выражение (10) можно представить в виде

$$\bar\varphi = -80.8\pi\overline{N_T}/(cf_0) = -80.8\pi L_э\overline{N(h_{\text{от}})}/(cf_0),$$

где

$$\overline{N_T} = \int\limits_{L_F}\overline{N(h)}dl = L_F\overline{N(L_F)} = L_э\overline{N(h_{\text{от}})} \qquad (20)$$

– полное количество электронов (ПКЭ) в трубке сечением 1 м^2 вдоль пути L_F с неоднородной средней ЭК $\overline{N(h)}$; $\overline{N(L_F)}$ – усредненное вдоль пути L_F (т.е. однородное) значение средней ЭК в этой "трубке"; $L_э$ – эквивалентная протяженность трубки ($L_э < L_F$) с однородной средней ЭК, соответствующей высоте отражения $\overline{N(h_{\text{от}})} > \overline{N(L_F)}$.

Тогда выражение (11) можно представить как

$$\Delta\varphi(\rho) = -80.8\pi\Delta N_T(\rho)/(cf_0) = -80.8\pi\int\limits_{L_э}\Delta N(\rho, h_{\text{от}})dl/(cf_0), \qquad (21)$$

где $\Delta N_T(\rho)$ – флуктуации ПКЭ вдоль пути $L_э$ со статистически однородными пространственными флуктуациями ЭК, соответствующими высоте отражения $\Delta N(\rho, h_{\text{от}})$.

Для определения эквивалентного пути $L_э$ распространения ДКМ волны в слое F необходимо согласно (20) получить аналитические выражения для L_F и $\overline{N(L_F)}$ или связанного с ним однородного среднего коэффициента преломления $\overline{n(L_F)}$. С этой целью можно воспользоваться выражениями для фазового ($\bar L_{\text{ф}}$) и группового ($\bar L_{\text{г}}$) пути вдоль траектории протяженностью L_F в однородной среде

$$\bar L_{\text{ф}} = \int\limits_{L_F}\overline{n(h)}dl = L_F\overline{n(L_F)},$$

$$\bar L_{\text{г}} = \int\limits_{L_F}dl/\overline{n(h)} = L_F/\overline{n(L_F)}.$$

Отсюда имеем

$$L_F = \bar L_{\text{г}}\overline{n(L_F)}, \qquad [\overline{n(L_F)}]^2 = \bar L_{\text{ф}}/\bar L_{\text{г}}.$$

С учетом известных [2, 5] выражений для $\bar L_{\text{г}}$ и $\bar L_{\text{ф}}$ в приближении параболической модели распределения $\overline{N(h)}$ в слое F выражения для L_F и $\overline{n(L_F)}$ будут иметь вид

$$L_F = \left[Z_m\frac{a+h_0}{a}\frac{f_0}{f_{\text{кр}}}\ln\{1 - (f_0/f_{\text{кр}})^2(Z_m/a)\sin^2\varphi_0 + (f_0/f_{\text{кр}})\cos\varphi_0\}/\{1-(f_0/f_{\text{кр}})^2(Z_m/a)\times\sin^2\varphi_0 - (f_0/f_{\text{кр}})\cos\varphi_0\}\right]\overline{n(L_F)}, \qquad (22)$$

$$\overline{n(L_F)} = \left[1 - \frac{\cos^2\varphi_0}{2}\left(\frac{f_{\text{кр}}^2}{f_0^2\cos^2\varphi_0} - \frac{2Z_m}{\bar L_{\text{г}}\cos\varphi_0} + 1\right)\right]^{1/2}, \qquad (23)$$

где Z_m – полутолщина слоя F; a – радиус Земли; h_0 – высота нижней границы слоя F.

Учитывая, что квадрат неоднородного среднего коэффициента преломления ионосферы определяется согласно (5) и (6) как

$$[\overline{n(h)}]^2 = 1 - \overline{N(h)}/[\overline{N(h_{\text{от}})}K_s^2\sec^2\varphi_0],$$

то, выразив отсюда $\overline{N(h)}$ и подставив его в (20), можно получить окончательное выражение для $L_э$ в виде

$$L_э = \overline{N_T}/\overline{N(h_{от})} = L_F\{1 - [\overline{n(L_F)}]^2\} K_s^2 \sec^2\varphi_0, \quad (24)$$

где L_F и $\overline{n(L_F)}$ определяются согласно (22) и (23).

