

УДК 621.371.25

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРНОМ ВОЛНОВОМ КАНАЛЕ

Л. М. Ерухимов, С. Н. Матюгин, В. П. Урядов

Рассмотрены различные аспекты задачи о влиянии рассеяния и регулярной рефракции на захват радиоволн в ионосферные волновые каналы (ИВК). Обсуждается роль неоднородностей полярной и субполярной ионосферы на прохождении сигналов обратного эхо на различных трассах. Оцениваются потери энергии за счет рассеяния при распространении в ИВК.

В последние годы вновь начинает уделяться большое внимание вопросам волноводного ионосферного распространения радиоволн [1-4]. И если экспериментальные указания на возможность такого распространения были получены около сорока [5], а основные теоретические расчеты выполнены около тридцати лет тому назад [6, 7], то в настоящее время речь идет о более точном учете различных факторов, радикально влияющих как на возбуждение ионосферных волновых каналов, так и на характер распространения радиоволн в самих каналах. Возросшая актуальность этой задачи связана прежде всего с более полными сведениями о структуре ионосферы, которыми мы сейчас располагаем. В настоящей заметке мы коснемся одного из важных, на наш взгляд вопросов канального распространения радиоволн—вопроса о роли рассеяния радиоволн на ионосферных неоднородностях в таком распространении. Этот вопрос уже поднимался в литературе (см., например, [8]), и цель данной работы состоит в более полном его освещении, в оценке ожидаемых величин эффектов рассеяния и в экспериментальной их проверке, что позволило бы приблизиться к решению одного из аспектов задачи о распространении радиоволн в ионосферном волновом канале (ИВК).

Рассеяние на ионосферных неоднородностях сказывается как на эффективности захвата и выхода волн из канала, так и на ослаблении их интенсивности, связанном с выходом («выплескиванием») волн на пути распространения. Какова эффективность этих процессов?

Начнем с захвата волны в ИВК. Как известно, в случае сферически-симметричной ионосферы волна, излученная с Земли, не может непосредственно быть захваченной в ИВК, поскольку угол α между волновым вектором и горизонталью в точке вхождения луча в ионосферу на высоте z канала превышает критический угол β_c , необходимый для захвата. В условиях ионосферы источником «дворота» волны до нужного угла являются рефракция из-за регулярного горизонтального градиента N_e и рассеяние радиоволн на неоднородностях ионосферы, где, наряду с изотропным, заметную роль может играть и анизотропное рассеяние на неоднородностях, вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля. Влияние анизотропии рассеяния на захват (вывод энергии) радиоволн в ИВК легко оценить из формулы для поперечника рассеяния ε , полученной для гауссовых неоднородностей:

$$\sigma = \frac{k^4 l_{\perp}^2 l_{\parallel} \langle (\Delta \varepsilon)^2 \rangle}{16 \sqrt{\pi}} \exp \left[- (k l_{\parallel} \sin \theta/2)^2 \left(\cos^2 \gamma + \frac{l_{\perp}^2}{l_{\parallel}^2} \sin^2 \gamma \right) \right], \quad (1)$$

$$k = \omega/c, \quad \langle (\Delta \varepsilon)^2 \rangle = \frac{\omega_0^4}{\omega^4} \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2, \quad \cos \gamma = \frac{\cos \psi - \cos \theta}{2 \sin \theta/2},$$

l_{\perp} и l_{\parallel} — соответственно минимальный и максимальный масштабы неоднородности, χ и ψ — соответственно углы между падающей, рассеянной волнами и направлением вытянутости неоднородности, θ — угол рассеяния. Если выполняется условие ракурсной чувствительности ($\cos \gamma = 0$), эффективность захвата (спуска) волны в ИВК за счет рассеяния определяется масштабом неоднородностей l_{\perp} в области вхождения волны в канал и может достигать заметной величины. Методика расчета геометрии захвата и выхода волн из ИВК при ракурсном рассеянии определяется (1) и весьма элементарна. Отдельно в [8] рассматривалась в борновском приближении задача о захвате волны в ИВК за счет рассеяния на изотропных гауссовых неоднородностях, а также на неоднородностях, имеющих более широкий, чем гауссов, спектр флуктуаций ε . Учет регулярного градиента N_e вдоль трассы распространения приводит к более оптимальным условиям захвата (спуска) волны в ИВК. Влияние рефракции особенно существенно при рассмотрении захвата в канал F в предрассветные часы на ночную сторону, когда в направлении распространения волны имеется отрицательный градиент электронной концентрации F -слоя ионосферы. Роль градиента N_e наглядно проиллюстрирована на рис. 1, на котором приведены зависимости рефракционного угла $\alpha^2(z)$, рассчитанные для модели равноденственной ионосферы* [9]. Для сравнения на рис. 1 пунктиром показано изменение $\alpha_0^2(z) \equiv \alpha^2(z)$ без учета горизонтального градиента N_e . Оценки коэффициента захвата волны в канал F , проведенные согласно формуле (19) работы [8] на частотах $f \sim 1,5$ МПЧ F -слоя для предрассветных условий среднеширотной ионосферы и характерных параметров рассеивающих неоднородностей слоя $F2$ ($l \sim 100 - 200$ м, $\delta N \sim 10^{-3}$), дают при учете рефракции уменьшение потерь на величину $\sim 10 - 30$ дБ.

