

УДК 621 371.252

## ГЛОБАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

*И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина*

Рассмотрена методика и точность расчета поглощения радиоволн при распространении их в волновых ионосферных каналах (ИВК). На модели ионосферы для спокойных равноденственных условий минимума солнечной активности получено и обсуждается распределение поглощения по объему ИВК  $F$ ,  $FE$ ,  $E$ , а также верхние и нижние пределы глобального распределения поглощения при прохождении радиоволн в диапазоне 7—22 МГц в ИВК и, в частности, поглощение кругосветных сигналов.

Настоящая работа посвящена изучению глобального распределения поглощения в ионосферных волновых каналах (ИВК)  $E$ ,  $FE$ ,  $F$  и, в частности, изучению поглощения кругосветных сигналов (КС). Поглощение в ионосферном и надземных каналах изучалось в [1], где было показано, что поглощение «скользящих» мод в ионосферном канале, т. е. радиоволн, которые проходят кругосветный путь, не касаясь поверхности Земли с инвариантом  $I \approx 0$ , на 60—80 дБ меньше, чем поглощение в надземном канале  $F$ , в котором наблюдается скачковое распространение. В [1] также показано, что поглощение КС в сторону низких частот нарастает экспоненциально. В данной работе, следуя методике [1], проведено более детальное изучение глобальных закономерностей поглощающих свойств ИВК, общая характеристика и некоторые особенности которых были рассмотрены в [2].

*1. Методика расчета поглощения.* Поглощение  $\Gamma$ , испытываемое радиоволной на протяжении половины периода осцилляций, рассчитывалось по формуле

$$\Gamma(\theta, \varphi) = \frac{2\pi e^2}{mc\omega^2} \cos \alpha_0(\theta, \varphi) \int_{z_{\min}(\theta, \varphi)}^{z_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{N_e(z, \theta, \varphi) \nu_e(z, \theta, \varphi)}{[\epsilon'(z, \theta, \varphi) - \epsilon'_{\min}(\theta, \varphi)]^{1/2}} dz, \quad (1)$$

где

$$\epsilon' = \left[ 1 - \frac{4\pi e^2 N_e(z, \theta, \varphi)}{m\omega^2} \right] \left( 1 + \frac{2z}{R_0} \right).$$

Здесь  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $\omega$  — круговая частота радиоволны,  $N_e(z, \theta, \varphi)$  — электронная концентрация ионосферы,  $\nu_e(z, \theta, \varphi)$  — эффективная частота электронных соударений,  $\epsilon'(z, \theta, \varphi)$  — эффективная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon'_{\min}(\theta, \varphi)$  — уровень  $\epsilon'$ , на котором вычисляется поглощение,  $z_{\min}(\theta, \varphi)$ ,  $z_{\max}(\theta, \varphi)$  — минимальная и максимальная высоты при движении волны на этом уровне в одном из ИВК  $E$ ,  $FE$ ,  $F$  (см. также [2, 3]),  $z$  — высота над поверхностью Земли,  $\theta$  — широта,  $\varphi$  — долгота,  $\alpha_0$  — угол возвышения луча у источника на поверхности Земли.

Для поглощения  $\Gamma$  в  $\delta B$ , частоты волны  $f$  в Гц,  $N_e$  в эл/см<sup>3</sup>,  $v_e$  в с<sup>-1</sup> и  $z$  в км коэффициент перед интегралом в (1)  $\frac{2\pi e^2}{mc\omega^2} = 0,582 \cdot 10^3 \frac{1}{f^2}$ .

При выводе формулы (1) учтено, что для диапазона радиоволн, распространяющихся на сверхдальние расстояния,  $\omega^2 \gg v_e^2$ ,  $\omega^2 \gg \omega_{2H}^2$  и распространение происходит в области  $\varepsilon' \approx 1$  на траекториях, близких к скользящим ( $\alpha < 1$ ). В связи с последним обстоятельством в формуле (1) вместо множителя  $\sqrt{\varepsilon'}$  под интегралом введен множитель  $\cos \alpha_0 = \sqrt{\varepsilon'_{\min}} \approx 1$  перед интегралом.

