



УДК 550.388 + 621.396

## РАДИОВОЛНЫ ВБЛИЗИ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ИОНОСФЕРНОЙ ОБЛАСТИ F2 – НОСИТЕЛИ СИНХРОННЫХ КРУГОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ

Ю. К. Калинин<sup>1</sup>, А. Ю. Репин<sup>1</sup>, Е. Н. Хотенко<sup>1</sup>, А. В. Щелкалин<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, Россия, г. Москва

Рассматриваются радиоволны декаметрового диапазона (длина волны  $\lambda = 10 - 100$  м) на кругосветных трассах. Обосновывается гипотеза о том, что при этом существенную роль играют волны, траектория которых располагается вблизи нижней границы ионосферной области F2. Предполагается, что они являются носителями кругосветных радиосигналов. Их особенности определяются преимущественно по результатам экспериментальных и отчасти теоретических исследований задержек кругосветных радиосигналов декаметрового диапазона. Показывается, что радиоволны вблизи нижней границы ионосферной области F2 обуславливают распространение кругосветных сигналов с признаком синхронности - отсутствия зависимости задержки от частоты.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ИОНОСФЕРНАЯ ОБЛАСТЬ F2, ВОЛНЫ НА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ, НОСИТЕЛИ, КРУГОСВЕТНЫЕ СИГНАЛЫ, ДИСТАНЦИОННО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИНХРОННОСТЬ.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблематика сверхдальнего распространения коротких радиоволн владеет вниманием исследователей уже более столетия, начало которого можно соотнести к публикации фундаментального труда Ватсона [Watson, 1919]. К середине прошлого века появились монографии [Краснушкин, 1948; Bremner, 1949]. В них были предприняты на основе метода нормальных волн первые попытки построения математических моделей процесса распространения на протяжённых трассах именно декаметровых радиоволн. В названии работы [Краснушкин, 1948] указывалось – «...в применении к проблеме дальней радиосвязи». Более поздняя популяризаторская работа [Краснушкин, 1982] так и называлась «О дальнем и сверхдальнем распространении коротких волн». Из числа фундаментальных исследований следует также назвать монографию [Краснушкин и др., 1963], в которой впервые фигурировали модулированные нормальные волны. И впервые предложен подход к проблеме дальнего распространения радиоволн, основанный на адиабатическом приближении. Правда, этот подход применялся к сверхдлинным волнам. Пройдёт немногим более десятилетия, и адиабатическое приближение «переключает» в декаметровый диапазон [Гуревич и др., 1973, 1979]. Такое будет использовано и для рассмотрения особенностей кругосветных сигналов (КС). Они представляют практический интерес в роли подтверждения прохождения декаметровых радиоволн вдоль выбранной трассы. В 1981 году вышла монография [Куркин и др., 1981], в которой реализован метод приближённого суммирования нормальных волн, опять-таки «в проблеме коротковолновой радиосвязи». В ней также затронута и проблематика КС. Далее следует указать на фундаментальную работу [Макаров и др., 1982], в которой, по-видимому, впервые при рассмотрении строгого решения

задачи о поле точечного источника в трёхслойной среде с резкими границами в форме концентрических сфер осуществлено выделение волновой компоненты «прилипшей» к одной из таких границ наибольшего радиуса. Правда, в самой работе [Макаров и др., 1982] этот результат находит применение для сверхдлинных радиоволн. Но вот в работе [Калинин и др., 2017], подобно ранее в применении адиабатического приближения, авторы с идеей «прилипшей» волны являющейся компонентой зональной гармоник, «перекочевали» в декаметровый диапазон. Группа нормальных волн с наименьшим затуханием рассматривается в качестве носителей КС. Обоснование такого перехода следует искать в экспериментальных данных о КС, которые, напомним, трактуются как своего рода «квитанции» о прохождении радиоволн по всей выбранной трассе. При этом существенная роль отводится моделированию зависимости  $\tau$ –задержки КС от частоты зондирования  $f$ , так называемой дистанционно - частотной характеристике (ДЧХ), функции  $\tau_{КС}(f)$ . В работе наряду с этим термином, будут использованы линейные функции от него. Это обходный фактор  $\Phi = c\tau_{КС}/D_0$ , где  $c$  – скорость света и  $D_0$  – длина экватора, а также вариация  $\delta\Phi = \Phi - 1$ . Заметим, что  $\Phi = \tau_{КС}/133,3$ , где в знаменателе стоит условная задержка кругосветного сигнала, если бы он распространялся со скоростью света по поверхности Земли.