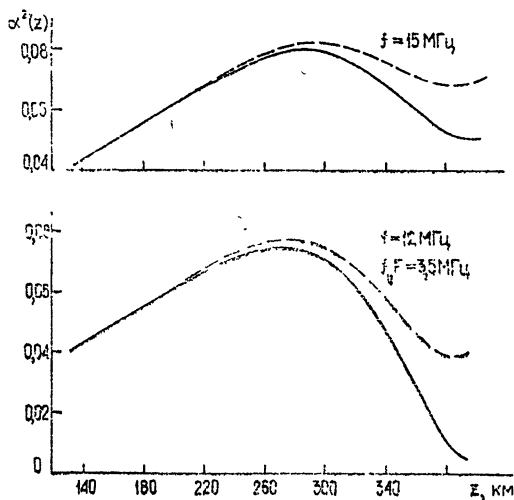


Рис. 1.

* Расчет проводился по формуле

$$\alpha^2(z) = \frac{2z}{R_0} - \frac{f_0^2(z)}{f^2} - \frac{2}{R_0} \int_z^{z''} \frac{\partial n}{\partial \theta} \frac{dz}{\alpha_0(z)},$$

полученной из обобщенного закона Снеллуса (для луча, вышедшего касательно к поверхности Земли) при малых значениях углов $\alpha(z)$. Значения градиентов взяты следующие.

$$\frac{\partial f_{0E}}{\partial y} = -2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{МГц}}{\text{км}}, \quad \frac{\partial f_{0F}}{\partial y} = -2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{МГц}}{\text{км}}, \quad \frac{\partial z_F}{\partial y} = 10^{-2},$$

z_F — высота максимума N_e , y — горизонтальная координата в направлении распространения, R_0 — радиус Земли.

В условиях субполярной и полярной, а в ночные часы и экваториальной ионосферы, при сильных ионосферных возмущениях, когда набеги фазы волны в слое больше радиана, необходим учет многократного рассеяния. Расчет захвата нетрудно произвести в малоугловом приближении. Разделив слой с неоднородностями, эффективно влияющей на захват, на ряд слоев толщиной Δz , много большей характерного масштаба неоднородностей l , заменим их на хаотические, некоррелированные между собой фазовые экраны. Воспользовавшись результатами [10], корреляционную функцию флуктуирующего поля на выходе n экранов запишем в виде

$$R = \exp\left(-\sum_{j=1}^n D_{sj}\right) = \exp(-S_0^2), \quad (2)$$

$S_0^2 = \sum_{j=1}^n \langle (\Delta S)^2 \rangle_j$, а D_{sj} — структурная функция флуктуаций фазы, равная (спектр флуктуаций считается однородным)

$$D_{sj} = \langle (\Delta S)^2 \rangle_j (1 - \rho_j(r)) \quad (r = r(\xi_0, \eta_0))$$

(ξ_0, η_0 — разностные координаты в плоскости, перпендикулярной \mathbf{k}). В дальнейшем для простоты расчетов ограничимся рассмотрением одномерного случая, а корреляционную функцию неоднородностей $\rho(r)$ будем брать в гауссовом виде. Поскольку угловой спектр мощности рассеянных волн $|F(\theta)|^2$ связан фурье-соотношением с корреляционной функцией поля R , выражение для $|F(\theta)|^2$ после несложных преобразований можно представить в виде (см. также [11])

$$|F(\theta)|^2 = F_0^2 \exp(-S_0^2) \left[\delta(\theta) + \frac{\sqrt{\pi} l}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_0^{2n}}{n!} \frac{\exp(-\pi^2 l^2 \theta^2 / \lambda^2 n)}{n^{1/2}} \right], \quad (3)$$

