

УДК 550.388.2+537.872.32+537.876.23

ОСОБЕННОСТИ ОСЛАБЛЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ МЁРТВОЙ ЗОНЫ

П. Ф. Денисенко*, А. И. Сказик

Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону,
Россия

Кратко описана история исследования затухания декаметровых радиоволн в среднеширотной ионосфере разными методами. Изложена новая методика оценки ослабления высокочастотных радиоволн в F -области ионосферы вблизи границы мёртвой зоны. Она базируется на анализе временной интерференционной структуры поля, порождённой в пункте наблюдения высокостабильным монохроматическим излучением с необыкновенной поляризацией. Главным определяемым параметром является эффективная частота соударений электронов ν_{eff} , введение которой позволяет учесть все потери энергии в виде эквивалентных тепловых потерь. Оценка частоты ν_{eff} осуществляется согласованием теоретически предполагаемой (модельной) и экспериментально наблюдаемой структур. Модельные расчёты проводятся в приближении геометрической оптики. Учитывается пространственное ослабление излучения, вызванное влиянием среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений, а также сферичность ионосферы и магнитное поле Земли (приближённо). Используются результаты регистрации в пункте «Ростов» уровня сигналов станции РВМ (Москва) на частоте 9,996 МГц.

ВВЕДЕНИЕ

Обширные исследования поглощения высокочастотных радиоволн в ионосфере проводились начиная с 60-х годов прошлого века. Оно связывалось исключительно со столкновениями электронов с тяжёлыми частицами верхней атмосферы, которые описываются эффективной частотой соударений ν_e . На первом этапе исследований эмпирические оценки частоты ν_e , полученные по данным метода $A1$ для E - и F -областей, существенно (до порядка величины) превышали их газокинетические (теоретические) значения [1–3]. В дальнейшем, с развитием экспериментальной техники и методики обработки данных вертикального зондирования, расхождения между эмпирическими и газокинетическими оценками ν_e для области E были устранены [4, 5]. Для области F ситуация оказалась противоречивой. Экспериментальные значения ν_e , полученные с помощью метода $A1$, по-прежнему превышали газокинетические [6–8]. При этом использование для определения частоты ν_e обыкновенных (O) волн давало большие оценки, чем применение необыкновенных (X) волн [9, 10]. Для условий Ростова-на-Дону (средние широты) в области F ионосферы частоты соударений, диагностируемые с помощью волн O-поляризации, оказались в $2 \div 2,5$ раза больше оценок, получаемых с помощью волн X-поляризации [10]. Последние, в свою очередь, превышали газокинетические оценки примерно в 5 раз. Использование метода $A2$ показало, что на средних широтах эмпирические и газокинетические значения ν_e согласуются друг с другом [11, 12], а на высоких [13, 14] и низких [15, 16] широтах наблюдается превышение первых над вторыми.

Расхождения между эмпирическими и газокинетическими оценками частоты соударений привели к необходимости поиска дополнительных механизмов затухания высокочастотных радиоволн. В настоящее время принята следующая точка зрения. При вертикальном наземном зондировании ионосферы точечным излучателем затухание x -волн обусловлено двумя механизмами:

* denis@sfedu.ru

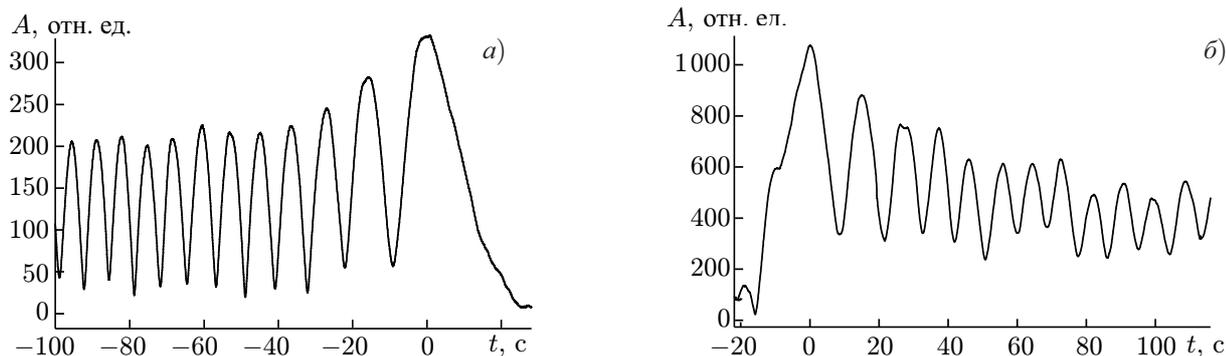


Рис. 1. Пример наблюдения на частоте $f = 9,996$ МГц интерференционной картины волн Х-поляризации на трассе Москва—Ростов-на-Дону с протяжённостью 950 км в вечернее (18:59 LT, 30.09.2004, *a*) и утреннее (10:29 LT, 07.10.2005, *б*) время

диссипативным — столкновительным поглощением — и недиссипативным — многократным рассеянием вперёд на крупномасштабных неоднородностях электронной концентрации. Недиссипативный механизм связан с тем, что за счёт сферичности волны из вертикальной лучевой трубки при рассеянии уходит больше энергии, чем приходит из соседних лучевых трубок [17, 18]. В результате возникает дефицит энергии в вертикальном направлении. Этот дефицит при интерпретации измерений поглощения методом А1 и приводит к завышенным значениям ν_e . Обыкновенные волны, помимо поглощения и рассеяния, вблизи высоты отражения испытывают дополнительные диссипативные потери, связанные с их статистической трансформацией в медленные необыкновенные волны при рассеянии на мелкомасштабных естественных неоднородностях электронной концентрации [19]. Это приводит к более высоким оценкам ν_e , чем при использовании x -волн.

