

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.872.32

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. В. Мошков*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

**E-mail: kuzaf@inbox.ru*

Поступила в редакцию 07.08.2022 г.

После доработки 07.08.2022 г.

Принята к публикации 25.08.2022 г.

Проведены численные расчеты коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн в интервале частот 1...10 кГц при прохождении плоского неоднородного слоя нижней ионосферы в присутствии сильного локального возмущения атмосферы. Использована модель возмущения в виде точечного источника энергии. Показано, что при прохождении области возмущения через слой нижней ионосферы коэффициент прохождения волны резко падает по величине в течение 1...2 мин, в то же время диагональные компоненты матрицы коэффициентов отражения возрастают практически до единицы.

DOI: 10.31857/S0033849423010096, EDN: EQOIZY

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были проведены оценки времени замираний радиоволн низкой частоты (НЧ) в волноводе “Земля–ионосфера” под влиянием мощного локального возмущения, всплывающего в атмосфере. Для этой цели была вычислена величина и динамика столкновительного поглощения волн, величина которого пропорциональна произведению $N_e \times \nu_e$, (N_e – концентрация свободных электронов, ν_e – их эффективная частота соударений). Произведение не зависит от величины геомагнитного поля, что позволило использовать модель изотропной ионосферы и упростило расчеты. Однако такой подход, строго говоря, не дает прямой оценки времени замираний при распространении НЧ-волн в волноводе, поскольку не позволяет вычислить коэффициенты отражения от слоя нижней ионосферы [2]. Для проведения расчетов в данной работе учитываем неоднородность и гиротропию ионосферной плазмы, что тематически продолжает работу [1].

В качестве источника заметных локальных возмущений атмосферы могут выступать электромагнитные импульсы молниевых разрядов, выпадения энергичных частиц радиационных поясов, излучение мощных наземных передатчиков; вторжение крупных метеоров или комет. Разряд молнии может индуцировать выпадения энергичных частиц радиационных поясов в нижнюю ионосферу, что приводит к заметному увеличению концен-

трации свободных электронов ионосферы в областях с горизонтальным размером до нескольких сотен километров [3].

Из крупных метеоритных тел, зафиксированных на территории РФ за последние примерно 100 лет, отметим Тунгусский метеорит с энергией ~200 ПДж (1 петаджоуль равен 10^{15} Дж) и Сихотэ-Алинский метеорит (~0.1 ПДж) [4]. Считаем подобного рода возмущения атмосферы сильными и локальными, если они приводят к увеличению ионизации (концентрации свободных электронов) окружающей среды на несколько порядков величины в области пространства, характерные размеры которой сравнимы с длиной НЧ-волны, т.е. составляют десятки или сотни километров.

Цель данной работы – дать оценку характеристик НЧ-сигнала при его распространении в волноводе “Земля–ионосфера” в присутствии сильного локального возмущения атмосферы, возникшего ниже ионосферы. В качестве модели такого возмущения используем простейшую регулярную (без учета тепловых эффектов и турбулентности) модель, описывающую в газодинамическом приближении поведение облака сильно ионизированной плазмы, образовавшегося после быстрого (секунда и менее) точечного выделения большого количества энергии в интервале значений ~0.1...10 ПДж [5]. Эта модель позволяет выявить особенности распространения НЧ-волн через возмущенную нижнюю ионосферу с помощью изменения всего

двух начальных параметров возмущения — энергии Q и начальной высоты h_0 . В работе рассмотрены сверхдлинные радиоволны в интервале частот 1...10 кГц (длины волн 30...300 км). Оценки проведены на основе численных расчетов затухания НЧ-волны в неоднородном анизотропном слое нижней ионосферы, параметры которого модифицируются всплывающей областью повышенной ионизации.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим модель распространения НЧ-волн в волноводе “Земля—ионосфера”, в рамках которой сигнал, распространяющийся от источника, представляется в виде набора лучей (локальных плоских волн), попадающих в приемник после последовательных отражений от земли и ионосферы. После суммирования всех подобных лучей получим полный принимаемый сигнал (метод многократно отраженных волн или “метод скачков”) [6]. В рамках этой модели достаточно вычислить коэффициенты отражения НЧ-волн от ионосферы в дискретном ряде точек на ее нижней границе.