Ниже интерпретируется свойство синхронности ДЧХ КС, то есть, когда  $\tau_{КС}(f) = const$ . Рассматриваются также терминологические вопросы. Например, уместно ли называть радиоволны вблизи нижней границы ионосферной области  $F2$ , являющихся носителями синхронных кругосветных сигналов **геосферными радиоволнами** (ГСРВ). При этом разделять их на два вида. Первый, - когда ГСРВ, характеризуется взаимодействием с областью границы одной из геосфер. Кроме рассматриваемых ниже волн, можно в качестве таковой привести земную волну. Второй вид, - когда взаимодействие радиоволны происходит с двумя границами геосфер, в совокупности образующих волновод.

Данная статья во многом повторяет публикацию [Щелкалин и др., 2018], но это признано целесообразным в контексте рассмотрения результатов совместно с интерпретацией синхронности КС.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О НЕЗАВИСИМОСТИ ЗАДЕРЖЕК СИГНАЛОВ КРУГОСВЕТНОГО ЭХА ОТ ЧАСТОТЫ ЗОНДИРОВАНИЯ

В работе [Fenwick a. o., 1963], по-видимому, впервые были опубликованы исходные результаты наблюдений формы кругосветных импульсов  $A_{КС}(\tau)$  на нескольких частотах, см. рис. 1. Эти данные позволяют утверждать, что при кругосветном распространении декаметровых радиоволн излучённый импульс сохраняет максимальные значения вблизи  $\tau \approx 139$  мкс. Соотнося эту величину к 133,3 мкс, получим значение обходного фактора  $\Phi = 1,043$ . Вместе с тем на низких частотах граница минимальных значений амплитуды  $A_{КС}(\tau)$  вблизи переднего фронта (на уровне примерно – 15 дБ) области, занимаемой импульсом на плоскости ДЧХ, перемещается, несколько возрастая от 137 мкс до 137,5 мкс. Для максимальных значений границы вблизи заднего фронта также имеет место процесс возрастания от 140 мкс до 143 мкс.

Аналогичными свойствами обладает область, занимаемая КС на плоскости ДЧХ по данным [Baster a.o., 1979], полученным при плавной перестройке по частоте зондирования. При этом  $\tau_{КС} \cong 140$  мкс.

Следует указать на ещё одни результаты, полученные в США, [Bubenik a.o., 1971], см. рис. 2.

Здесь, по-видимому, засветка осуществлялась при меньшем перепаде амплитуды сигналов от уровня максимальных, и фактически сформированы отдельные треки. Их ширина не обладает столь явной изменчивостью, по сравнению с предыдущими случаями. Как явствует из наиболее отчётливых сигнальных картинок на палетках  $c$ ) и  $d$ ), область существования треков на плоскости ДЧХ ограничена снизу по дальности постоянной величиной, примерно равной 139 мкс.

На рубеже тысячелетий происходит внедрение ЛЧМ-сигналов в отечественной аппаратуре зондирования ионосферы. Одна из таких публикаций ДЧХ КС [Центр коллективного пользования Восточно-Сибирского центра исследования ионосферы Земли: [Электронный ресурс]] представлена на рис. 3. Здесь светлая полоска в середине области регистрации КС соответствует групповой дальности 41,5 тыс. км, то есть задержке  $\tau_{КС} = 138,3$  мкс. Эта величина фактически постоянна в интервале частот  $\sim 12 - 24$  МГц. Обходный фактор при равен  $\Phi = 1,038$ .