В рамках метода А2 определяется поглощение радиоизлучения от удалённых космических источников, поэтому вблизи поверхности Земли волновые фронты этого излучения можно считать плоскими. В результате рассеяния волн вперёд на крупномасштабных неоднородностях происходит переход энергии когерентной составляющей излучения в некогерентную стохастическую компоненту. Средняя интенсивность на каждой высоте при этом остаётся постоянной. При проникновении излучения в ионосферу с внешней стороны его интенсивность уменьшается только за счёт диссипативных потерь. На средних широтах для объяснения наблюдаемых значений поглощения достаточно газокинетических оценок эффективной частоты соударений электронов [11, 12]. На высоких [13, 14] и низких [15, 16] широтах для интерпретации экспериментальных данных требуются значения ν_e , превышающие теоретические оценки. Для высоких широт было показано, что дополнительное затухание обусловлено взаимодействием волн с турбулентными пульсациями плазмы [20]. Для низких широт проблема осталась открытой [15, 16].

Таким образом, рассеяние радиоволн в F -области ионосферы при её облучении с поверхности Земли высокочастотными волнами может существенно перераспределять интенсивность излучения в верхней полусфере. Влияние рассеяния удобно наблюдать вблизи границы мёртвой зоны.

1. АНАЛИЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ МЁРТВОЙ ЗОНЫ

Наблюдения поля высокочастотных передатчиков показывают, что при прохождении границы мёртвой зоны через пункт приёма регистрируются картины, подобные представленным на рис. 1. Эти картины отражают интерференцию верхних и нижних лучей с Х-поляризацией (здесь и далее A — амплитуда волны). На рис. 1*a* представлен случай, когда граница мёртвой зоны удаляется

от передатчика, а на рис. 1б — когда приближается к нему. В работе [21] предложен простой способ использования интерференционных структур для оценки эквивалентной частоты соударений электронов в области F ионосферы в утреннее и вечернее время, когда слои D и E выражены слабо. Считается, что при движении интерференционной картины по поверхности Земли на небольшие расстояния она перемещается как целое. Эта идея была обоснована и подтверждена экспериментально на трассе Москва—Харьков с протяжённостью 640 км [21].

В основе методики, предложенной в работе [21], лежат следующие соображения. При выполнении условия $\nu_e/\omega \ll 1$ для изотропной плазмы справедливы соотношения [22]

$$\kappa = \frac{\nu_e}{2c} (\mu_g - \mu), \quad \mu = \sqrt{1 - X}, \quad \mu_g = 1/\mu, \quad X = f_N^2/f^2.$$

Здесь ω — циклическая частота, κ — коэффициент поглощения, c — скорость света в вакууме, μ и μ_g — фазовый и групповой показатели преломления соответственно, f — рабочая частота, f_N — плазменная частота электронов. Поглощение L получается интегрированием коэффициента κ по траектории s ,

$$L = \frac{1}{2} \frac{\nu_{\text{eff}}}{c} \int_s (\mu_g - \mu) ds = \frac{1}{2} \frac{\nu_{\text{eff}}}{c} (P_g - P),$$

где ν_{eff} — некоторое среднее по траектории (высоте) значение частоты соударений, P_g и P — групповой и фазовый пути соответственно. Методика определения затухания вблизи границы мёртвой зоны базируется на оценке эквивалентной частоты соударений электронов ν_{eff} , отражающей все возможные энергетические потери в терминах обычного столкновительного поглощения. Начиная со второго максимума интерференционной картины поля применимо приближение геометрической оптики [23]. В этом случае амплитуды верхнего и нижнего лучей, порождающих интерференционную картину вблизи границы мёртвой зоны, могут быть представлены в виде

$$A_\alpha = Cr_{\text{eff}}^{-1} \exp[-L(\nu_{\text{eff}}, \Delta_\alpha)], \quad (1)$$

где C — постоянная, характеризующая излучатель, Δ_α — угол прихода (скольжения) соответственно верхнего ($\alpha = u$) и нижнего ($\alpha = d$) лучей. Параметр r_{eff} учитывает пространственное ослабление поля точечного источника и определяется для изотропной ионосферы в плоском (2а) и сферически-симметричном случаях (2б) выражениями [23]

$$r_{\text{eff}} = \sqrt{\tan(\Delta) D(\Delta) \left| \frac{dD}{d\Delta} \right|}, \quad (2a)$$

$$r_{\text{eff}} = \sqrt{\tan(\Delta) r_e \sin \frac{D}{r_e} \left| \frac{dD}{d\Delta} \right|}. \quad (2b)$$

Здесь D — расстояние между приёмником и передатчиком, r_e — радиус Земли.

Для определения параметра ν_{eff} по экспериментальным данным необходимо временной интерференционной картине ставить в соответствие пространственную структуру поля, которая определяется высотным ходом электронной концентрации $N_e(h)$. На первом этапе исследований [21, 24] была принята плоская изотропная модель ионосферы с параболическим распределением $N_e(h)$:

$$N_e(h) \propto f_N^2 = \begin{cases} f_c^2 \left[1 - \left(\frac{h_m - h}{y_m} \right)^2 \right], & h_0 \leq h \leq h_m; \\ 0, & h < h_0 = h_m - y_m. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь f_c — критическая частота слоя F , h_m и y_m высота максимума и полутолщина слоя соответственно. Это позволяет получить все необходимые для расчётов характеристики (D, P_g, P, L) в аналитическом виде [21]. Выбор модели зависимости $N_e(h)$ налагает следующие ограничения на параметры:

$$D(f_c, h_m, y_m, \Delta) = D_s, \quad \frac{\partial D(f_c, h_m, y_m, \Delta)}{\partial \Delta} = 0. \quad (4)$$

Здесь первое выражение означает, что расстояние до границы мёртвой зоны задано и равно D_s , а второе является условием нахождения границы мёртвой зоны в пункте наблюдения.