Рассмотрим слой нижней ионосферы между высотами 50 и 150 км. Можно считать, что именно этот слой вносит основной вклад в коэффициенты отражения и поглощения волны [2]. Выше этого слоя ионосферу можно считать плавно меняющейся средой, а эффективная частота соударений электронов, ответственная за поглощение, становится пренебрежимо малой.

Основное физическое упрощение в отношении модели локального возмущения состоит в предположении, что максимальное выделение энергии возмущения происходит практически мгновенно. Это порождает ряд сложных переходных процессов в атмосфере, продолжительность которых составляет менее 1 с, после чего такое возмущение можно считать результатом точечного мгновенного изотропного выделения в атмосферу некоторой энергии Q . В результате формируется область горячей сильно ионизованной плазмы (“облако”) диаметром 1...3 км. Под действием архимедовой силы облако начинает подниматься вверх практически с постоянной скоростью и достигает верхней границы волновода, модифицируя ее параметры. Примерно через 3 мин от начала возмущения облако покидает волновод и более не оказывает воздействия на характеристики распространения НЧ-волн.

Максимальная величина ионизации в таком возмущении определяется в основном начальным количеством молекул воздуха в облаке. В атмосфере эта ионизация чрезвычайно велика — любой радиосигнал испытает при прямом прохождении через область возмущения “абсолютное” ослабление

[5]. Однако в случае низких частот размеры облака в волноводе существенно меньше длины волны, поэтому до достижения нижней ионосферы область повышенной ионизации не может оказать заметного влияния на характеристики радиосигнала.

Основное упрощение модели ионосферы связано с предположением, что возмущение ионизации сохраняет структуру плоской слоистости среды, и поэтому может быть применима модель холодной плазмы. Эти предположения являются относительно грубыми. Однако следует учесть, что к моменту прохождения ионосферного слоя облако возмущения увеличивается по горизонтали значительно сильнее, чем по вертикали, достигая размеров в несколько сотен километров [1]. С учетом величины показателя преломления НЧ-волны в такой среде, на горизонтальном размере возмущения укладывается 10 и более длин волн. Температура электронов в облаке по мере увеличения высоты заметно падает, а в нижней ионосфере в отсутствие возмущения, напротив, возрастает до 1000 К и более. Если пренебречь эффектами генерации тепловых электростатических колебаний, то приближение холодной плазмы остается вполне применимым для получения количественных оценок [7].

Задача ставится следующим образом. Пусть на высоте h_0 над поверхностью земли в условный момент времени $t = 0$ происходит мгновенное точечное выделение энергии Q . По мере всплытия облако ионизации модифицирует параметры плазмы в слое нижней ионосферы. Следует определить результирующую зависимость от времени величин коэффициентов прохождения и отражения НЧ-волны в этом слое, расположенном на высотах 50...150 км над поверхностью земли.

Для моделирования движения облака используем модель [5]. Для расчетов характеристик отражения и прохождения НЧ-волны в слое используем процедуру численного интегрирования волновых уравнений [8]. Для невозмущенной ионосферы используем эмпирические модели, соответствующие равноденственному сезону при средней активности Солнца [9]. В пределах ионосферы пространственная структура вектора геомагнитного поля $\vec{B}_0$ хорошо описывается моделью точечного магнитного диполя, расположенного вблизи центра Земли с осью, наклоненной под некоторым углом к оси ее вращения [10]. Для этой модели вводится понятия геомагнитной широты Φ .

Пусть начало правой декартовой прямоугольной системы координат расположено на поверхности земли, а ось z направлена вертикально вверх. Плоская НЧ-волна с волновым вектором $\vec{k}$ падает снизу на горизонтальный неоднородный по оси z слой плазмы под углом θ с вертикалью. Верхняя и ниж-

няя границы слоя соответствуют высотам z_1 и z_2 (для дневной модели эти высоты равны 100 и 50 км; для ночной — 150 и 75 км соответственно). Направим ось x так, чтобы вектор $\vec{k}$ находился в плоскости XZ . Направление локального геомагнитного поля определяется углом ψ вектора $(-\vec{B}_0)$ с вертикалью и углом азимута A , который отсчитывается от оси x до направления проекции $\vec{B}_0$ на земную поверхность. Отсчет идет против часовой стрелки, если смотреть на поверхность сверху вниз. Величина угла ψ определяется из соотношения $\text{ctg} \psi = 2 \text{tg} \Phi$. Везде в данной работе используем значение $\Phi = 60^\circ$, что соответствует северным приполярным областям, и $A = 180^\circ$. В этом случае $\psi \approx 16.1^\circ$, плоскость распространения волны совпадает с плоскостью магнитного меридиана, и значения $\theta > 0$ соответствуют трассе север-юг.