Тогда выражение для дисперсии (σ_φ^2) флуктуаций фазового фронта ДКМ волны на выходе слоя F (21) при степенном характере пространственного спектра неоднородностей ЭК $\Delta N(\rho, h_{от})$ будет иметь вид

$$\sigma_\varphi^2 \approx 2(80.8\pi/c)^2 r_0 L_э [\beta\overline{N(h_{от})}/f_0]^2 \quad (\text{рад}^2), \quad (25)$$

где r_0 – наибольший размер ионосферных неоднородностей.

Согласно (21 - 25) величина σ_φ^2 зависит от трех исследуемых факторов: параметров неоднородной ионосферы ($\sigma_{\Delta N}(h_{от}) = \beta\overline{N(h_{от})}$, r_0, Z_m, h_0, $\overline{N(h_m)}$), выбора рабочей частоты (f_0) волны и угла ее падения (φ_0) на ионосферу, связанного с f_0 и $L_э$ соотношениями (6) и (24).

Средняя интенсивность $\overline{I(t)}$ поля ДКМ волны за ФЭ в точке приема определяется величиной σ_φ^2 (25). Полученные с помощью МФЭ [7, 8] выражения для расчета $\overline{I(t)}$ и ее регулярной и флуктуационной составляющих можно записать в обобщенном виде [9] как

$$\overline{I(t)} = F_{ос}\exp(-\sigma_\varphi^2)P_t(t') + F_{ос}\int\int_{-\infty}^{\infty}\dot{V}_p(\Omega_1)\overset{*}{\dot{V}}_t(\Omega_2) \times$$
$$\times \{\exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_к)^2] - \exp(-\sigma_\varphi^2)\} \times$$
$$\times \exp(-j\Delta\Omega t')d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (26)$$

где $\dot{V}_t(\Omega)$ – спектр комплексной огибающей излучаемой волны;

$$\Delta\Omega_к = 2\omega_0/\left[\sigma_\varphi(2+d^2)^{1/2}\right] = 2/\left[\sigma_\tau(2+d^2)^{1/2}\right] \quad (27)$$

– полоса когерентности ионосферы; $\sigma_\tau = \sigma_\varphi/\omega_0$ – СКО группового времени запаздывания выходной волны (15) слоя F; $d^2 \approx (L_1^2/2k_0^2)[1/(8r_0^2r_m^2)]$ – коэффициент, характеризующий нарастание дифракционных эффектов во фронте волны по мере ее удаления L_1 от ФЭ к точке приема; r_m – наименьший размер ионосферных неоднородностей.

Тождественность выражений (19) и (26) позволяет установить искомые зависимости СХПФ односкачковых ДКМ КС по одному пучку подлучей от трех исследуемых факторов через величину σ_φ^2 (25) в виде:

$$K(\Delta\Omega) = K(0)K_н(\Delta\Omega) = 2\sigma_b^2 K_н(\Delta\Omega) =$$
$$= F_{ос}\{\exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_к)^2] - \exp(-\sigma_\varphi^2)\} \approx \quad (28)$$
$$\approx F_{ос}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)]\exp[-(\Delta\Omega/\Delta\Omega_к)^2];$$

$$2\sigma_b^2 = F_{ос}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)]; \quad (29)$$

$$\alpha_p^2 = F_{ос}\exp(-\sigma_\varphi^2), \quad (30)$$

где $\Delta\Omega_к$ определяется величиной σ_φ согласно (27).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные зависимости (28 - 30) позволяют количественно оценить влияние степени возмущения ионосферы, определяемой величиной $\sigma_{\Delta N}(h_{от}) = \beta\overline{N(h_{от})}$, на указанные СХПФ ($\alpha_p^2$, $2\sigma_b^2$, $K(\Delta\Omega)$) при заданных значениях рабочей частоты ($\omega_0 = 2\pi f_0$) и ширины спектра ($\Delta\Omega = \Delta\Omega_0 = 2\pi\Delta f_0$) излучаемой волны и угла ее падения (φ_0) на ионосферу.