Для определения величины ν_{eff} по экспериментальным данным использовались безразмерные величины

$$m_i = (A_{\max i} + A_{\min i}) / (A_{\max i} - A_{\min i}), \quad (5)$$

где $A_{\max i}$ и $A_{\min i}$ — значения i -го максимума и минимума огибающей функции результирующего сигнала, $i \geq 2$. Учитывая, что величины $A_{\max i}$ и $A_{\min i}$ получаются в результате синфазного и противофазного сложения полей верхнего и нижнего лучей, находились расстояния, соответствующие условиям (4). Для каждого из них рассчитывались амплитуды (1) и путём вариаций ν_{eff} теоретические значения отношений (4) подгонялись к экспериментальным. Окончательная оценка $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ находилась усреднением примерно по 10-ти индивидуальным значениям [21, 24]. Полученные значения $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ более чем на порядок превышали газокинетические оценки, что связывалось с рассеянием радиоволн в зону тени [18, 24].

Однако данный метод обладает рядом недостатков. Во-первых, не учитывается сферичность Земли и ионосферы, которая приводит к большему пространственному ослаблению волн, чем плоская среда; во-вторых, игнорируется геомагнитное поле. Поэтому для учёта сферичности Земли и ионосферы параболический слой электронной концентрации (3) был заменён на квазипараболический слой вида

$$N_e(h) \propto f_N^2 = \begin{cases} f_c^2 \left[1 - \left(\frac{r_m - r}{y_m} \right)^2 \right], & r_0 \leq r \leq r_m; \\ 0, & r < r_0 = r_m^2 / (r_m - y_m). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $r = r_e + h$, r_0 — высота начала слоя в геоцентрической системе координат. Высота максимума в геоцентрической системе координат $r_m = r_e + h_m$ совмещена с высотой максимума h_m обычного параболического распределения. С учётом геометрии распространения и закона преломления для сферически симметричной среды для расстояния D вдоль поверхности Земли и группового P_g и фазового P путей получаются выражения, представленные в работах [18, 25]. Использование модели изотропной сферически симметричной ионосферы (6) принципиально не изменило оценки $\bar{\nu}_{\text{eff}}$, они по-прежнему многократно превышали газокинетические ν_e [18, 26]. Поэтому на следующем этапе исследований было учтено влияние геомагнитного поля.

При наличии магнитного поля выражения для фазового μ_x и группового μ_{gx} показателей преломления волны X-поляризации можно представить в виде

$$\mu_x = m_x(X, Y, \Theta) \sqrt{1 - \hat{X}}, \quad \mu_{gx} = \frac{M_x(X, Y, \Theta)}{\sqrt{1 - \hat{X}}}, \quad \hat{X} = \frac{X}{1 - Y}.$$

Здесь $Y = f_H / f < 1$, f_H — гирочастота электронов, Θ — угол между волновым вектором и вектором напряжённости магнитного поля. Выражения для ядер m_x и M_x представлены в работе [27]. Численный анализ показывает, что для $Y \approx 0, 1$ и пологих траекторий можно приближённо положить $m_x = M_x \approx 1$. Тогда для х-волн можно использовать квазиизотропное приближение с

учётом замены $f \rightarrow f_x = f\sqrt{1-Y}$. Расчёты показали, что учёт сферичности ионосферы и геомагнитного поля занижает оценки $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ по сравнению с плоской изотропной моделью примерно на 15 %.

Анализ небольшого числа экспериментальных интерференционных структур для волн с Х-поляризацией, полученных в течение 2005 года на трассе Москва—Ростов-на-Дону (протяжённость 950 км, рабочая частота 9,996 МГц), с использованием модели сферической квазиизотропной ионосферы показал, что теперь в отдельных случаях появляются отрицательные оценки $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ [28]. Это можно интерпретировать как дополнительное усиление сигнала, не связанное с фокусировкой на границе мёртвой зоны.

Для более детального исследования этого эффекта было решено увеличить объём выборки и использовать данные не только в максимумах и минимумах интерференционной структуры, но и в промежуточных точках. Это потребовало согласования временной и пространственной шкал на всём выбранном интервале наблюдений [29]. Для временной картины за начало отсчёта принят момент прохождения первого максимума, соответствующий условию фокусировки излучения на границе мёртвой зоны. В пространственной области отсчёт расстояний ведётся от границы мёртвой зоны $\Delta D = D - D_s$. Пространственное положение главного максимума D_m на поверхности Земли не совпадает с расстоянием D_s [23], поэтому моменты прохождения первого максимума и границы мёртвой зоны через пункт наблюдения сдвинуты друг относительно друга. Реперными точками во временной и пространственной областях являются положения максимумов ΔD_{max} и минимумов ΔD_{min} интерференционной картины, начиная со вторых. Согласование реперных моментов времени t_r и расстояний ΔD_r даёт возможность найти скорость v и ускорение a движения интерференционной картины по поверхности Земли, а также разность δt моментов прохождения первого максимума и границы мёртвой зоны через пункт наблюдения [29]. В результате каждому моменту времени экспериментальной зависимости $A(t)$ ставится во взаимно однозначное соответствие расстояние от границы мёртвой зоны

$$\Delta D = v(t - \delta t) + (a/2)(t - \delta t)^2. \quad (7)$$

Это даёт возможность рассчитывать пространственное распределение амплитуды интерференционного поля

$$A = GA_n^{\text{theor}}(\nu_{\text{eff}}) = G\sqrt{A_u^2 + A_d^2 + 2A_uA_d\cos[\delta\phi(\Delta D)]}, \quad (8)$$

где A_u и A_d — амплитуды верхних и нижних лучей, $\delta\phi(\Delta D)$ — разность фаз между ними, G — нормировочная константа.

