

УДК 621.371.25

О ВЛИЯНИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

В. А. Алимов

Проведен теоретический анализ основных характеристик КВ сигналов, прошедших область искусственных ионосферных возмущений (ИИВ), для моделей этой области в форме изолированной регулярной крупномасштабной неоднородности электронной концентрации и изолированной турбулентной области ионосферы. Сравнение результатов с данными соответствующих экспериментальных исследований свидетельствуют в пользу представлений о крупномасштабной области ИИВ как об изолированной турбулентной области ионосферы. Показано, что изолированная турбулентная область ИИВ практически не должна оказывать сколь-нибудь существенного влияния на распространение коротких радиоволн.

В работе [1] была предложена модель крупномасштабной области искусственных ионосферных возмущений (ИИВ), создаваемой при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением, в форме изолированной регулярной неоднородности электронной концентрации. Эта модель в дальнейшем была положена в основу целого цикла исследований условий распространения коротких радиоволн через области возмущений (ОВ) (см. [2] и цитированную там литературу). Вместе с тем результаты многочисленных экспериментов по диагностике области ИИВ указывают на существование развитой мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентности верхней ионосферы во время нагрева ионосферы мощным КВ радиоизлучением [3]. Поэтому при расчетах характеристик коротких радиоволн, прошедших область ИИВ, вообще говоря, целесообразно исходить не из модели изолированной регулярной крупномасштабной неоднородности электронной концентрации в ионосфере, а из более реальной модели изолированной турбулентной области ионосферы.

Ниже мы проведем расчеты и сравнительный анализ основных характеристик коротковолнового излучения, прошедшего область ИИВ, для указанных выше двух моделей ОВ.

Вначале оценим влияние изолированной регулярной крупномасштабной неоднородности электронной концентрации ионосферы на статистические характеристики флуктуирующего КВ излучения. Для простоты и большей наглядности результатов будем рассматривать следующую двумерную задачу. Пусть на область ИИВ, расположенную вдоль оси x на расстоянии z_1 от источника, падает флуктуирующее излучение $E_0(x, t)$. Учтем, что область возмущений будет вносить лишь некоторое регулярное изменение фазы $\varphi_0(x, t)$ в проходящее излучение*. Тогда поле КВ сигнала в точке приема, удаленной на расстояние z_2 от области ИИВ, можно записать в следующем виде [4] (см. рис. 1)**:

* Влиянием слабой мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности будем пренебрегать.

** Функция $E(x_0, z, t)$ нормирована на невозмущенное поле.

$$E(x_0, z, t) = \left(\frac{ik}{2\pi z}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, t) \exp\{i\varphi_0(x, t)\} \exp\left\{-\frac{ik}{2z}(x-x_0)^2\right\} dx, \quad (1)$$

где $z = z_1 z_2 / (z_1 + z_2)$ — приведенная длина радиотрассы, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (λ — длина волны), x_0 — смещение точки наблюдения по оси x (в дальнейшем положим $x_0 \equiv 0$).

Пусть функция корреляции падающего излучения равна

$$\begin{aligned} \Gamma_{E_0}(x_2 - x_1, t_2 - t_1) &= \overline{E_0(x_1, t_1) E_0^*(x_2, t_2)} = \\ &= \exp\{-[(x_2 - x_1) + v_H(t_2 - t_1)]^2 / l_E^2\}. \end{aligned} \quad (2)$$

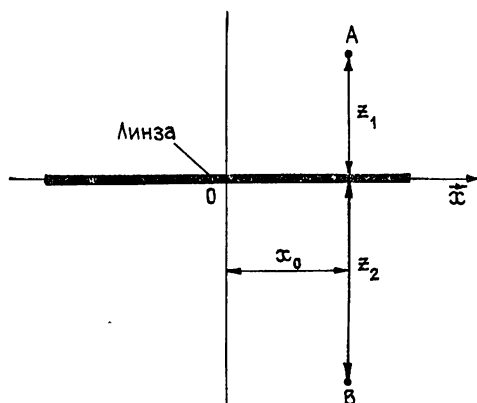


Рис. 1

Здесь v_H — скорость дрейфа дифракционной картины падающего излучения вдоль оси x , l_E — характерный пространственный масштаб неоднородности флуктуирующего излучения.