S_0 — набег фазы волны в неоднородном слое. В приближении тонкого, в сравнении с толщиной канала, рассеивающего слоя энергию, захваченную в ИВК, запишем в виде

$$W_k = \int_{\alpha-\beta}^{\alpha+\beta} |F(\theta)|^2 d\theta. \quad (4)$$

Тогда коэффициент захвата

$$G = \frac{1}{2} e^{-S_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{S_0^{2n}}{n!} \Delta\Phi_n, \quad (5)$$

$$\Delta\Phi_n = \operatorname{erf} \left[\frac{(\alpha + \beta) l k \sqrt{\varepsilon}}{2 \sqrt{n}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(\alpha - \beta) l k \sqrt{\varepsilon}}{2 \sqrt{n}} \right],$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл вероятности.

В частном случае больших фазовых набегов ($S_0 > 1$) нетрудно получить для коэффициента захвата выражение

$$G = \Delta\Phi/2, \quad (6)$$

$$\Delta\Phi = \operatorname{erf} \left(\frac{\alpha + \beta}{\theta_s} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\alpha - \beta}{\theta_s} \right) \quad \left(\theta_s = \frac{2S_0}{k l \sqrt{\varepsilon}} \right),$$

α и β — соответственно рефракционный угол и угол захвата волны в ИВК на выходе слоя с неоднородностями.

Таким образом, коэффициент захвата $G = \Delta\Phi/2$ определяется только отношением углов рассеяния и «дворота», при этом величина угла рассеяния определяется не размером неоднородностей l , а масштабом поля, который для $S_0 > 1$ равен l/S_0 .

Несмотря на большую корректность выражения для однократного рассеяния, формулы (5) и (6) позволяют в первом приближении понять и оценить эффективность рассеяния на интенсивных неоднородностях в запитке ионосферных волноводных каналов. При учете многократного рассеяния становится эффективным и захват на неоднородностях более крупного масштаба. Так, для условий ночной ионосферы полярных широт, где набег фазы в неоднородном слое на частотах КВ диапазона могут достигать значений $S_0^2 \sim (0,5 - 2) \cdot 10^2$ [12], коэффициент захвата $\sim 10^{-2} - 10^{-4}$ при захвате волны в канал F на рассеивающих неоднородностях $l \sim 0,3 - 1,5$ км.

При расчетах захвата в приближении толстого рассеивающего слоя самостоятельный интерес представляет вопрос о запитке ИВК путем рассеяния волн на двух, разнесенных по высоте, слоях с неоднородностями. В условиях ионосферы таковыми могут быть кроме слоя F_2 слои E и особенно спорадический слой E_s , рассеивающие свойства которого могут быть весьма значительными. Указанная задача фактически сводится к расчету двухэкранной модели, причем рассеяние на каждом из экранов может быть, в принципе, многократным. Полный угловой спектр рассеянных волн на выходе второго слоя, очевидно, можно представить в виде

$$|F(\theta)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\theta - \theta')|^2 |F(\theta')|^2 d\theta'. \quad (7)$$

Для гауссовых корреляционных функций неоднородностей и слабого рассеяния в одномерном случае

$$|F(\theta)|^2 = \frac{S_{01}^2 S_{02}^2}{\sqrt{\pi} (\theta_{s1}^2 + \theta_{s2}^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_{s1}^2 + \theta_{s2}^2}\right), \quad (8)$$

где θ_{s1} и θ_{s2} — характерные углы рассеяния соответственно в первом и втором слоях. Коэффициент захвата

$$G = \frac{1}{2} S_{01}^2 S_{02}^2 \Delta\Phi, \quad (9)$$

$$\Delta\Phi = \operatorname{erf}\left\{\frac{\alpha + \beta}{(\theta_{s1}^2 + \theta_{s2}^2)^{1/2}}\right\} - \operatorname{erf}\left\{\frac{\alpha - \beta}{(\theta_{s1}^2 + \theta_{s2}^2)^{1/2}}\right\}.$$

Из (9) следует, что даже при $S_{01}^2 \ll 1$ и $S_{02}^2 \ll 1$ с помощью рассеяния на двух слоях запитка ИВК может быть более эффективной, чем в случае одного слоя.