При расчете поглощения радиоволн, распространяющихся на многоскачковых траекториях или захваченных в ионосфере с большим числом колебаний вдоль трассы, удобно пользоваться усредненным по периоду колебаний  $\Theta$  поглощением  $K$ :

$$K = \frac{2\Gamma}{\Theta}, \quad \Theta = \frac{2 \cos \alpha_0}{R_0} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{\varepsilon' - \varepsilon'_{\min}}}. \quad (2)$$

Здесь  $\Theta$  в рад,  $K$  в дБ/рад. Для скользящих волн, т. е. движущихся на высоте  $z = z_c$  с инвариантом  $I \sim 0$ , соответственно усредненное поглощение  $K_c$  равно [1]

$$K_c = 3,72 \cdot 10^6 \frac{N_e(z_c) v_e(z_c)}{f^2} \text{ дБ/рад}. \quad (3)$$

Используя величины  $K$  и  $K_c$ , полное поглощение радиоволны  $A$  на трассе, длина которой измеряется величиной центрального угла  $\Psi$ , можно представить в виде суммы:

$$A = \sum_i \Delta \Psi_i K_i, \quad (4)$$

где  $K_i = K(\theta_i, \varphi_i)$  — значения  $K$  (или  $K_c$ ), вычисляемые по формулам (2) и (3) в фиксированных точках вдоль трассы, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\Delta \Psi_i$ .

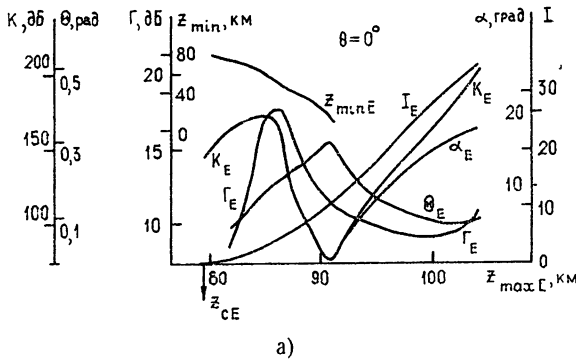
2. Расчет глобального распределения поглощения в ИВК. Расчет производился на ЭВМ БЭСМ-6 по формулам (1)—(3) на основе аналитических моделей распределения электронной концентрации  $N_e$  спокойной ионосферы [4, 5] и эффективной частоты электронных соударений  $v_e$  [6, 8], построенных для равноденственных условий минимума солнечной активности. При этом анализировался вид функции  $\varepsilon'(z)$  в каждой заданной точке с координатами  $\theta, \varphi$  подобно тому, как это было сделано в [9, 10], согласно работам [1, 2]. В результате анализа функции  $\varepsilon'(z)$  находились ее экстремальные точки — максимумы  $\varepsilon'_{\max E} = \varepsilon'_{cE}$ ,  $\varepsilon'_{\max F} = \varepsilon'_{cF}$  и минимумы  $\varepsilon'_{\min E}$ ,  $\varepsilon'_{\min F}$  и максимальные  $z_{\max}$  и минимальные  $z_{\min}$  величины высоты  $z$ , соответствующие этим уровням  $\varepsilon'$ . После проведения такого предварительного анализа кривой  $\varepsilon'(z)$  в каждой заданной точке ( $\theta, \varphi$ ) вычислялись величины поглощения  $\Gamma$  и  $K$  и периода колебаний  $\Theta$  для уровней  $\varepsilon'$ , соответствующих значениям  $\varepsilon'$  в экстремальных точках. Таким образом, для заданной частоты радиоволны  $f$  в каждой фиксированной точке ( $\theta, \varphi$ ) рассчитывались следующие параметры: величины  $\Gamma_F$ ,  $K_F$ ,  $\Theta_F$  и  $\Gamma_{E+FE}$ ,  $K_{E+FE}$ ,  $\Theta_{E+FE}$  соответственно для предельных лучей «сверху» и «снизу» в канале  $F$ , соответствующие уровням  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\min F}$  и  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\min E}$ ;  $\Gamma_E$ ,  $K_E$ ,  $\Theta_E$ ,  $\Gamma_{FE}$ ,  $K_{FE}$ ,  $\Theta_{FE}$  — для предельных лучей «сверху» в каналах  $E$  и  $FE$  с уровнем  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\min E}$ ;  $\Gamma_{cE}$ ,  $K_{cE}$ ,  $\Theta_{cE}$  и  $\Gamma_{cF}$ ,  $K_{cF}$ ,  $\Theta_{cF}$  — для скользящих лучей, движущихся на

уровнях  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\max E}$  в канале  $E$  и  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\max F}$  в канале  $F$ ;  $\Gamma_{E0}, K_{E0}, \Theta_{E0}$  и  $\Gamma_{F0}, K_{F0}, \Theta_{F0}$  — поглощение и период колебаний горизонтального луча соответственно в канале  $E$  или  $F$ , которому соответствует уровень  $\varepsilon' = 1^*$ .