Тогда для корреляционной функции флуктуаций поля принимаемого излучения имеем (при условии $a \gg l_E$, a — характерный пространственный масштаб крупномасштабной искусственной ионосферной неоднородности — масштаб функции $\varphi_0(x, t)$):

$$\begin{aligned} \Gamma_E(\tau) &\simeq (\sqrt{\pi} l_E / \lambda z) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-[x - \varphi'_{0x}(x, t)z/k]^2 l_E^2 k^2 / 4z^2\} \times \\ &\times \exp\{i[kv_H \tau x/z + (v_0 - v_H)\tau \varphi'_{0x}(x, t)]\} dx, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\tau = t_2 - t_1$, $\varphi'_{0x}(x, t)$ — производная по координате x от функции $\varphi_0(x, t)$, v_0 — скорость дрейфа крупномасштабной области ИИВ вдоль оси x .

Далее будем аппроксимировать функцию $\varphi_0(x, t)$ гауссовой кривой соответственно:

$$\varphi'_{0x}(x, t) = -(2\varphi_0 x / a^2) \exp[-(x/a)^2]. \quad (4)$$

Рассмотрим два предельных случая: во-первых, когда ширина углового спектра падающего излучения $\theta_s \simeq 4/kl_E$ много меньше ширины углового раствора, под которым видна основная часть крупномасштабной области ИИВ из точки наблюдения, $\theta_0 \simeq 2a/z - \theta_s \ll \theta_0$, и, во-вторых, противоположный случай — $\theta_0 \ll \theta_s$.

В первом случае ($\theta_s \ll \theta_0$) из соотношений (3), (4) после соответствующих вычислений получаем

$$\Gamma_E(\tau) \simeq \left|1 + \frac{2z\varphi_0}{ka^2}\right|^{-1} \exp\left\{-\left(\frac{v_H \tau}{l_E}\right)^2 \frac{[1 - (2z\varphi_0/ka^2)(v_0 - v_H)/v_H]^2}{[1 + 2z\varphi_0/ka^2]^2}\right\}, \quad (5)$$

если точка наблюдения достаточно удалена от «фокуса» крупномасштабной области ИИВ ($|1 + 2z\varphi_0/ka^2| / |2z\varphi_0/ka^2|^{1/3} > (\theta_s/\theta_0)^{2/3}$). Используя [5], находим *

$$\Gamma_E(\tau) \simeq (kl_E a / 2z)^{2/3} \Phi(1/6; 1/2; -(v_H \tau / l_E)^2) \simeq$$

* Последнее выражение в формуле (6) справедливо при $v_H \tau / l_E \ll 1$.

$$\simeq (1/3) (kl_E a/2z)^{2/3} \{2 + \exp[-(v_{HT}/l_E)^2]\},$$

если точка наблюдения расположена вблизи «фокуса» крупномасштабной «линзовой» ОБ ($|1 + 2z\varphi_0/ka^2|/|2z\varphi_0/ka^2|^{1/3} < (\theta_s/\theta_0)^{2/3}$), $v_0 = 0$, $\Phi(\alpha, \beta, \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [5].

В другом предельном случае ($\theta_s \gg \theta_0$) из соотношений (3), (4) после несложных вычислений находим (при условии $|z/z_\Phi| \ll 1$, ср. [4]):

$$\Gamma_E(\tau) \simeq \exp[-(v_{HT}/l_E)^2]. \quad (7)$$

Но, если $\theta_s \gg \theta_0$, а $|z/z_\Phi| \gg 1$, так что выполняется неравенство $\theta_s \ll \theta'_0 = 2a_{\text{эфф}}/z$ ($a_{\text{эфф}} = a\sqrt{|z/z_\Phi|}$ — эффективный размер сильной короткофокусной «линзы»), функция корреляции флуктуаций поля принимаемого излучения, как легко показать, определяется соотношением (5). При $\theta_s \gg \theta'_0$ вновь справедливо соотношение (7).