Говоря о влиянии рассеяния при запитке ионосферного волновода, необходимо выделить роль интенсивных неоднородностей полярной и субполярной ионосферы. В то же время, как показывают экспериментальные результаты по приему сигналов обратного эхо (СОЭ) на различных трассах, появляемость СОЭ возрастает при приближении приемного пункта к южной авроральной зоне [13, 14]. Анализ условий распространения СОЭ для утренних часов декабря 1971 г. указывает на прохождение трассы по краю полярных зон. Вместе с тем, необходимо отметить, что передатчик работал на изотропную антенну, и оптимальные условия захвата могли выполняться для трассы, несколько

отличающейся от дуги большого круга. Так, при отклонении падающего излучения от дуги большого круга к северу на $10-20^\circ$ трасса может «углубляться» как в северную, так и в южную авроральную область, и их роль возрастает. С точки зрения энергетики такая трасса тем более является оптимальной, поскольку в этом случае захвату способствует горизонтальный градиент N_e слоя $F2$ вдоль трассы. Анализ медианных значений критической частоты слоя $F2$ по станциям Москва—Салехард* [15] показывает, что максимальное значение градиента ($\sim 0,15$ МГц на 100 км) было в 08—09 час МСК, что совпадает со временем начала 9-часового (МСК) сеанса в [13]. Аналогичное построение для трассы Москва—Свердловск, которая проходит на несколько градусов южнее дуги большого круга, показывает, что для периода 09—12 час МСК горизонтальный градиент был пренебрежимо мал. Таким образом, энергетически более выгодным является отклонение от дуги большого круга в северном направлении. При этом вся трасса СОЭ проходит вблизи сумеречной зоны и даже несколько смещена на неосвещенную сторону, что приводит к уменьшению поглощения эхо-сигнала при распространении в ИВК (см., например, [16]). В этом случае задержки СОЭ увеличиваются относительно расчетных на 2—4 мс, что наблюдалось в эксперименте [13]. Возвращаясь к роли неоднородностей полярной ионосферы, заметим, что при приближении научно-исследовательского судна (НИС) к южной авроральной зоне стали наблюдаться диффузные рассеянные сигналы с задержкой относительно прямого сигнала $\tau \sim -15$ мс, обусловленные, весьма вероятно, обратным рассеянием от анизотропных неоднородностей полярной зоны, причем такие сигналы наблюдались в 00—03 часа LT в месте прохождения НИС, т. е. тогда, когда их прием наиболее вероятен (см., например, [14]). Увеличивалась также частота осцилляций прямого сигнала. Эти факты подтверждают, на наш взгляд, возможность вывода энергии из канала за счет рассеяния радиоволн на неоднородностях южной авроральной зоны. Подробно этот вопрос предполагается рассмотреть в следующей статье, где будет проведено сравнение и с другими экспериментальными данными.

Неоднородности полярной зоны и их локализация подвержены, как известно, сильному влиянию возмущенности магнитного поля Земли. Поэтому была рассмотрена зависимость числа сеансов приема СОЭ от суммарного K -индекса (за 12 часов, предшествующих и включающих время наблюдений) по станции Мирный. Для увеличения статистического материала были привлечены предварительные результаты по аналогичному эксперименту, проведенному в 1972—1973 гг. На рис. 2 показана такая зависимость для СОЭ, наблюдавшихся в 09 час 30 мин—10 час 30 мин МСК (а) и в 12 час 30 мин—13 час 30 мин МСК (б). Из рис. 2 а видно, что с ростом магнитной возмущенности вероят

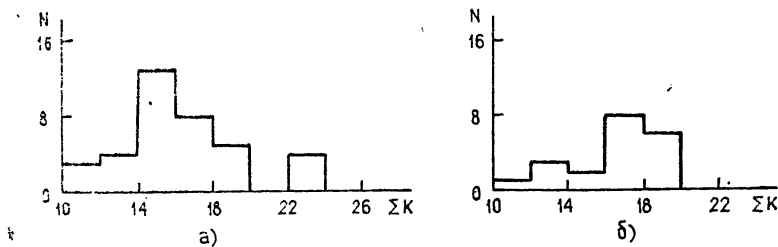


Рис. 2.