При этом при расчете поглощения предельных лучей «сверху» в каналах  $E, F, FE$ , чтобы избежать логарифмической расходимости в формулах (1) и (2), возникающей в них при значении  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\min x}$  ( $x = E, F$ ), численные расчеты на ЭВМ проводились не для уровня  $\varepsilon' = \varepsilon'_{\min x}$ , а для некоторого уровня  $\varepsilon' = k \varepsilon'_{\min x}$  ( $k \gg 1$ ), незначительно отличающегося от значения  $\varepsilon'_{\min x}$ .

3. Распределение поглощения в каналах  $E, FE, F$ . Это распределение было получено в зависимости от значения инварианта радиоволны  $I$  или угла излучения  $\alpha$  (если он существует для данного  $I$ , или высоты отражения  $z_{\max}$ ) для разных частот в результате расчета основных параметров ИВК по уровням в каналах (подробнее см. [11]). На рис. 1, 2 приведены такие результаты для каналов  $E, FE, F$ .

На рис. 1 а для примера даны результаты вычисления величин  $\Gamma, K, \Theta, \alpha, I$  для канала  $E$  в зависимости от высоты отражения  $z_{\max E}$  для  $f=10$  МГц в полдень на экваторе, на этом же рисунке приведено также изменение высоты  $z_{\min E}$  от значения  $z_{cE}=79$  км до  $z_{\min E}=0$ .



а)

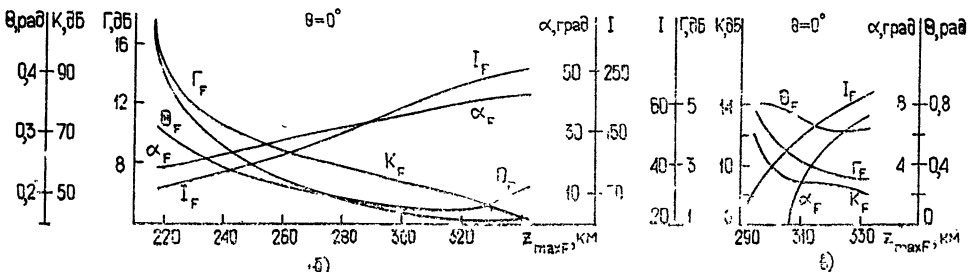


Рис. 1.

Рассмотрим изменение величин на рис. 1а. Значение  $z_{\max E} = z_{1E}$ , равное в данном случае 91 км, соответствует высоте отражения горизонтального луча и ограничивает сверху ту часть канала  $E$ , в которой радиоволны распространяются на рикошетирующих траекториях (см [2]), не касаясь поверхности Земли. В этой «рикошетной» части канала  $E$  период колебаний  $\Theta$  увеличивается почти линейно от некоторого зна-

\* Здесь указан полный набор вычисляемых параметров Их количество в каждой конкретной точке определяется видом функции  $\varepsilon'(z)$  (см. подробнее [3]).