Таким образом, в том случае, когда на принимаемое излучение может оказать существенное влияние регулярная крупномасштабная ОБ ($\theta_s \ll \theta_0$), изменение корреляционных свойств принимаемого сигнала происходит лишь в точке наблюдения, расположенной вблизи «фокуса» этой ОБ (ср. (5), (6)). При этом увеличение радиуса временной корреляции флуктуаций принимаемого излучения, равно как и конечная величина интенсивности его (см. (6)) связаны с дифракционными эффектами флуктуирующего излучения в фокальной плоскости крупномасштабной «линзовой» неоднородности. Заметим, что отмеченные изменения параметров принимаемого КВ излучения имеют некоторые отличия от соответствующих изменений статистических характеристик флуктуирующего излучения в случае дифракции его на ограниченной апертуре приемной антенны (линзе) (ср. [6]).

Следует иметь в виду, что указанные выше неравенства ($|1 + 2z\varphi_0/ka^2|/|2z\varphi_0/ka^2|^{1/3} < (\theta_s/\theta_0)^{2/3} \ll 1$) могут быть выполнены на реальных КВ радиотрассах, проходящих через области ИИВ, создаваемые современными нагревными стендами. Так, например, для стенда «Сура» (относительные изменения электронной концентрации ионосферы $\Delta N/N \simeq 0,2$ [2], характерный масштаб ОБ $a \simeq 30$ км [2]) фокальное расстояние области ИИВ $|z_\Phi| \simeq |ka^2/2\varphi_0| \simeq 750$ км ($\varphi_0 \simeq -ka(f_{\text{кр}}/f)^2 \Delta N/N$, квадрат отношения критической частоты F-слоя ионосферы и частоты излучения $(f_{\text{кр}}/f)^2 \simeq 0,1$). При этом ($z \simeq z_\Phi$) отношение $\theta_s/\theta_0 \simeq 0,1-0,3$ ($l_E \simeq 0,3-1,0$ км [2]), так что вблизи «фокуса» регулярной крупномасштабной ОБ, создаваемой нагревным стендом «Сура», вообще говоря, возможно заметное увеличение интенсивности и радиуса временной корреляции флуктуаций принимаемого КВ излучения, проходящего через область ИИВ*.

Заметные изменения интенсивности и радиуса временной корреляции принимаемого излучения могут происходить за счет дифракции флуктуирующего излучения на перемещающихся возмущениях ионосферы искусственного происхождения (ИПВ) [7]. При этом для оценки этих изменений можно воспользоваться соотношением (5). Учтем, что для ИПВ набег фазы волны изменяется периодически с частотой Ω ($\Omega = 10^{-2}$ рад/с [7]), $\varphi_0(t) \simeq -\varphi_0 \sin \Omega t$, характерный масштаб ИПВ составляет $a \simeq 100-300$ км [7], относительные вариации электронной концентрации в ИПВ $\Delta N/N \simeq 2 \cdot (10^{-1}-10^{-2})$ [7], скорость дрейфа $v_0 \simeq 100-300$ м/с [7], область, занимаемая ИПВ по высоте ионосферы, составляет $10-20$ км [7]. Подставляя эти параметры в (7), предварительно оценив величину φ_0 , получаем, что для КВ трассы,

* В экспериментах [2] указанные выше неравенства не выполнялись, и наблюдаемые явления увеличения радиуса временной корреляции флуктуаций принимаемого излучения, а также уменьшения индекса флуктуаций его при нагреве ионосферы не могут быть связаны с крупномасштабной областью ИИВ. Как несложно показать, эти явления в экспериментах [2] были следствием влияния развитой мелкомасштабной ИИТ на распространение проходящего КВ излучения.

протяженностью $z_1 + z_2 \approx 3000$ км и проходящей через область ИИВ ($z_1 \approx z_2 \approx 1500$ км), в точке приема могут наблюдаться квазирегулярные колебания интенсивности ($I_{\max}/I_{\min} \approx 5$) и радиуса временной корреляции быстрых флуктуаций ($\tau_{\max}/\tau_{\min} \approx 3$) КВ сигнала.

К сожалению, последнее утверждение носит скорее гипотетический характер, поскольку до настоящего времени вопрос о существовании ИПВ, возникающих при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением, остается открытым.

Вместе с тем и вопрос о существенном влиянии области ИИВ на характеристики КВ сигналов при приеме их вблизи «фокуса» этой ОВ также является дискуссионным, поскольку, как уже отмечалось выше, более реальной моделью области ИИВ является модель изолированной турбулентной области ионосферы. В связи с этим мы сейчас проведем расчеты и сравнительный анализ пространственного распределения интенсивности КВ сигналов, прошедших область ИИВ, для регулярной и турбулентной моделей этой ОВ.