Традиционно [2] рассмотрим падающие плоские волны двух независимых поляризаций. Вертикальная поляризация означает, что вектор $\vec{E}_{\parallel}$ напряженности электрического поля волны лежит в плоскости (x, z) , в которой лежит вектор $\vec{k}$. В случае горизонтальной поляризации вектор $\vec{E}_{\perp}$ перпендикулярен этой плоскости, т.е. параллелен оси y . Если на анизотропный слой падает волна, например, горизонтальной поляризации, то отразятся волны и горизонтальной, и вертикальной поляризаций. Поэтому принято представлять коэффициент отражения в виде 2×2 матрицы [2, 8]. Приведем определения элементов этой матрицы:

$$\begin{aligned} R_{11} &= H_y^{\downarrow} / H_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\perp} = 0; \\ R_{12} &= Z_0 H_y^{\downarrow} / E_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\parallel} = 0; \\ R_{21} &= E_y^{\downarrow} / Z_0 H_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\perp} = 0; \\ R_{22} &= E_y^{\downarrow} / E_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\parallel} = 0; \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{E}$, $\vec{H}$ — электрическое и магнитное поле волны; стрелкой вверх отмечен компонент падающего поля, а стрелкой вниз — отраженного. Иными словами, диагональные элементы R_{11} и R_{22} соответствуют отражению с сохранением поляризации, а элементы R_{12} и R_{21} — отражению со сменой поляризации (в изотропной среде эти элементы равны нулю).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 приведены результаты расчетов величин коэффициента прохождения по мощности D и коэффициентов отражения (1) для не возмущенной дневной и ночной моделей ионосферы в зависимости от угла падения волны для частоты 5 кГц. Для дневной ионосферы приведены зависимости всех коэффициентов, для ночной — только величины D , R_{11} , R_{12} , поскольку коэффициенты

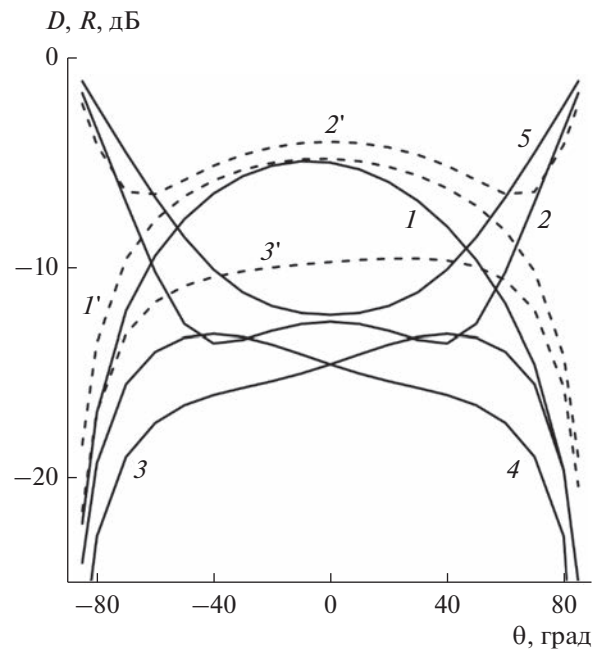


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D и коэффициентов отражения R от угла падения θ при $h_0 = 10$ км для дневной (штриховые кривые) и ночной (сплошные) модели ионосферы: D (1, 1'), R_{11} (2, 2'), R_{12} (3, 3'), R_{21} (4), R_{22} (5).

R_{21} и R_{22} , полученные для ночной ионосферы, изменяются относительно других коэффициентов так же, как днем. Значения в децибелах вычисляются относительно единицы по мощности для D и по полю для коэффициентов отражения. Данные на рис. 1 позволяют оценить порядок величин исследуемых коэффициентов в отсутствие возмущения. В частности, из рисунка видно, что днем, когда нижняя граница ионосферы опускается приблизительно до 50 км в область повышенных значений ν_e , столкновительное поглощение возрастает, что приводит к заметному уменьшению величин коэффициентов отражения по сравнению с ночным временем, когда эффективная нижняя граница ионосферы находится на высоте 75 км.