чения  $\Theta_c \sim 0,1$  рад до значения  $\Theta_{0E} \sim 0,32$  рад. Такое изменение  $\Theta$  отражает факт быстрого расширения канала  $E$  и увеличение его объема. Изменение поглощения  $\Gamma_E$  и  $K_E$  в этой части канала более сложное. Функции  $\Gamma_E(z_{\max E})$  и  $K_E(z_{\max E})$  имеют максимумы, обусловленные наличием максимума функции  $N_e(z) \nu_e(z)$  в  $D$ -области ионосферы [7]. Изменение величин  $K_E$ ,  $\Gamma_E$ ,  $\Theta_E$  в надземной части канала  $E$ , в которой радиоволны распространяются скачковыми траекториями в интервале значений  $z_{\max E}$  от 91 до 104 км, значительно отличается от предыдущего, что соответствует изменению условий отражения при  $z = z_{\min}$  при переходе от «рикошетной» к надземной части канала. Так, величина  $\Theta_E$  уменьшается от значения  $\Theta_{E0} = 0,32$  до  $\Theta = 0,11$ , а затем несколько возрастает. Максимальная величина  $\Theta$  (или максимальное расстояние скачка) соответствует горизонтальному лучу, а минимальная величина  $\Theta$  — предельному лучу. Величина  $\Gamma_E$  при изменении  $z_{\max E}$  от значения  $z_{1E} = 91$  км до значения  $z_{\max E} = 104$  км сначала падает, а затем возрастает к границе канала. Подъем величин  $\Theta$  и  $\Gamma$  на границе всех каналов связан с наличием логарифмической расходимости в формулах (1) и (2) (см. п. 2). Кроме того, в этой области на высоте, близкой к высоте максимума  $E$ -слоя, находится второй максимум функции  $N_e(z) \nu_e(z)$ . Поэтому, отражаясь на этих высотах, волна испытывает максимальное ослабление. Величина  $K_E$ , отражая изменение двух параметров  $\Gamma_E$  и  $\Theta_E$ , увеличивается с увеличением  $z_{\max E}$  (или увеличением угла  $\alpha_E$ ) почти линейно от значения  $K_{E0}(z_{1E})$  до значения  $K_{E \max}$  на границе канала  $E$ .

Подобный характер распределения величин  $\Gamma_E$ ,  $K_E$ ,  $\Theta_E$  по объему канала  $E$ , или в зависимости от высоты отражения  $z_{\max E}$ , наблюдается и на других широтах в различные часы суток и на различных частотах (см. рис. 16 из [12]). Изменяются только абсолютные значения рассматриваемых величин (см. п. 4 и [13]) и относительная величина максимумов  $\Gamma_E$  и  $K_E$  в «рикошетной» части канала  $E$  на высотах  $z \sim 75 \div 95$  км.

Распределение величин  $\Gamma_F$ ,  $K_F$ ,  $\Theta_F$ ,  $I_F$ ,  $\alpha_F$  в зависимости от значения  $z_{\max F}$  приведено на рис. 16, в. Рис. 16 построен для экватора ( $f = 10$  МГц, полуденное время) и соответствует условиям, когда имеется только надземная часть канала  $F$ , т. е. во всем объеме канала  $F$  возможно распространение скачковыми траекториями. Как видно из рис. 16, величины  $\Theta_F$ ,  $\Gamma_F$ ,  $K_F$  сначала резко, а затем линейно уменьшаются с увеличением  $z_{\max F}$  канала  $F$ . При этом, как и следует ожидать, величины  $\Theta_F$  и  $\Gamma_F$  увеличиваются на границе канала при  $z_{\max F} \sim 345$  км (рис. 16). Резкое уменьшение величин  $\Gamma$  и  $\Theta$  с увеличением  $z_{\max F}$  объясняется быстрым отходом вершины траектории от максимума  $E$ -слоя (и, следовательно, от максимума функции  $N_e(z) \nu_e(z)$ ), где поглощение велико. На рис. 1 в изображен случай, когда в канале  $F$  имеется «рикошетная» и надземная часть ( $\varphi = 60^\circ$ ,  $16^h$ ,  $f = 20$  МГц). Из рис. 1 в видно, что в отличие от канала  $E$  здесь нет резкого изменения величин  $\Theta$  и  $\Gamma$  на границе «рикошетной» и «надземной» частей канала  $F$  ( $z \sim 306$  км). По-видимому, это связано с более плавным изменением  $N_e(z)$  и, следовательно,  $\epsilon'(z)$  на этих высотах. Характер распределения величин  $\Gamma_F$ ,  $K_F$ ,  $\Theta_F$  для канала  $F$  сохраняется и при изменении широты, времени суток и частоты.

На рис. 2 приведено распределение величин  $K/K_c$ , характеризующих изменение усредненного поглощения  $K$  с высотой  $z_{\min}$  в канале  $FE$ , и величины  $\Theta_{FE}$  в зависимости от безразмерных отношений

$$\frac{z_{\min} - z_{\min FE}}{z_c - z_{\min FE}} \quad (\text{рис. 2 а}) \quad \text{и} \quad I/I_0 \quad (\text{рис. 2 б}) \quad \text{для частот } f = 10, 15, 20 \text{ МГц}$$

в полдень на экваторе. Здесь  $z_{\min}$  — нижний предел интегралов в (1) и (2),  $z_{\min FE}$  — минимальная высота отражения в канале  $FE$  для уровня