Будем рассматривать следующую двумерную задачу. Пусть на область ИИВ, расположенную вдоль оси x на расстоянии z_1 от источника, падает регулярное излучение единичной интенсивности. Вначале будем считать, что ОВ вносит лишь некоторое регулярное изменение фазы $\varphi_0(x)$ в проходящее излучение. Тогда поле КВ сигнала в точке приема, удаленной на расстояние z_2 от области ИИВ, можно определить по формуле (1) (при $E_0(x, t) \equiv 1$). Функцию $\varphi_0(x)$ аппроксимируем гауссовой функцией с характерным размером $a - \varphi_0(x) = \varphi_0 \exp[-(x/a)^2]$ (см. (2)). Несложные преобразования соотношения (1) с учетом (2) (при $E_0(x, t) \equiv 1$) в случае, когда точка наблюдения расположена вблизи «линзовой» ОВ ($|z/z_\phi| \ll 1$), приводят к следующему выражению для интенсивности $I = EE^*$ принимаемого сигнала (ср. [8]):

$$I(x_0, z) \approx [1 - |z/z_\phi| \exp(-x_0^2/a^2) (1 - 2x_0^2/a^2)]^{-1}. \quad (8)$$

Из соотношения (8) следует, что при расположении точки приема на оси крупномасштабной ОВ ($x_0 = 0$) интенсивность сигнала может немного увеличиваться ($I \gtrsim 1$), затем при $x_0 \approx a$ может стать несколько меньше единицы, но быстро стремится к своему исходному значению по мере удаления точки наблюдения от оси (при $x_0 \approx 2a$ $I \approx 1$).

Когда точка наблюдения расположена в «фокальной» плоскости области ИИВ ($|z/z_\phi| \approx 1$), используя различные приближенные методы вычислений по формуле (1), в том числе известный метод стационарной фазы [9], можно получить выражения для функции $I(x_0, z)$ в разных областях определения параметра x_0 :

$$I(x_0, z) = \begin{cases} \sqrt{2\varphi_0} & \text{при } x_0 = 0 \\ [1 - (1 - 2x_s^2) \exp(-x_s^2)]^{-1} & \text{при } |x_0/a| \gtrsim 0,3 \end{cases}. \quad (9)$$

Здесь x_s — решение уравнения $x(1 - \exp(-x^2)) = x_0/a$. При $|x_0/a| \gtrsim 1$ $x_s \approx x_0/a$ (ср. (8)).

Для типичных условий на односкачковых КВ радиотрассах с областями ИИВ, создаваемыми современными нагревными стендами ($\lambda = 2 \cdot 10^{-2}$ км, $(f_{\text{кр}}/f)^2 \approx 10^{-1}$, $\Delta N/N \approx 0,05 - 0,2$, $a \approx 30$ км [2]), параметр $\varphi_0 \approx (0,5 - 2,0) \cdot 10^2$ и непосредственно в «фокусе» линзовой неоднородности должно наблюдаться сильное ($\gtrsim 10$ дБ) увеличение интенсивности регулярного КВ сигнала. А для трасс, проходящих через «край» ОВ, в свою очередь, должно регистрироваться ослабление уровней принимаемого сигнала (при $x_0 \approx a$ $I \approx 0,7$). В то же время многочисленные экспериментальные исследования условий распространения КВ сигналов через области ИИВ, создаваемые при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением, зарегистрировали лишь слабые (в пределах 3 дБ) изменения уровней принимаемых КВ сигналов во время работы нагревных стендов [2].

Проведем теперь соответствующие расчеты пространственного распределения интенсивности КВ сигналов, прошедших область ИИВ, исходя из модели ОВ в форме изолированной турбулентной области ионосферы. Учтем, что наряду с регулярным изменением фазы $\varphi_0(x)$ в проходящее излучение вносятся и случайные вариации $s(x)$, обусловленные крупномасштабными неоднородностями электронной концентрации области ИИВ. Для простоты и большей наглядности результатов будем считать случайные изменения $s(x)$ нормальными, с гауссовой функцией корреляции $\overline{s(x_1)s(x_2)} = \overline{s^2} \exp[-(x_2 - x_1)^2/l^2]$. Средний квадрат флуктуаций фазы волны в нашем случае приближенно равен $\sqrt{\overline{s^2}} \simeq k\sqrt{al} (f_{кр}/f)^2 \sqrt{(\overline{\Delta N/N})^2}$, где $\sqrt{(\overline{\Delta N/N})^2}$ — относительные изменения электронной концентрации в крупномасштабных неоднородностях области ИИВ с характерным размером l .