Для определения параметра ν_{eff} использовалась следующая процедура [29]: 1) в качестве исходных экспериментальных данных брались нормированные на максимум значения временной зависимости амплитуд $A_{n,i}^{\text{exp}}$ (начиная со второго максимума); 2) для дискретного набора моментов времени t_i находились по формуле (7) соответствующие расстояния ΔD_i и для каждого из них рассчитывались углы прихода верхних и нижних лучей, разности фаз между ними и эффективные расстояния; 3) затем проводилась минимизация квадратичного функционала

$$Q(G, \nu_{\text{eff}}) = \sum_i [A_{n,i}^{\text{exp}} - GA_{n,i}^{\text{theor}}(\nu_{\text{eff}})]^2. \quad (9)$$

Суммирование (8) осуществлялось по всем точкам выбранного интервала интерференционной картины. Для каждого фиксированного значения ν_{eff} параметр G определялся с помощью линейного метода наименьших квадратов. Величина ν_{eff} находилась как абсолютный минимум суммы (9).

Изложенная выше методика была использована для оценки $\nu_{\text{эф}}$ по результатам выборочных наблюдений с 2004 по 2011 год интерференционных структур, порождённых волнами Х-поляризации вблизи границы мёртвой зоны на трассе Москва—Ростов-на-Дону. Основу экспериментальных данных составили измерения в 2007 году (75 % наблюдений). Учтено изменение длины трассы в 2008 году с 950 до 1070 км. Результаты оценок $\nu_{\text{эф}}$ и затухания L_s (при фиксированной длине выборки) волн Х-поляризации вблизи границы мёртвой зоны на частоте 9,996 МГц по выборке из 80 наблюдений дали следующие результаты [30]. Примерно 7 % случаев соответствует отрицательным значениям $-2000 < \nu_{\text{эф}}[\text{с}^{-1}] < 0$, т.е. имеет место дополнительное усиление сигнала, которое может достигать 2,5 дБ. В 18 % случаев оценки соответствуют газокинетическим значениям $0 < \nu_{\text{эф}}[\text{с}^{-1}] < 1000$. Таким образом, почти в 80 % случаев на границе мёртвой зоны имеет место дополнительное затухание, достигающее 18 дБ при $\nu_{\text{эф}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. В 50 % случаев дополнительные потери не превышают 8 дБ.

В ионосферной плазме всегда существуют регулярные горизонтальные градиенты электронной концентрации. Поэтому рассчитываемое с помощью параметра $r_{\text{эф}}$ значение пространственного ослабления излучения отличается от реального. Это же относится к оценкам групповых и фазовых путей. Все эти рассогласования в конечном итоге сказываются на значениях $\nu_{\text{эф}}$. Поэтому была проведена оценка возможного влияния регулярных горизонтальных градиентов плазмы на $\nu_{\text{эф}}$ и затухание L_s радиоволн на границе мёртвой зоны [31]. С помощью модели IRI-2012 для двух уровней (высоты поворота луча и начала слоя в квазипараболической модели) находилась разность частот δf_N между Ростовом-на-Дону и Москвой. Оказалось, что какой-либо значимой корреляции параметров $\nu_{\text{эф}}$ и L_s с регулярными горизонтальными градиентами δf_N не наблюдается [31].

2. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

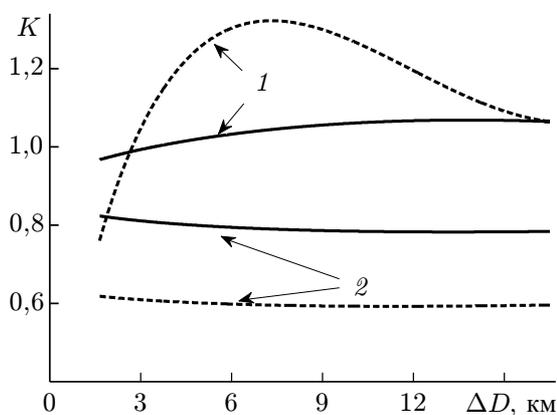


Рис. 2. Отношение эффективных расстояний K для нижних (кривые 1) и верхних (кривые 2) лучей. Сплошные кривые соответствуют первой фазе возмущения, штриховые — второй

Одним из факторов, приводящим к отрицательным или аномально большим оценкам частоты $\nu_{\text{эф}}$, могут являться перемещающиеся ионосферные возмущения, вызывающие фокусировку и дефокусировку излучения за счёт изменений эффективного расстояния $r_{\text{эф}}$. При наличии перемещающихся ионосферных возмущений эффективное расстояние должно вычисляться методом геометрической оптики по расходимости лучей [23]. Для исследования влияния перемещающихся ионосферных возмущений были проведены следующие модельные расчёты для трассы Москва—Ростов-на-Дону (дальность 950 км) на частоте 9,996 МГц для волн с необыкновенной поляризацией.

Сначала в невозмущённом состоянии для квазипараболического распределения электронной концентрации с параметрами $f_c = 5,75 \text{ МГц}$, $h_m = 280 \text{ км}$ и $y_m = 85,9 \text{ км}$ при $\nu_{\text{эф}} = 0$ была рассчитана интерференционная структура (8). Затем было наложено перемещающееся ионосферное возмущение с длиной волны 100 км, амплитудой 10 % на высоте максимума и наклоном волнового фронта к поверхности Земли 20° для двух различных начальных фаз. Расчёты проводились со второго интерференционного максимума.