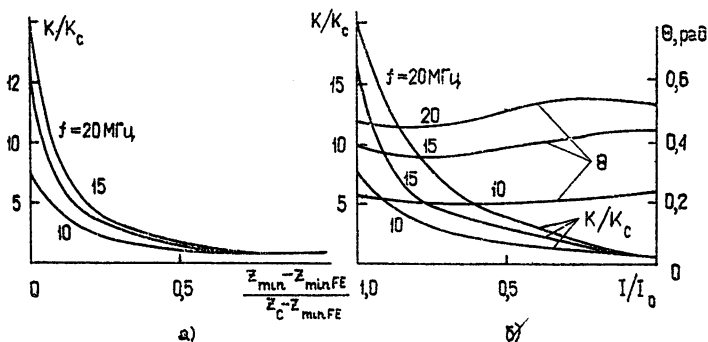


Рис. 2.

$\varepsilon'(I_0) = \varepsilon'_{\min E}$ ,  $I_0$  — полный объем канала  $FE$ . Как видно из рис. 2, поглощение в канале  $FE$  сначала с ростом  $I$ , или с отходом от высоты  $z_c$ , изменяется весьма медленно; при подходе же к границе канала оно экспоненциально нарастает. Наибольшее увеличение  $K/K_c$  в этой области канала происходит на экваторе и в высоких широтах, для которых величина  $K/K_c$  возрастает в 7—20 раз по сравнению с областью  $z \approx z_c$  для частот 10—20  $Mгц$  (рис. 2) и в 3—4 раза в средних широтах для частот 15; 20  $Mгц$  (см. рис. 4 из [12]). Распределение величины  $\theta$  также несколько отличается от распределения в «рикошетной» части каналов  $E$  и  $F$ , что связано с формой канала  $FE$ . Распределение  $\theta$  здесь более плавное и слабо зависит от  $I$ .

4. Глобальное распределение поглощения. Согласно предыдущему пункту можно считать, что распределение поглощения  $\Gamma$  и  $K$  в ионосферных волновых каналах лежит между величинами  $K_{cE}$  и  $K_{E0}$ ,  $K_{E0}$  и  $K_E$  ( $\Gamma_{cE}$ ,  $\Gamma_{E0}$ ,  $\Gamma_E$ ) в канале  $E$ , между величинами  $K_{E+FE}$  и  $K_{F0}$ ,  $K_{F0}$  и  $K_F$  в канале  $F^*$  и между  $K_{cF}$  и  $K_{FE}^{**}$  в канале  $FE^{**}$ .

Широтно-долготное распределение указанных величин поглощения может дать возможный нижний и верхний пределы изменения поглощения при прохождении радиоволн в каналах  $E$ ,  $F$ ,  $FE$  вдоль определенных трасс. Для детального исследования широтно-долготных изменений поглощения были вычислены указанные величины поглощения и соответствующие им периоды колебаний  $\theta$  в фиксированных точках  $\theta$ ,  $\varphi$  с равномерным шагом по долготе  $\varphi$  и широте  $\theta$  по формулам (1)—(3) для набора значений частот  $f$ . По этим данным построены карты глобального распределения поглощения (см. [13]). Две такие карты приведены на рис. 3. На нем даны кривые равных значений величин  $\Gamma_{E0}$ ,  $\Gamma_{F0}$  в  $\delta B$  для  $f=7 Mгц$  (рис. 3а) и кривые соответствующих значений  $\theta_{E0}$  и  $\theta_{F0}$  в радианах (рис. 3б). Как видно из рис. 3, в дневные часы на низких и средних широтах и в течение суток на высоких широтах горизонтально излученный луч отражается от слоя  $E$ , в ночных условиях на низких и средних широтах — от слоя  $F$ . Характерной особенностью распределения величины поглощения  $\Gamma_{E0}$  (рис. 3а), как и всех остальных величин

\* Здесь и далее поглощение  $K$  для предельного верхнего луча в каналах  $E$  и  $F$  обозначено соответственно величинами  $K_E$  и  $K_F$ .

\*\* Как следует из рис. 1 а, в канале  $E$  поглощение может быть и значительно более величины  $K_c$ .