* Эта трасса отклоняется к северу от дуги большого круга почти на 20° .

ность приема СОЭ растет, достигает максимума, а затем убывает, что согласуется с результатами [17]. На другом рис. 2 б зависимость несколько иная, показывающая непрерывный рост появляемости с K -индексом. Этот факт можно объяснить следующим образом. На рис. 2 а местное время в области приема 00—03 часа LT в зависимости от расположения НИС, а на рис. 2 б местное время уже 03—06 часа и область полярной ионосферы, ответственная за рассеяние, смещается к югу, так что спуск за счет неоднородностей южной полярной зоны становится малоэффективным. Лишь при сильных возмущенностях магнитного поля условия выхода вновь улучшаются, поскольку неоднородная область захватывает участок трассы, где происходит спуск волны из канала.

Рассмотрим коротко вопрос о потерях энергии в канале за счет рассеяния. В общем виде такой расчет сравнительно сложен, так как становится необходимым учет рассеяния вблизи каустика. Тем не менее, при ряде упрощающих предположений, вводя некоторые эффективные параметры, которые по порядку величины могут быть оценены, можно построить феноменологическую теорию потерь в ИВК из-за рассеяния. Дифференциальное уравнение, описывающее поведение спектральной (по углам) плотности средней интенсивности $I(\theta)$, можно в приближении малоуглового рассеяния записать в виде

$$\frac{dI(\theta)}{dr} + S_{00}^2 \left[I(\theta) - \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\varepsilon}(\theta - \theta') I(\theta') d\theta' \right] = 0, \quad (10)$$

где S_{00}^2 — средний квадрат набег а фазы волны на неоднородностях на единицу длины, Φ_{ε} — спектральная (по углам) плотность флуктуаций $\varepsilon \left(\int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\varepsilon}(\theta - \theta') d\theta' = 1 \right)$. Решение уравнения (10) необходимо искать,

вообще говоря, при введении дополнительных условий, учитывающих ограниченность как размеров канала, так и самого рассеивающего слоя. Из (10) непосредственно следует, что при достаточно малых значениях β_c , когда пополнением канала за счет рассеяния можно пренебречь ($\beta_c \ll \theta_s$),

$$W_k = \int_{-\beta_c}^{\beta_c} I(\theta) d\theta = W_k(0) e^{-S_0^2}, \quad (11)$$

где S_0^2 — средний квадрат флуктуаций фазы волны на всем пути, $S_0^2 \approx S_{oc}^2 \bar{N}$, где S_{oc}^2 — величина флуктуаций фазы, относящаяся к одному скачку (осцилляции), \bar{N} — характерное число скачков. Выражением (11) определяется и ослабление (за счет рассеяния отдельных мод). Величина S_{oc}^2 и ее зависимость от частоты определяется, вообще говоря, как формой регулярного ионосферного профиля концентрации, так и высотным распределением статистических параметров неоднородностей*. Очевидно, что (11) определяет максимальную величину потерь

* Можно показать, в частности, что для линейной формы слоя [18] и $l(z) = \text{const}$, $\langle (\Delta N)^2 \rangle(z) = \text{const} \cdot S_{oc}^2 \sim \frac{1}{2} k_0^2 \langle (\Delta \varepsilon)^2 \rangle \sqrt{\pi} l L \left(\ln \frac{8z_0}{l} + \frac{c}{2} \right)$, где c — постоянная Эйлера, $\varepsilon = 1 - z/L$, z_0 — эффективная толщина рассеивающего слоя ($L \rightarrow \omega^2$). Видно, что в этом приближении S_{oc}^2 не зависит от частоты. Для $l(z) = \text{const}$, $\langle (\delta N)^2 \rangle(z) = \text{const}$, $S_{oc}^2(\beta_c) \sim \sim 1/2 k_0^2 \sqrt{\pi} l L \langle \delta N \rangle^2 \left\{ \left[\ln \frac{8(z_0 - L \cos^2 \beta_c)}{l} + \frac{c}{2} \right] \sin^4 \beta_c - 2 \frac{z_0 - L \cos^2 \beta_c}{L} \sin^2 \beta_c + \frac{1}{2} \frac{(z_0 - L \cos^2 \beta_c)^2}{L^2} \right\}$ и при достаточно малых β_c и $z_0 \ll L$ величина $S_{oc}^2(\beta_c)$ также не зависит от частоты, а в обратном предельном случае $S_{oc}^2(\beta_c) \rightarrow \omega^4 \sin^4 \beta_c$.