Вблизи границы мёртвой зоны были получены отношения эффективных расстояний для невозмущённых и возмущённых состояний для верхних и нижних лучей

$$K(\Delta D) = r_{\text{eff}}(\Delta D)/R_{\text{eff}}(\Delta D).$$

Зависимости $K(\Delta D)$ представлены на рис. 2. Затем для двух наборов значений R_{eff} , соответствующих разным начальным фазам возмущения и невозмущённых параметров квазипараболы были рассчитаны интерференционные структуры (8). Положения реперных расстояний остались прежними, однако существенно изменились нормированные значения A_{max} и A_{min} (см. рис. 3). При решении обратной задачи в приближении сферически симметричной квазиизотропной ионосферы приходим к следующим результатам. Для первого набора значений R_{eff} для эквивалентной частоты соударений получаем оценку $\nu_{\text{eff}} = 1,9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, а для «затухания» на границе мёртвой зоны $L_s = 2,6 \text{ дБ}$. Для второго набора имеем $\nu_{\text{eff}} = -2,9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, а для «затухания» на границе мёртвой зоны $L_s = -3,9 \text{ дБ}$. Таким образом, в первом случае проявляется дефокусировка поля, во втором — фокусировка. Использование возмущённых значений R_{eff} даёт близкое к исходному значение $\nu_{\text{eff}} \approx 0$.

Наличие перемещающихся ионосферных возмущений с амплитудами более 10 % определяется по наличию возвратных каустик, когда в пункте приёма сигнал сначала исчезает, а затем появляется снова (и наоборот) [32]. Для интерпретации данных в подобных случаях необходимо учитывать отклонения параметров R_{eff} от сферически симметричного случая. Анализ модельных зависимостей $K(\Delta D)$ показал, что выражение $1/R_{\text{eff}}$, входящее при учёте возмущения в формулу (1), может быть записано в виде

$$\frac{1}{R_{\text{eff}}(\Delta D)} = \frac{1}{r_{\text{eff}}(\Delta D)} \left\{ a_0 + a_1 \frac{\Delta D}{r_{\text{eff}}(\Delta D)} + \dots + a_p \left[\frac{\Delta D}{r_{\text{eff}}(\Delta D)} \right]^p \right\},$$

причём коэффициенты разложения a_i и степени полинома p (не выше трёх) различны для верхних и нижних лучей. Для определения коэффициентов разложения и степеней полиномов используется следующая процедура. На первом этапе учитываются нормированные значения поля только в интерференционных максимумах и минимумах, которые получаются путём сложения и вычитания полей в реперных точках ΔD_{max} и ΔD_{min} :

$$\mathbf{A}_{\text{max}} = \mathbf{A}_{\text{max}}^{\text{d}} + \mathbf{A}_{\text{max}}^{\text{u}}, \quad \mathbf{A}_{\text{min}} = \mathbf{A}_{\text{min}}^{\text{d}} - \mathbf{A}_{\text{min}}^{\text{u}}.$$

Здесь индекс d относится к нижним, а индекс u — к верхним лучам, а векторы \mathbf{A} имеют размерность N . Введём следующие обозначения ($\alpha = \text{u, d}$):

$$y_{\text{max}}^{\alpha} = \frac{\exp[-L_{\text{max}}^{\alpha}(\nu_{\text{eff}})]}{r_{\text{eff}}^{\alpha}(\Delta D_{\text{max}})}, \quad x_{\text{max}}^{\alpha} = \frac{\Delta D_{\text{max}}}{r_{\text{eff}}^{\alpha}(\Delta D_{\text{max}})},$$

$$y_{\text{min}}^{\alpha} = \frac{\exp[-L_{\text{min}}^{\alpha}(\nu_{\text{eff}})]}{r_{\text{eff}}^{\alpha}(\Delta D_{\text{min}})}, \quad x_{\text{min}}^{\alpha} = \frac{\Delta D_{\text{min}}}{r_{\text{eff}}^{\alpha}(\Delta D_{\text{min}})}.$$

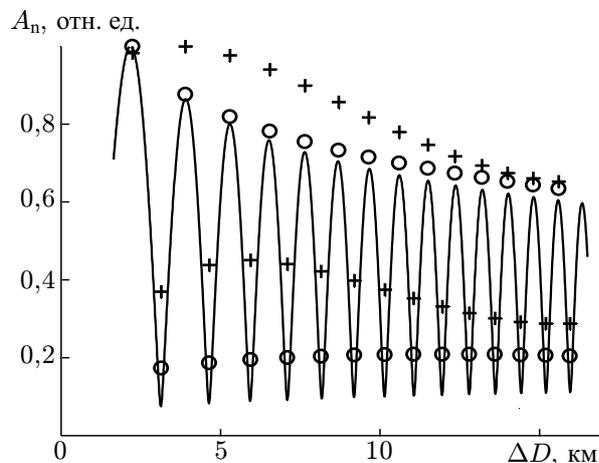


Рис. 3. Интерференционное поле для невозмущённых условий (сплошная кривая) и положения A_{max} и A_{min} для первой (кружки) и второй (кресты) начальной фазы возмущения

Тогда компоненты вектора амплитуд в максимумах интерференционной структуры имеют вид

$$A_{\max i}^d = y_{\max i}^d \left[\sum_{j=0}^{p_d} d_j (x_{\max i}^d)^j \right], \quad A_{\max i}^u = y_{\max i}^u \left[\sum_{j=0}^{p_u} d_j (x_{\max i}^u)^j \right], \quad i = 1, 2, \dots, N.$$

Аналогичным образом выражаются компоненты вектора амплитуд в минимумах интерференционной структуры. В матричном виде предыдущие выражения можно записать как

$$\mathbf{M}_{\max}^d \mathbf{d} = \mathbf{A}_{\max}^d, \quad \mathbf{M}_{\max}^u \mathbf{u} = \mathbf{A}_{\max}^u, \quad \mathbf{M}_{\min}^d \mathbf{d} = \mathbf{A}_{\min}^d, \quad \mathbf{M}_{\min}^u \mathbf{u} = \mathbf{A}_{\min}^u.$$