поглощения  $\Gamma$  и  $K$  на всех частотах, за исключением величины  $K_{сФ}$ , является наличие полуденного минимума на широтах  $30\text{--}40^\circ$ . Максимумы в распределении поглощения наблюдаются на высоких широтах

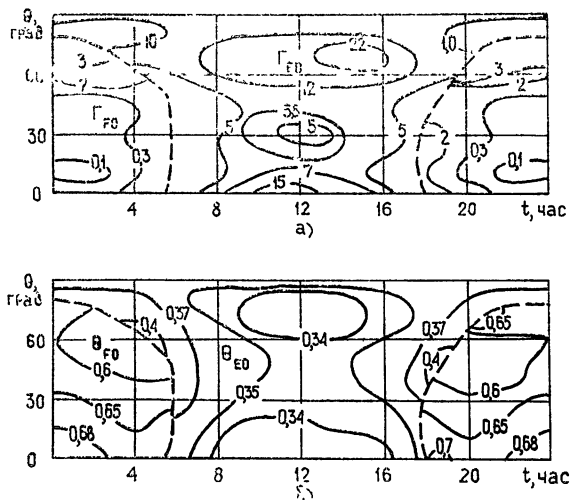


Рис. 3.

$\theta \sim 70\text{--}80^\circ$  и приэкваториальных  $\theta \approx 0^\circ$ . Ночное поглощение в средних и низких широтах составляет  $1\text{--}3\%$  от дневного, но оно значительно на высоких широтах. Наличие минимума и максимумов в широтных изменениях поглощения объясняется, в основном, тем, что максимум функции  $N_e(z)$   $\nu_e(z)$  на высотах слоя  $E$ , согласно используемой здесь модели ионосферы [4–8], имеет минимальное значение на широтах  $\theta \sim 30\text{--}40^\circ$ , отличающееся от его максимальных значений в низких и высоких широтах в  $5\text{--}10$  раз.

Картина широтно-долготных вариаций поглощения, полученная в результате расчета поглощения с использованием аналитических глобальных моделей  $N_e$  и  $\nu_e$ , качественно сходна с соответствующими зависимостями, полученными в [14–16] при изучении глобальных вариаций поглощения, измеренного экспериментально при вертикальном зондировании ионосферы на частоте  $f=2,2$  МГц. Однако в данной работе и в работах [14–16] рассматриваются различные характеристики поглощения; кроме того, рассматриваемый здесь диапазон частот  $f \gg f_H$ . Поэтому не следует ожидать полного соответствия результатов расчета с результатами работ [14–16]. Тем не менее, можно отметить, что широтные вариации обсуждаемых здесь величин поглощения значительно больше, чем в [14–16]. Согласно работам [14–16] они порядка двух для зимних условий, когда наблюдаются наибольшие вариации поглощения в зависимости от широты. Для рассматриваемых же здесь параметров поглощения они достигают четырех (см. [13] и рис. 3а). Кроме того, наблюдается некоторое несоответствие расположения максимумов и минимумов поглощения, которое является, очевидно, следствием недостаточного обеспечения широтных коэффициентов аналитической модели  $N_e$  [4, 5] соответствующими модельными коэффициентами [17] и может быть улучшено в дальнейшем при наличии адекватного реальным условиям эмпирического модельного широтного разреза ионосферы.

На рис. 3б представлены широтно-долготные изменения величин  $\theta_{Д0}$  и  $\theta_{Ф0}$  для  $f=7$  МГц. Величина  $\theta_{Е0}$ , как и остальные величины

$\theta$ , имеет минимумы на широтах  $\theta \approx 0^\circ$  и  $\theta \approx 75^\circ$  в полдень и увеличивается к переходным часам суток на средних и высоких широтах. Значение величины  $\Theta_{F0}$ , в основном, увеличивается от средних широт к низким (см. также [12]).

5. *Поглощение кругосветных сигналов.* Поглощение этих сигналов, распространяющихся на захваченных в ИВК траекториях, и его сравнение с поглощением сигналов, распространяющихся скачковыми модами, приведено на рис. 4, 5.