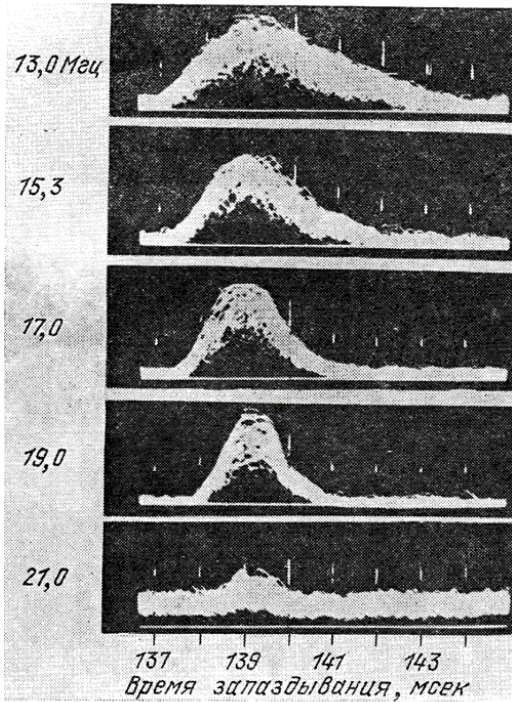


Рис. 1. Форма импульсов  $A_{KC}(t)$  на разных частотах

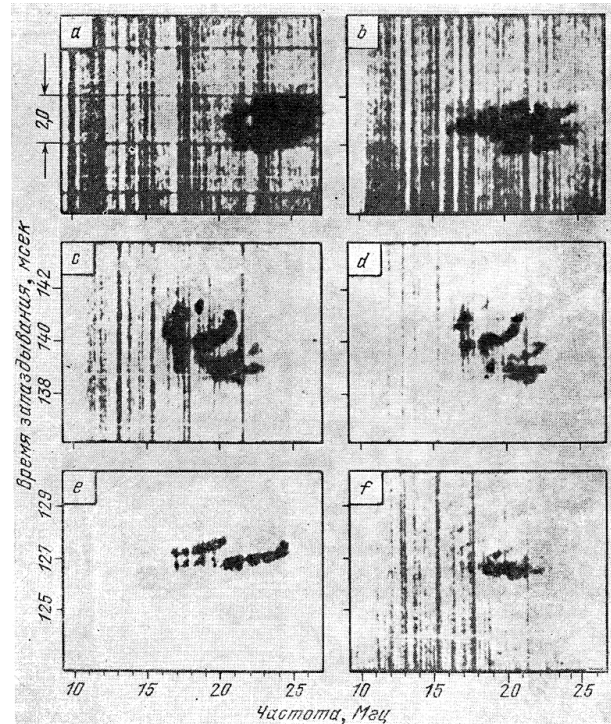


Рис. 2. ДЧХ КС (a - d) в случае расщепления треков и ДЧХ на почти кругосветных трассах (e, f)

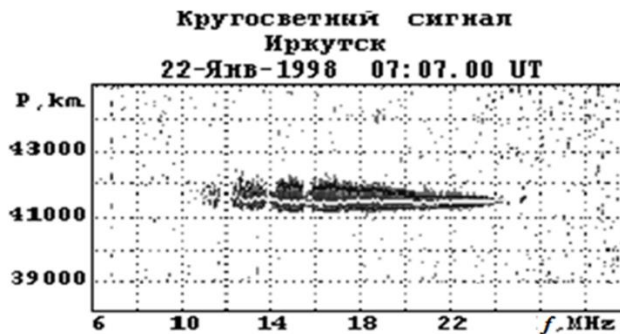


Рис. 3. ДЧХ КС, зарегистрированная в Иркутске.

Далее следует указать на последний этап в развитии техники НЗ ионосферы — совмещения функций измерителя задержки с функцией пеленгатора. Это направление обусловило появление в РФ сети станций НЗ и реализации обширной программы измерений, в том числе и ДЧХ КС. Приведём результаты из [Урядов и др., 2016]. На рис. 4 даны ДЧХ, а также угловые характеристики, азимут и угол места ПКС, на трассе Ростов – на - Дону – Кипр, относящиеся к прямому кругосветному сигналу (ПКС) и частично к сигналу обратного эха (СОЭ). Первый проходит путь от передатчика на Кипре до приёмника в Ростов – на - Дону, затем вокруг Земли и ещё раз от передатчика до приёмника. Второй движется в противоположном направлении и попадает к приёмнику с другой стороны, его задержка меньше кругосветной  $\tau_{KC}$  как раз на задержку  $\tau_{TR}$ , соответствующей прохождению на трассе. То есть  $\tau_{ПКС} = \tau_{KC} + \tau_{TR}$  и  $\tau_{СОЭ} = \tau_{KC} - \tau_{TR}$ . Отсюда:  $2\tau_{KC} = \tau_{ПКС} + \tau_{СОЭ}$ . Согласно данным о ДЧХ на рис. 4 для трассы Кипр – Ростов-на-Дону  $\tau_{ПКС} = 143$  мс и  $\tau_{СОЭ} = 132$  мс. и  $\tau_{KC} = 137,5$  мс. При этом  $\Phi = 1,032$ .

Кроме того, приведены данные о временной изменчивости измеренных параметров в течение четырёх утренних часов. При этом особенно важными являются данные о стабильности нижней границы  $\tau_{ПКС} = 143$  мс. и нижней границы области изменчивости угла места  $\Delta\tau_{ПКС} = 5^\circ$ . В работе [Урядов и др., 2016] приведены также данные о ДЧХ ПКС на трассе Австралия – Ростов - на - Дону, см. рис. 5.