При наличии возмущения интересуемся в основном зависимостями коэффициентов от времени t и начальной высоты h_0 , поскольку из результатов работы [1] следует, что зависимости от начальной энергии Q и частоты волны f в интервале частот 1...10 кГц выражены относительно слабо. Поэтому все дальнейшие результаты приведены для $\theta = 40^\circ$; $f = 5$ кГц и $Q = 1$ ПДж.

По мере увеличения времени t облако возмущения всплывает в атмосфере приблизительно с постоянной скоростью. При увеличении Q эта скорость возрастает: для значений $Q \sim 0.1...10$ ПДж она меняется от ~ 0.4 до ~ 0.9 км/с. Когда облако

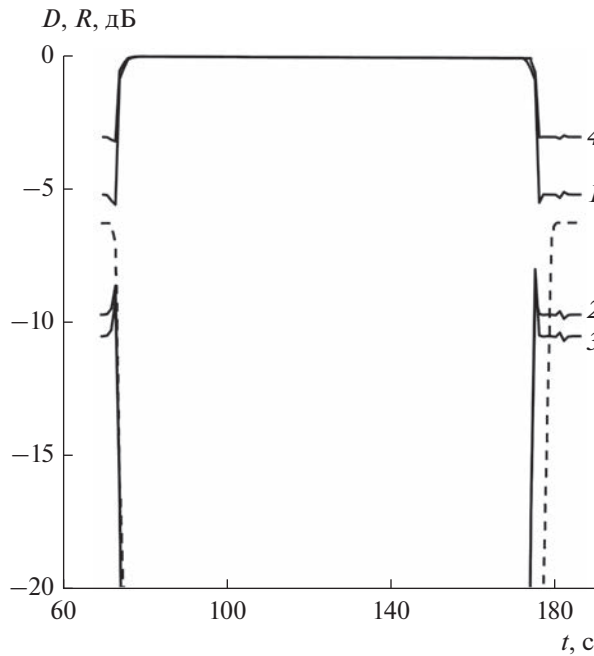


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D (штриховая кривая) и коэффициентов отражения R от времени для ночной модели ионосферы при $h_0 = 10$ км: R_{11} (1), R_{12} (2), R_{21} (3), R_{22} (4).

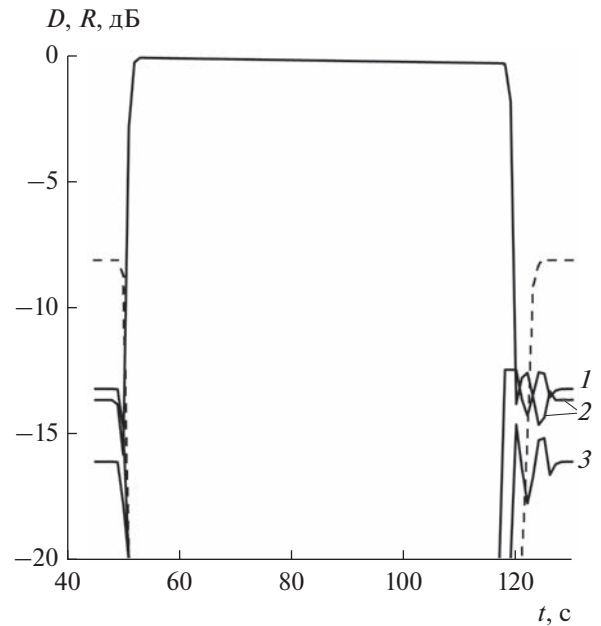


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D (штриховая кривая) и коэффициентов отражения R от времени для дневной модели ионосферы при $h_0 = 10$ км: R_{11} (1), R_{12} (2), R_{21} (3).

повышенной ионизации достигает нижней ионосферы, коэффициент прохождения D начинает резко уменьшаться из-за роста столкновительного затухания НЧ-волны.