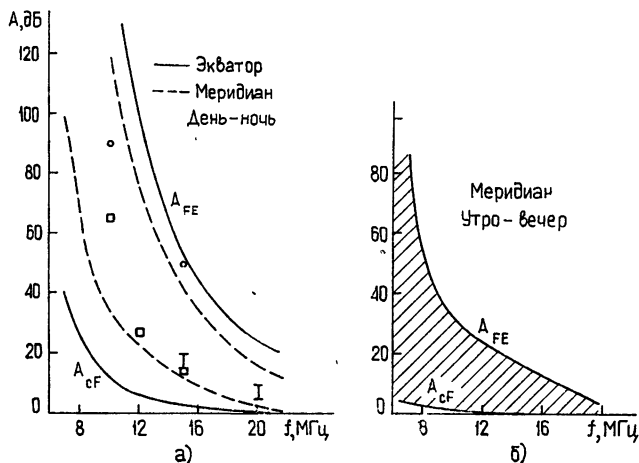


Рис. 4.

На рис. 4 приведены зависимости вычисленных по формуле (4) величин полного поглощения  $A_{CF}$  скользящей моды и полного предельного поглощения  $A_{FE}$  (для луча с максимальным инвариантом  $I_{FE}$ ) от частоты  $f$  для экваториальной, полуденно-полуночной и сумеречной трасс, дающие нижний и верхний пределы изменения полного поглощения сигналов в кругосветном межслоевом канале  $FE$ . Как видно из рис. 4, пределы изменения поглощения при прохождении в ионосферном канале вдоль данной кругосветной трассы и для данной частоты  $f$  весьма широкие. Они существенно уменьшаются с ростом частоты и с уменьшением, следовательно, объемов каналов. Видно также, что поглощение в децибелах в сумеречной зоне (рис. 4б) в 5—10 раз меньше, чем для траекторий, проходящих через подсолнечную точку (рис. 4а). Этот результат для захваченных в канале траекторий соответствует известной теореме Фенвика [19] об оптимальных азимутах для минимального поглощения, полученного при расчете поглощения на многоскачковых трассах.

На рис. 4 приведены пределы изменения поглощения (знак I), измеренные Хессом [18] на частоте 20 МГц и Фенвиком [19] на частоте 15,1 МГц в условиях, близких к обсуждаемым, на среднеширотных трассах в результате сравнения амплитуд кругосветных сигналов 1-й и 2-й кратности. Как видно из рис. 4а, экспериментальные величины располагаются в центральной части интервала, ограниченного расчетными пределами изменения поглощения в канале, т. е. совпадение данных довольно хорошее. На рис. 4а приведены также результаты вычисления поглощения радиоволн при прохождении их по конкретным траекториям на кругосветных трассах: кружочки — для экваториальной трассы и квадраты — для среднеширотной. Вычисления выполнены согласно методике, описанной в [11]. Как видно из рис. 4а, точки, вычисленные для конкретных траекторий, лежат в рассчитанных пределах изменения поглощения.

Данные рис. 5 иллюстрируют сравнение поглощения при распространении в канале  $FE$  на захваченных траекториях с учетом поглощения в областях  $D$  и  $E$  ионосферы при завате и спуске волны на Землю и в канале  $F$  при распространении скачковыми траекториями на круго-

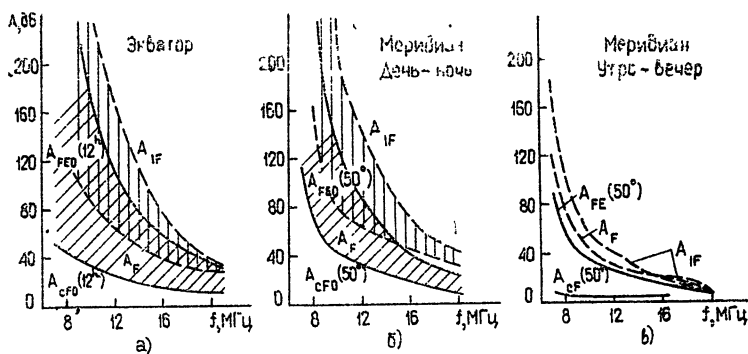


Рис. 5.

светных трассах. Здесь  $A_{cF0}(12^h)$ ,  $A_{cF0}(50^\circ)$  — поглощение скользящей моды на кругосветной трассе с координатами точки захвата и спуска  $t=12^h$  и  $\theta=50^\circ$  соответственно;  $A_{FE0}(12^h)$  и  $A_{FE0}(50^\circ)$  — предельное поглощение для луча с максимальным инвариантом  $I_{FE}$  в канале  $FE$  для тех же условий;  $A_F$  — предельное поглощение для луча с максимальным инвариантом  $I_F$  в канале  $F$ ;  $A_{1F}$  — поглощение нижнего предельного луча в канале  $F^*$ . Все величины  $A$  вычислены по формуле (4).