Используя соотношение (1) с учетом сделанных выше замечаний, для средней интенсивности принимаемого излучения после несложных вычислений имеем (ср. (3))

$$\bar{I}(x_0, z) \simeq \frac{\sqrt{\pi} l_1}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{k^2 l_1^2}{4z^2} \left[x - x_0 - \frac{z}{k} \varphi'_0(x)\right]^2\right\} dx, \quad (10)$$

где $l_1 = l/\sqrt{\overline{s^2}}$ *.

Далее рассмотрим случай, когда ширина углового спектра дифрагированного излучения $\theta_s \simeq 4/kl_1$ меньше ширины углового раствора, под которым видна основная часть крупномасштабной области ИИВ из точки наблюдения, $\theta_0 \simeq 2a/z$. При этом если точка наблюдения расположена вблизи «линзовой» ОВ ($|z/z_\phi| \ll 1$), то элементарные преобразования соотношения (10) приводят к выражению, практически идентичному соотношению (8). Следовательно, сильные фазовые флуктуации, вызываемые крупномасштабными хаотическими неоднородностями области ИИВ, фактически не сказываются на поведении средней интенсивности принимаемого КВ излучения в «ближней» зоне этой ОВ.

Если точка наблюдения расположена в «фокальной» плоскости области ИИВ ($|z/z_\phi| \simeq 1$), из (10) можно по аналогии с выводом соотношений (9) получить выражения для функции $\bar{I}(x_0, z)$ в разных областях определения параметра x_0 (см. (9)):

$$\bar{I}(x_0, z) \simeq \begin{cases} (l_1 \varphi_0/a)^{2/3} & \text{при } x_0=0 \\ [1 - (1 - 2x_s^2) \exp(-x_s^2)]^{-1} & \text{при } |x_0/a| \gtrsim 0,3 \end{cases} \quad (11)$$

Таким образом, флуктуации излучения, вызываемые крупномасштабными хаотическими неоднородностями ОВ, практически не оказывая влияния на слабые пространственные изменения средней интенсивности принимаемых сигналов в «фокальной» плоскости области ИИВ, могут существенно уменьшить уровень средней интенсивности сигналов в «фокусе» ОВ (ср. (9) и (11) при $x_0=0$).

Здесь следует заметить, что согласно [3, 10] величина относительных флуктуаций электронной концентрации в крупномасштабных неоднородностях области ИИВ ($l \gtrsim 3$ км) в среднем следует зависимости $\sqrt{(\overline{\Delta N/N})^2} \sim \sqrt[p]{l}$ ($p \simeq 2$). Используя это обстоятельство, а также указанные выше соотношения для величин φ_0 и $\sqrt{\overline{s^2}}$, из формулы (11) имеем (при $p=2$) $\bar{I}(0, z) \simeq 1$. При больших значениях параметра p ($p >$

* При выводе соотношения (10) учтено, что величина $\overline{s^2} \gg 1$ (рассматриваются только возмущения, вносимые крупномасштабными, с размерами $l \gtrsim 3$ км, неоднородностями области ИИВ), выполнено неравенство $a \gg l_1$. Кроме того, как показывают соответствующие расчеты, приведенные ниже результаты практически не изменяются, если в (10) учесть возможную слабую пространственную зависимость параметра $s^2(x)$ в области ИИВ.

$> 2)$ это равенство будет выполняться с еще большей точностью во всей «фокальной» плоскости области ИИВ, поскольку при этом уже становится справедливым неравенство $\theta_s > \theta_0$ и вместо соотношений (11) следует пользоваться соотношением (7).

Таким образом, крупномасштабная изолированная турбулентная область ионосферы, создаваемая при нагреве ее мощным КВ радиоизлучением, в целом не должна оказывать сколь-нибудь существенного влияния на распространение коротких радиоволн*. Этот вывод находится в хорошем соответствии с результатами большого цикла экспериментальных исследований условий распространения коротких радиоволн через области ИИВ [2].