Вектор \mathbf{d} имеет размерность $p_d + 1$, вектор \mathbf{u} — размерность $p_u + 1$, матрицы \mathbf{M}^d и \mathbf{M}^u — размерности $N \times (p_d + 1)$ и $N \times (p_u + 1)$ соответственно. В качестве примера приведём выражение для элементов матрицы \mathbf{M}_{\max}^d :

$$[M_{\max}^d(\nu_{\text{eff}})]_{i,j} = y_{\max i}^d(\nu_{\text{eff}})(x_{\max i}^d)^{j-1}, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad j = 1, 2, \dots, p_d + 1.$$

Элементы остальных матриц определяются по такому же принципу. В результате для нахождения коэффициентов разложения \mathbf{d} и \mathbf{u} и параметров ν_{eff} , p_d и p_u получаем переопределённую систему уравнений

$$\mathbf{M}(\nu_{\text{eff}}, p_d, p_u) \mathbf{w} = \mathbf{A}; \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{\max}^d(\nu_{\text{eff}}, p_d) & \mathbf{M}_{\max}^u(\nu_{\text{eff}}, p_u) \\ \mathbf{M}_{\min}^d(\nu_{\text{eff}}, p_d) & -\mathbf{M}_{\min}^u(\nu_{\text{eff}}, p_u) \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} \mathbf{d} \\ \mathbf{u} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{\max}^d \\ \mathbf{A}_{\max}^u \end{pmatrix}.$$

Решение системы (10) находится минимизацией квадратичного функционала

$$S(\nu_{\text{eff}}, p_d, p_u, \mathbf{w}) = (\mathbf{M}\mathbf{w} - \mathbf{A})^T (\mathbf{M}\mathbf{w} - \mathbf{A}),$$

где индекс T означает транспонирование. Поиск степеней полиномов p_d , p_u осуществляется перебором. Для каждой комбинации параметров p_d , p_u и фиксированного ν_{eff} вектор коэффициентов полиномиальных разложений \mathbf{w} находится линейным методом наименьших квадратов. Параметр ν_{eff} определяется из условия абсолютного минимума квадратичного функционала $S(\nu_{\text{eff}}, p_d, p_u, \mathbf{w})$. В качестве решения принимается набор параметров ν_{eff} , p_d , p_u и \mathbf{w} , обеспечивающий наименьшее значение S . Полученные значения p_d , p_u и \mathbf{w} затем используются для корректировки пространственного ослабления нижних и верхних лучей на всём временном и эквивалентном ему пространственном интервале измерений. Параметр ν_{eff} уточняется далее путём минимизации функционала (9).

На рис. 4–7 приведены примеры применения изложенной выше методики учёта вариаций пространственной расходимости лучей при анализе возвратных каустик.

На рис. 4 представлены оценки ν_{eff} , полученные для сеанса 16:10 LT 20.11.2007 при отсутствии и наличии перемещающихся ионосферных возмущений в зависимости от учитываемого числа пар интерференционных максимумов и минимумов N . Видно, что обе оценки зависят от длины отрезка временной интерференционной картины, задаваемой числом N , поэтому целесообразно рассматривать средние значения на интервале $N = 10 \div 15$. Интервал изменения N выбран из тех соображений, чтобы, с одной стороны, обеспечить переопределённость системы уравнений (2) и, с другой стороны, учесть структуру поля вблизи границы мёртвой зоны. В рассматриваемом случае средние значения составляют $\bar{\nu}_{\text{eff}}(r_{\text{eff}}) = 3,8 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\bar{\nu}_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 6,7 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, учёт влияния перемещающихся ионосферных возмущений позволяет уменьшить оценку

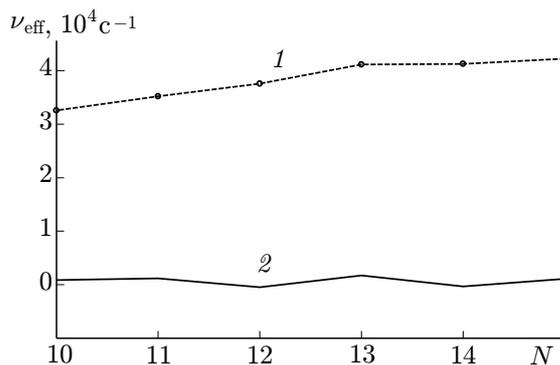


Рис. 4. Результаты, полученные для сеанса 16:10 LT 20.11.2007 при отсутствии (кривая 1) и наличии (кривая 2) перемещающихся ионосферных возмущений

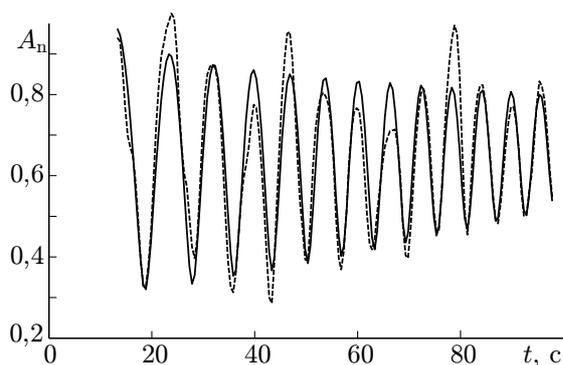


Рис. 5. Результаты согласования нормированных экспериментальных A_n^{exp} (штриховая линия) и рассчитанных A_n^{theor} (сплошная линия) амплитуд для $N = 13$ и $\nu_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 1,7 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$