На рис. 2 приведены соответствующие зависимости коэффициентов от времени для ночной ионосферы. До прихода возмущения и после его выхода из нижней ионосферы значения коэффициентов соответствуют “фоновым” величинам на рис. 1 при $\theta = 40^\circ$. Однако для возмущенной ионосферы эти коэффициенты ведут себя по-разному. Значения R_{11} и R_{22} возрастают и приближаются к 1, т.е. падающая волна отражается практически полностью. Таким образом, для отраженной волны облако повышенной ионизации играет роль “зеркала”, а для проходящей — “поглотителя”.

На рис. 3 приведены те же зависимости, но для дневной ионосферы. Поскольку кривые R_{11} и R_{22} во время возмущения практически сливаются, приведена только зависимость $R_{11}(t)$. Невозмущенные значения R_{11} и R_{22} днем значительно меньше, чем ночью, поэтому описанный выше эффект возрастания R_{11} и R_{22} во время возмущения заметен отчетливее. Величины R_{12} и R_{21} равны нулю в изотропной среде. Из данных рис. 2 и 3 следует, что при резком увеличении произведения $N_e \times v_e$ в гиротропной плазме она ведет себя как изотропная среда по отношению к распространению в ней НЧ-волн.

Расчет коэффициентов прохождения и отражения на полном временном отрезке связан с определенными вычислительными трудностями. Уменьшение величины напряженности поля в слое может быть столь велико, что это требует значительного увеличения длины разрядной сетки. Однако в этом нет необходимости, поскольку сами по себе эти малые величины внутри промежутка затухания волны не представляют физического интереса. По этой причине вычислительная процедура разбита на три части. Сначала значение t увеличивается с шагом 1 с от нуля до того момента $t = t_*$, когда величина D станет меньше заданной относительно малой величины, например, -50 дБ. Затем процедура интегрирования волновых уравнений останавливается и далее вычисляются только параметры облака возмущения до тех пор, пока в некоторый момент времени оно перестанет заметно модифицировать параметры нижней ионосферы на верхней границе $z = z_1$. На третьем этапе найденный момент времени используется как начальный и процедура интегрирования волновых уравнений запускается с уменьшением времени с шагом 1 с до достижения величиной D значений -50 дБ.

С ростом величины h_0 происходят несколько процессов. С одной стороны, падает начальная концентрация электронов в облаке из-за экспоненциального уменьшения плотности атмосферы с высотой. С другой стороны, уменьшается рас-

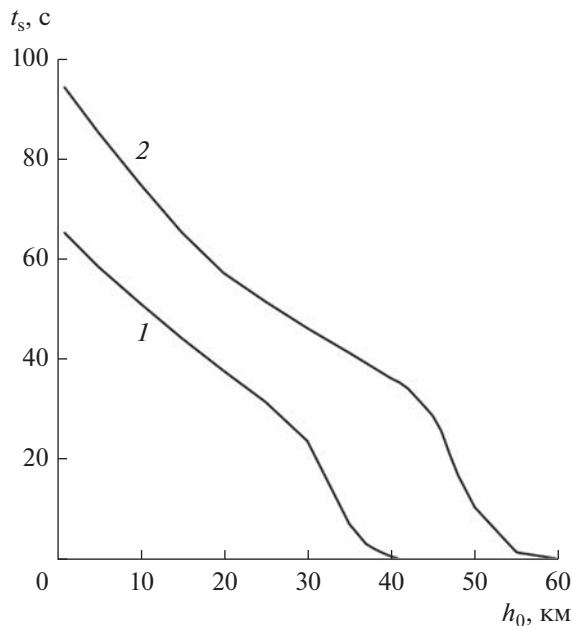


Рис. 4. Зависимость времени t_s начала спада коэффициента прохождения D от начальной высоты возмущения h_0 для дневной (1) и ночной (2) модели ионосферы.

стояние до ионосферы и изменяется скорость всплытия облака. В результате общее поглощение в слое возрастает. Кроме того, в интервале высот $h_0 \sim 40 \dots 60$ км (в зависимости от значения Q) происходит качественное изменение начальной формы и размеров облака [1].

На рис. 4 приведены зависимости момента времени t_s резкого спада величины D (см. рис. 2 и 3) от начальной высоты $h_0 \leq 60$ км для дневной и ночной моделей ионосферы. Кривые монотонно падают, поскольку с ростом h_0 полное расстояние, проходимое облаком до нижней ионосферы, уменьшается. В дневное время $z_2 = 50$ км. Из рисунка видно, что в этом случае при $h_0 > 40$ км параметры слоя начинают заметно модифицироваться уже с момента начала возмущения. Для ночной ионосферы $t_s \approx 0$ начиная с высоты $h_0 \approx 60$ км.