волн в ИВК за счет рассеяния. При условии $\theta_s = \frac{2}{k_0 l \sqrt{\varepsilon}} \ll \beta_c$, $S_{0c} \ll 1$ и при равномерном распределении интенсивности волн по модам решение (10) можно представить в виде

$$W_{\text{вых}} = W_{\text{вх}} e^{-\Gamma_s} \left(\Gamma_s = \frac{S_0^2 \theta_s}{\beta_c} \right). \quad (12)$$

Наконец, в случае достаточно сильного рассеяния в пределах одного скачка ($S_0^2 \gg 1$, $\beta_c \ll \theta_s$) $W_{\text{вых}} \sim W_{\text{вх}} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\beta_c}{\theta_s} \right) \right]^n$, где n — эффективное число скачков*. Оценки по (10) показывают, что при $(\delta N) \gg \gg (0,3 - 1) \cdot 10^{-2}$, $l \sim 1 \div 5$ км величина Γ_s для кругосветных сигналов может достигать значений 0,3—15.

Заканчивая это краткое рассмотрение, заметим, что процессы рассеяния, по-видимому, могут играть существенную роль как при захвате волн в ИВК, так и в ослаблении волн при их распространении в каналах. В области средних широт, захват, по-видимому, в основном происходит на неоднородностях с $l \gg 5 \div 10$ км (за счет многократного рассеяния), хотя определенную роль могут играть и более мелкие неоднородности. Роль рассеяния при захвате существенно увеличивается в области авроральных широт. Для получения более детальной картины необходимо экспериментальное изучение связи между захватом и потерями, которая существенно зависит от характера рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 11, 961 (1971).
2. П. Е. Краснушкин, Докл. АН СССР, 200, № 6 (1971).
3. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, 208 (1973).
4. Chang Hsi-Tien, Radio Sci., 6, 4 (1971).
5. H. A. Ness, Proc. IRE, 36, 581 (1948).
6. П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, изд. МГУ, М., 1947.
7. П. Е. Краснушкин, ЖТФ, 18, 431 (1948).
8. А. В. Гуревич, Л. М. Ерухимов и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 9, 1305 (1975).
9. А. В. Гуревич, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 1 (1973).
10. Л. М. Ерухимов, В. П. Урядов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 12, 1852 (1968).
11. Дж. Ратклифф, ПСФ, вып. 10 (1957).
12. R. K. Gagne, American Inst. of Aeronautics and Astronautics, № 74—52, 1974.
13. Г. В. Букин, В. С. Караванов и др., Геомагнетизм и аэрономия (в печати).
14. Е. А. Бенедиктов, Н. П. Бенькова и др., сб. Вопросы распространения коротких радиоволн, т. 1, ИЗМИРАН, М., 1973.
15. Космические данные, АН СССР, декабрь 1971.
16. С. Н. Матюгин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
17. R. V. Fenwick, O. G. Villard, J. Geophys. Res., 68, № 16 (1963).
18. Н. Г. Денисов, Л. М. Ерухимов, Геомагнетизм и аэрономия, 6, № 4 (1966).

Научно-исследовательский радиофизический институт

* Заметим, что если среднестатистические характеристики неоднородностей изменяются вдоль трассы, то в выражениях типа (10) необходимо провести операцию вторичного усреднения. Принимая, например, что $S_0^2 \rightarrow (\delta N)^2 \equiv x$ подчиняется закону

распределения $F(x) \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{x_0} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{x_0} \right) \right] & (x > 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases}$, получаем $\left\langle \frac{W_{\text{вых}}}{W_{\text{вх}}} \right\rangle \rightarrow \frac{\operatorname{arctg} \langle \Gamma_s^{1/2} \rangle}{\langle \Gamma_s^{1/2} \rangle}$.

RADIO WAVE PROPAGATION IN IONOSPHERIC WAVE CHANNELS

L. M. Erukhimov, S. N. Matyugin, V. P. Uryadov

Various aspects of the problem of the influence of scattering and regular refraction on radio wave trapping by ionospheric wave channels (IWC) are considered. The role of inhomogeneities of polar and subpolar ionosphere on echo-signal transmission at different traces is discussed. Energy propagation losses due to scattering in IWC are estimated.