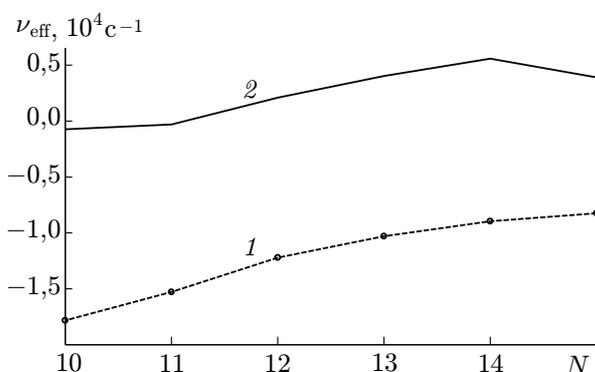


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, для сеанса 08:37 LT 18.03.2007

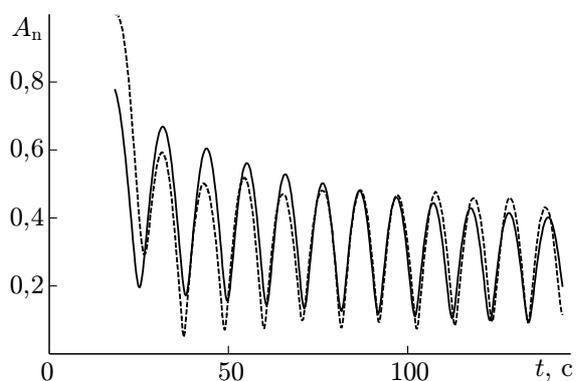


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, для сеанса 08:37 LT 18.03.2007 и $N = 12$, $\nu_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 2,1 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$

эквивалентной частоты соударений почти в 60 раз, приблизив её к газокинетическим значениям, т. е. в данном случае удаётся учесть сильную дефокусировку излучения. На рис. 5 приведены результаты согласования нормированных экспериментальных A_n^{exp} и рассчитанных A_n^{theor} амплитуд для $N = 13$ и $\nu_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 1,7 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$. Обратим внимание на следующее обстоятельство. Положение максимумов и минимумов интерференционной структуры зависит только от разности фаз верхних и нижних лучей. Наличие перемещающихся ионосферных возмущений может смещать их относительно невозмущённого состояния, однако кривые на рис. 5 свидетельствуют о хорошем в среднем согласии между экспериментом и теорией. Таким образом, использованные нами приближения для оценки $\bar{\nu}_{\text{eff}}(R_{\text{eff}})$ вполне приемлемы.

На рис. 6 представлены результаты для сеанса 08:37 LT 18.03.2007, когда отрицательные оценки параметра $\bar{\nu}_{\text{eff}}(r_{\text{eff}}) = -1,2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ указывают на наличие сильной фокусировки. Учёт перемещающихся ионосферных возмущений приводит к положительным оценкам среднего значения $\bar{\nu}_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 2,4 \cdot 10^2 \text{ c}^{-1}$. Для рассматриваемого сеанса наблюдений на рис. 7 приведены результаты согласования нормированных экспериментальных A_n^{exp} и рассчитанных амплитуд A_n^{theor} для $N = 12$ и $\nu_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}) = 2,1 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$. Отметим, что за время прохождения перемещающихся ионосферных возмущений углы прихода лучей существенно варьируются в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Согласно исследованиям [32], перемещающиеся ионосферные возмущения, влияющие на структуру прикаустического поля, имеют периоды от 20 до 30 мин. Интерференционные структуры, использованные нами, характеризуются длительностью во времени около 2÷4 мин, поэтому

Таблица 1

Дата	LT, час	$\bar{\nu}_{\text{eff}}(R_{\text{eff}}), \text{c}^{-1}$	$\bar{\nu}_{\text{eff}}(r_{\text{eff}}), \text{c}^{-1}$
06.01.2007	8,55	6 430	55 400
10.02.2007	8,45	2 180	−6 310
28.02.2007	17,27	980	−34 040
02.03.2007	17,13	190	−1 900
05.03.2007	17,65	530	−3 620
20.03.2007	7,14	460	−760
17.04.2007	17,96	220	8 000
11.10.2007	7,49	1 220	9 270
16.10.2007	17,30	850	240
17.10.2007	7,61	3 550	−1 750

мы полагали, что вариации углов прихода за этот интервал времени незначительны. Модельные расчёты для невозмущённых условий показали, что на расстояниях $950 \div 1\,100$ км между передатчиком и приёмником изменения углов прихода (в вертикальной плоскости) и для верхних, и для нижних лучей на временном интервале наблюдения составляют порядка 2° . На этой основе мы приняли изотропное приближение для передающих и приёмных антенн.

Наличие перемещающихся ионосферных возмущений не всегда может быть обнаружено по возвратным каустикам. На их наличие во время измерений указывает сравнение оценок $\bar{\nu}_{\text{eff}}(R_{\text{eff}})$, полученных в предположении существования возмущений, и оценок $\bar{\nu}_{\text{eff}}(r_{\text{eff}})$, предполагающих их отсутствие. Результаты такого выборочного сопоставления приведены в табл. 1.