Как видно из рис. 5, верхний предел поглощения на захваченных кругосветных траекториях (величина  $A_{FE0}$ ), в основном, лежит выше нижнего предела при распространении скачками с отражением от слоя  $F$  (величина  $A_F$ ). Это значит, что, в принципе, поглощение при распространении указанными двумя способами может быть сравнимо. Однако следует учесть, что прохождение скачковыми траекториями через  $F$ -слой осуществляется под низкими углами  $\alpha$  к горизонту, и, следовательно, поглощение при таком распространении близко к величине  $A_{1F}$ , а распространение на захваченных траекториях происходит с одновременным углублением в канале  $FE$ , что снижает величину полного поглощения сигнала.

Учитывая этот факт, можно заключить, что поглощение сигналов в канале  $F$ , распространяющихся на многоскачковых траекториях, при уменьшении частоты от 20 до 10 МГц выше на 10—100 дБ для экваториальной трассы, на 20—60 дБ — для меридиональной трассы день — ночь и на 2—30 дБ — для меридиональной трассы утро — вечер по сравнению с поглощением сигналов на захваченных траекториях.

Из рис. 5 также следует, что поглощение в децибелах в сумеречной зоне для скачкового распространения в 2—4 раза меньше, чем для траекторий, проходящих через подсолнечную точку.

В заключение благодарим А. В. Гуревича за обсуждение работы.

\* Нижним лучом при вычислении  $A_{1F}$  считался горизонтальный луч, если он отражался от слоя  $F$ , или нижний предельный луч в канале  $F$ , идущий с инвариантом  $I_{E+FE}$ , если имелся канал  $E$ , или с инвариантом  $I_F$  (канала  $E$  нет) в ночном «прикошетном» канале  $F$  (в последнем случае понятия верхнего и нижнего лучей становятся тождественными).



## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэрономия, 11, № 6, 961 (1971).
2. Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 14, № 6, 1008 (1974).
3. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 2, 283 (1973).
4. А. В. Гуревич, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 1, 31 (1973).
5. A. V. Gurevich, D. I. Fishchuk, E. E. Tzedilina, Preprint IZMIRAN № 36, Moscow, 1972.
6. Т. В. Гайворонская, Т. Н. Соболева, И. А. Тушенцова, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 14, № 1, 25 (1974).
7. Т. В. Гайворонская, Т. Н. Соболева, И. А. Тушенцова, Е. Е. Цедилина, Препринт ИЗМИРАН, № 9, М., 1973.
8. Д. И. Фищук, Алгол-программа для вычисления распределения эффективной частоты электронных соударений  $\nu_e$  в ионосфере, ИЗМИРАН, М., 1974.
9. И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэрономия, 15, № 1, 78 (1975).
10. И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Препринт ИЗМИРАН, № 5а (90), М., 1974.
11. Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, в сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 23.
12. И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, в сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 81.
13. И. А. Тушенцова, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, в сб. Исследование сверхдальнего распространения коротких радиоволн, ИЗМИРАН, М., 1975, стр. 104.
14. М. Д. Флигель, Геомагнетизм и аэрономия, 2, № 6, 1091 (1962).
15. М. Д. Флигель, Диссертация, М., 1963.
16. P. L. George, J. Atm. Terr. Phys., 33, № 2, 1893 (1971).
17. Т. Н. Соболева, Деп ВИНТИ № 3504-71, М., 1972.
18. H. A. Hess, Proc. IRE, 36, 981 (1948); 37, 986 (1949); 40, 1065 (1952).
19. R. V. Felwick, Round-the-world high-frequency propagation, Technical report № 71, Radiosci. Lab., Stanford Univ., 1963.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

## GLOBAL DISTRIBUTION OF SHORT RADIO WAVE ABSORPTION IN THE IONOSPHERE

*I. A. Tushentsova, D. I. Fishchuk, E. E. Tzedilina*

The method and accuracy of calculation of absorption of radio waves propagating in wave ionospheric channels (IWC) are considered. On the example of the ionospheric model for quiet equinox conditions of the minimum of the solar activity we obtain and discuss the  $F$ ,  $F E$ ,  $E$  absorption distribution over IWC, as well as the upper and lower limits of the global absorption distribution of radio waves propagating in the range 7–22 MHz in IWC and, in particular, the absorption of round-the-world-signals.