Если степень возмущения ионосферы настолько высока, что выполняется соотношение $\sigma_\varphi \geq 2\omega_0/[\Delta\Omega_0(2 + d^2)^{1/2}]$, или соответствующее ему $\Delta\Omega_0 \geq \Delta\Omega_к$, то СХПФ принимают значения, характерные для модели КС с ЧСЗ: $\alpha_p^2 = 0$; $2\sigma_b^2 = F_{ос}$; $K_н(\Delta\Omega) < 1$. При нормальном состоянии ионосферы, когда $\sigma_\varphi \ll 2\omega_0/[\Delta\Omega_0(2 + d^2)^{1/2}]$, значение $K_н(\Delta\Omega) = 1$, что характерно для модели КС с общими замираниями. Если наряду с последним соотношением выполняется условие $\sigma_\varphi \ll 1$, то величина α_p^2 возрастет, а $2\sigma_b^2$ пропорционально уменьшится. Сумма же их, определяющая среднестатистическое значение ПФ (18) ДКМ КС по мощности, останется неизменной и соответствующей $F_{ос}$

$$\overline{|\dot{b}|^2} = \alpha_p^2 + 2\sigma_b^2 = F_{ос}\exp(-\sigma_\varphi^2) + F_{ос}[1 - \exp(-\sigma_\varphi^2)] = F_{ос}. \quad (31)$$

При этом отметить, что условие $\sigma_\varphi \ll 1$ можно записать в виде $\sigma_\tau \ll 1/\omega_0$, согласующимся с известным условием возникновения райсовских замираний $\Delta\tau_i \ll 1/f_0$. Очевидно, что при $\sigma_\varphi \gg 1$ величина $\alpha_p^2 = 0$ и $\overline{|\dot{b}|^2} = 2\sigma_b^2 = F_{ос}$, что характерно для модели ДКМ КС с релеевскими замираниями.

Результаты установленных зависимостей (29) и (30) позволяют также объяснить и оценить возрастание рассеянной (т.е. флуктуационной) составляющей поля ДКМ волны при ее односкачковом распространении по мере приближения рабочей (f_0) частоты к максимально применимой (f_m) при неизменном состоянии ионосферы (т.е. при $\sigma_{\Delta N}(h_{\text{от}}) = \beta\overline{N(h_{\text{от}})} = \text{const}$).

Согласно (6) для отражения ДКМ волны от слоя с произвольной средней ЭК $\overline{N(h_{\text{от}})}$ или максимальной $\overline{N(h_m)}$ ее частота должна иметь значения соответственно

$$f_0 = [80.8\overline{N(h_{\text{от}})}]^{1/2} M,$$

$$f_m = f_0/K_0 = [80.8\overline{N(h_m)}]^{1/2} M.$$

При подстановке данного значения f_0 в (25) получим

$$\sigma_\varphi^2 \approx 2(\pi/c)^2 r_0 L_э \beta^2 80.8\overline{N(h_{\text{от}})}/M^2.$$

Очевидно, что при использовании f_m будем иметь

$$\sigma_\varphi^2 \approx 2(\pi/c)^2 r_0 L_э \beta^2 80.8\overline{N(h_m)}/M^2.$$

Поскольку $\overline{N(h_{\text{от}})} = K_0^2\overline{N(h_m)}$, то приближение f_0 к f_m сопровождается увеличением значения σ_φ^2 в $1/K_0^2$ раз. Тогда согласно (31) мощность флуктуационной составляющей $(2\sigma_b^2)$ ПФ по одному пучку ДКМ КС будет возрастать, а регулярной $(\alpha_{\text{р}}^2)$ – пропорционально уменьшаться.

ВЫВОД

Разработанный метод комплексного использования результатов теории (модели и метода) фазового экрана и многолучевого построения моделей КС с замираниями позволяет установить аналитические зависимости (28 - 30) статистических характеристик передаточной функции односкачкового ДКМ КС по одному пучку подлучей от физических параметров неоднородной ионосферы, рабочей частоты волны и угла ее падения на ионосферу через величину дисперсии флуктуаций фронта выходной волны (25).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Долуханов М.П.* Распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1972.
2. *Калинин А.И., Черенкова Е.Л.* Распространение радиоволн и работа радиолиний. М.: Связь, 1971.
3. *Кловский Д.Д.* Теория передачи сигналов. М.: Связь, 1973.
4. *Кириллов Н.Е.* Помехоустойчивая передача сообщений по линейным каналам со случайно изменяющимися параметрами. М.: Связь, 1971.
5. *Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И.* Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969.
6. *Брадис В.М.* Четырехзначные математические таблицы. М.: Учпедгиз, 1962.
7. *Е Гундзе, Лю Чжаохань* // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 4. С. 5.
8. *Нерр Д.Л.* // ТИИЭР. 1983. Т. 71. № 6. С. 40.
9. *Пашинцев В.П., Сапожников А.Д., Вититлов Л.Л.* // Радиотехника. 1991. № 11. С. 80.
10. *Ван Трис Г.* Теория обнаружения, оценок и модуляции. Т. 3. М.: Сов. радио, 1977.