Отметим, что новая методика оценки частоты ν_{eff} исключает получение отрицательных и аномально больших значений эквивалентной частоты соударений электронов. В большинстве случаев (сеансы 28.02.2007–17.10.2007) значения ν_{eff} близки к газокинетическим оценкам $\nu_e \approx \approx 10^3 \text{c}^{-1}$. Превышение эмпирических оценок над газокинетическими указывает на рассеяние волн в зону тени.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе кратко изложена история развития диагностики эффективной частоты соударений электронов ν_{eff} в F -области ионосферы. Основное внимание уделено методу, основанному на анализе интерференционной структуры поля высокочастотных радиоволн вблизи границы мёртвой зоны. С его помощью были получены аномально большие оценки ν_{eff} [21, 24, 26, 28, 29], что связывалось с дополнительным затуханием волн, вызванных их рассеянием на крупномасштабных неоднородностях электронной концентрации [19, 24]. Продемонстрировано, что последовательная эволюция методики интерпретации экспериментальных данных за счёт учёта сферичности среды распространения радиоволн и геомагнитного поля привела к качественно новым результатам: отрицательным оценкам ν_{eff} . Это указало на наличие дополнительного усиления сигналов вблизи границы мёртвой зоны и потребовало дальнейшего совершенствования методики анализа данных. В работе изложена новая методика оценки в терминах ν_{eff} затухания высокочастотных радиоволн в F -области ионосферы вблизи границы мёртвой зоны. Она базируется на анализе временной интерференционной структуры поля, порождённой волнами X -поляризации вблизи границы мёртвой зоны на трассе Москва–Ростов-на-Дону на частоте 9,996 МГц. Новым элементом методики является учёт пространственной расходимости лучей, вызванной наличием перемещающихся ионосферных возмущений. Это исключает получение и отрицательных, и аномально больших оценок эффективной (эквивалентной) частоты соударений электронов.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания 3.961.2014/К Министерства образования и науки Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thrane E. V., Piggott W. R. // J. Atmos. Terr. Phys. 1966. V. 28, No. 8. P. 721.
2. Setty C. S. G. K. // Indian J. Radio Space Phys. 1972. No. 1. P. 38.
3. Aggarwal K. M., Nath N., Setty C. S. G. K. // Planet. Space Sci. 1979. V. 27, No. 6. P. 753.
4. Beynon W. J. G., Rangaswamy S. // Nature. 1968. V. 218, No. 5148. P. 1237.
5. Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Водолазкин В. И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18, №1. С. 154.
6. Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Фаер Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15, №3. С. 451.
7. Водолазкин В. И., Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Фаер Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23, №1. С. 25.
8. Водолазкин В. И., Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Фаер Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19, №1. С. 159.
9. Setty C. S. G. K., Jain A. R., Vyawahare M. K. // Canad. J. Phys. 1970. V. 48, No. 6. P. 653.
10. Водолазкин В. И., Денисенко П. Ф., Ржаницин В. П. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, №3. С. 74.
11. Бенедиктов Е. А., Толмачёва А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, №2. С. 200.
12. Скребкова Л. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15, №4. С. 664.
13. Жулина Е. М. Ионосферное прогнозирование. М.: Наука, 1982. 172 с.
14. Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 193 с.
15. Kumari S., Mahjan K. K. // J. Atmos. Terr. Phys. 1971. V. 31, No. 8. P. 1277.
16. Saha A. K. // J. Atmos. Terr. Phys. 1971. V. 33, No. 10. P. 1277.
17. Бронин А. Г., Заботин Н. А. // Журн. exper. теор. физ. 1992. Т. 102, №4. С. 1167.
18. Бронин А. Г., Денисенко П. Ф., Заботин Н. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33, №2. С. 169.
19. Водолазкин В. И., Денисенко П. Ф., Фаер Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29, №2. С. 329.
20. Бережко Е. Г., Гельберг М. Г., Крымский Г. Ф. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27, №3. С. 404.
21. Анютин А. П., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. // Известия вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, №2. С. 247.
22. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 502 с.
23. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
24. Белей В. С., Галушко В. Г., Водолазкин В. И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30, №6. С. 979.
25. Croft T. A., Hoogasian H. // Radio Sci. 1968. V. 3, No. 1. P. 69.
26. Денисенко П. Ф., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Сказик А. И. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2005. Т. 10, №5. С. 67.
27. Herbert Th. // Radio Sci. 1967. V. 2, No. 10. P. 1269.
28. Денисенко П. Ф., Вертоградов В. Г., Сказик А. И., Новиков В. М. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14, №5. С. 25.
29. Денисенко П. Ф., Сказик А. И., Котов М. Ю. // Антенны. 2013. №10. С. 50.

30. Денисенко П. Ф., Кулешов Г. И., Сказик А. И. // Тр. XXIV Всероссийской научной конф. «Распространение радиоволн», 29 июня–5 июля 2014, г. Иркутск. Т. 1. С. 147.
31. Денисенко П. Ф., Сказик А. И. // Антенны. 2015. № 1. С. 28.
32. Нагорский П. М., Тарашук Ю. И., Цыбиков Б. Б. // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 6. С. 841.

Поступила в редакцию 21 октября 2015 г.; принята в печать 8 апреля 2016 г.

FEATURES OF HF RADIO WAVE ATTENUATION IN THE MIDLATITUDE IONOSPHERE NEAR THE SKIP DISTANCE BOUNDARY

P. F. Denisenko and A. I. Skazik

We briefly describe the history of studying the decameter radio wave attenuation by different methods in the midlatitude ionosphere. A new method of estimating the attenuation of HF radio waves in the ionospheric F region near the skip distance boundary (SDB) is presented. This method is based on an analysis of the time structure of the interference field generated by highly stable monochromatic X-mode radio waves at the observation point. The main parameter is the effective electron collision frequency ν_{eff} , which takes into account all energy losses in the form of equivalent heat loss. The frequency ν_{eff} is estimated by matching the assumed (model) and the experimentally observed structures. Model calculations are performed using the geometrical optics approximation. The spatial attenuation caused by the influence of the medium-scale traveling ionospheric disturbances is taken into account. Spherical shape of the ionosphere and the Earth's magnetic field are roughly allowed for. The results of recording of the level of signals from the RWM (Moscow) station at a frequency of 9.996 MHz at point Rostov are used.