Итак, проведенные выше расчеты и сравнительный анализ основных характеристик КВ сигналов, прошедших область ИИВ, свидетельствуют в пользу представлений о крупномасштабной области ИИВ как об изолированной турбулентной области ионосферы. Эта модель адекватна как результатам прямых экспериментов по диагностике области ИИВ [3, 10], так и результатам экспериментальных исследований условий распространения КВ сигналов через ОВ, создаваемые при нагреве ионосферы мощным КВ радиоизлучением (см. [2] и цитированную там литературу).

В заключение заметим, что согласно [3, 10] крупномасштабная область ИИВ может, вообще говоря, быть турбулентной областью с внешним масштабом турбулентности порядка характерного размера диаграммы направленности нагревного стенда. Причем по своим основным параметрам ИИТ может не отличаться от ионосферной турбулентности естественного происхождения за исключением повышенного уровня флуктуаций электронной концентрации в этой ИИТ [3, 10]. В этом случае крупномасштабная область ИИВ вносит в проходящее КВ излучение только случайные вариации фазы $s(x)$, описываемые некоторой структурной функцией $[s(x_2) - s(x_1)]^2 = D'_s(u, x) = D_s(u) [1 + K(\bar{x})]$. Здесь $D_s(u)$ — структурная функция флуктуаций фазы волны при распространении ее в ионосфере в естественных условиях, $K(\bar{x})$ — коэффициент усиления фазовых флуктуаций проходящего КВ излучения в ОВ (например, $K(\bar{x}) = K \exp[-2(\bar{x}/a)^2]$, см. (4)), $u = x_2 - x_1$, $2\bar{x} = x_1 + x_2$. При этом для средней интенсивности принимаемого излучения, используя (1), имеем

$$\bar{I}(x_0, z) \simeq (\lambda z)^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} dud\bar{x} \exp[-D'_s(u, \bar{x})] \exp[-ik(\bar{x} - x_0)u/z]. \quad (12)$$

Вычисление этого интеграла возможно с применением асимптотических методов [9] при практически всегда выполненном условии больших фазовых флуктуаций, вызываемых крупномасштабными неоднородностями ионосферы ($D'_s(\infty, \bar{x}) \gg 1$), в проходящем КВ излучении. В результате соответствующих преобразований (12) получаем $\bar{I}(x_0, z) \simeq 1$. Таким образом, развитая турбулентная область ИИВ вообще не изменяет энергетические характеристики проходящего КВ излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блюх П. В., Брюховецкий А. С. // Геомагнетизм и аэрномия. 1969. Т. 9. С. 545.
2. Бахметьева Н. В., Игнатьев Ю. А. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26. С. 917.

* В ионосфере, возмущенной радиоволнами нагревных КВ стендов, значение параметра p может, очевидно, варьироваться, так что вблизи «фокуса» области ИИВ иногда возможно некоторое заметное повышение интенсивности принимаемых КВ сигналов, прошедших эту ОВ. Например, при $p = 1 - \bar{I}(0, z) \simeq (a/l)^{1/3}$ и полагая несколько условно [9] $l/a \simeq 0,1$, имеем $\bar{I}(0, z) \simeq 2$.

3. Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 208.
4. Денисов Н. Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. С. 675.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматгиз, 1962
6. Денисов Н. Г., Рыжов Ю. А. // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9. С. 73.
7. Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 12. С. 1801.
8. Бенедиктов Е. А., Игнатъев Ю. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23 № 4. С. 502.
9. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978. Т. 1.
10. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979.

Научно-исследовательский радиофизический
институт

Поступила в редакцию
22 сентября 1987 г.

THE EFFECT OF LARGE-SCALE ARTIFICIAL IONOSPHERIC DISTURBANCES ON PROPAGATION OF SHORT RADIO WAVES

V. A. Alimov

Calculations and a comparative analysis have been carried out for the basic characteristics of SW signals passing the region of artificial ionospheric disturbances (AID) for the model of this region in the form of an isolated regular large-scale irregularity of the electron density and an isolated turbulent region of the ionosphere. The theoretical analysis and the comparison of the results with the results of the corresponding experimental investigations testify in favour of assumptions on the large-scale region of (AID) as an isolated turbulent region of the ionosphere. It is shown that the isolated turbulent region of (AID) cannot practically essentially affect on the propagation of short radio waves.