На рис. 5 приведены зависимости величины Δt интервала времени спада величины D по уровню -20 дБ от начальной высоты $h_0 \leq 50$ км для дневного и ночного времени (см. рис. 2 и 3). Таким образом, момент времени $t = t_s + \Delta t$ соответствует моменту восстановления исходных коэффициентов отражения и прохождения после ухода облака из слоя. Из рисунка видно, что значения Δt в дневное время заметно меньше, чем в ночное, поскольку эффективная толщина дневной нижней ионосферы (50 км) меньше ночной (75 км). На дневной кривой заметно "плато" при $h_0 > 40$ км, связанное с тем, что на этих высотах $t_s \approx 0$ (см. рис. 4).

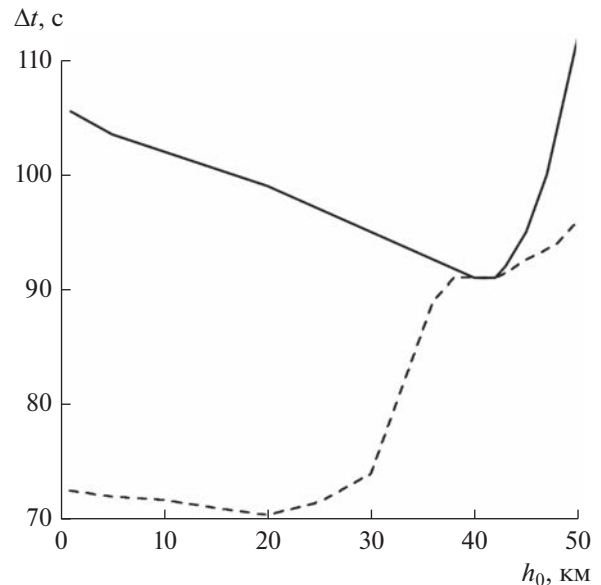


Рис. 5. Зависимость времени Δt затухания волны по уровню -20 дБ от начальной высоты возмущения h_0 для дневной (штриховая кривая) и ночной (сплошная) модели ионосферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены численные расчеты характеристик распространения низкочастотных электромагнитных волн при прохождении плоского неоднородного слоя нижней ионосферы в присутствии всплывающего сильного локального возмущения атмосферы с учетом анизотропии среды. Использована разработанная ранее модель точечного возмущения, параметры которой зависят от двух величин: начальной высоты и энергии. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Коэффициент прохождения по мощности D и кросс-поляризационные коэффициенты отражения резко уменьшаются под влиянием возмущения до физически малых величин. Ионосферная плазма при этом становится практически изотропной с точки зрения распространения НЧ-волн.

2. Диагональные элементы матрицы коэффициентов отражения, напротив, становятся близки к единице. Сам по себе этот факт не является неожиданным и может быть получен из анализа приближенных аналитических выражений для коэффициентов отражения в изотропном слое для простых модельных высотных профилей концентрации электронов [2].

3. Полученные результаты позволяют оценить длительность Δt замираний НЧ-радиоволн. Для трассы космос–Земля длительность замираний связана с периодом относительно малых значений D по уровню -20 дБ в сравнении со случаем полного пропускания $D = 1$. В дневное время $\Delta t \sim 70 \dots 90$ с.

Ночью $\Delta t \sim 90 \dots 110$ с. Поскольку облако возмущения всплывает выше слоя, то эта оценка является оценкой снизу.

4. В случае распространения НЧ-волны в волноводе “Земля–ионосфера” коэффициенты отражения близки к единице. В этом случае локально возрастают НЧ-шумы естественного происхождения и указанные выше оценки длительности замираний носят характер оценки сверху.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мошков А.В. // РЭ. 2022. Т. 67. № 11. С. 1127.
2. Budden K.G. Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge: Univ. Press, 1961.
3. Helliwell R.A., Katsufrakis J.P., Trimpi M. // J. Geoph. Res. 1973. V. 78. № 22. P. 4679.
4. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
5. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 317.
6. Макаров Г.И., Новиков В.В. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. № 4. С. 733.
7. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
8. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2020. Т. 65. № 5. С. 434.
9. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.
10. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.