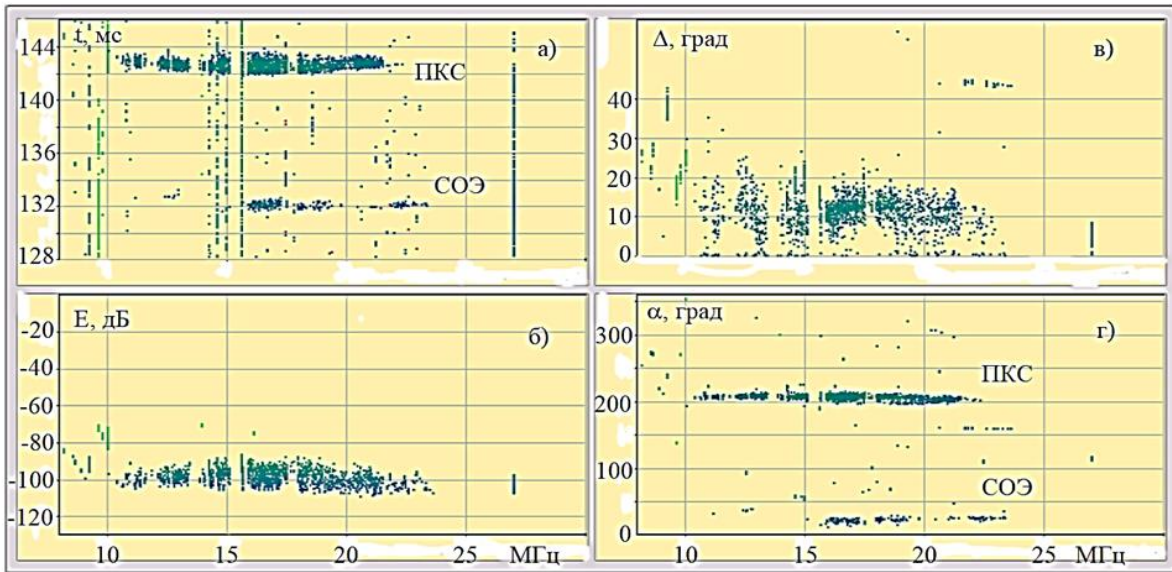


Рис. 4. ДЧХ ПКС и СОЭ на трассе Кипр – Ростов – на - Дону.  
06.02.2013 г. 05.20. UT.

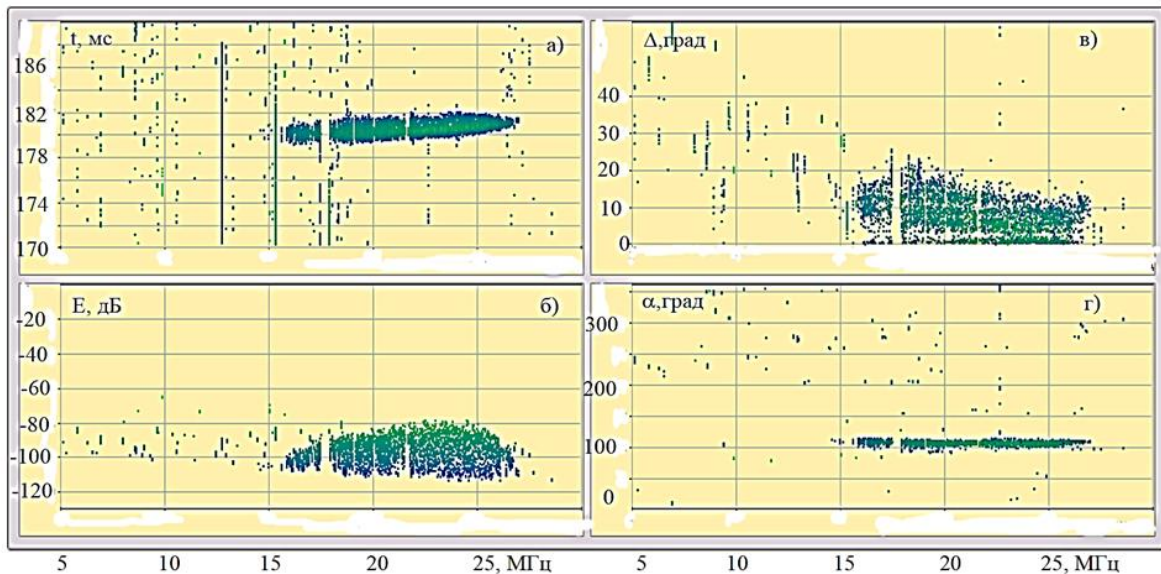


Рис. 5. ДЧХ прямых кругосветных сигналов на трассе Австралия – Ростов – на - Дону,  
25.11. 2013 г. 11.20. UT.

Протяжённость этой трассы равна 12 200 км, что соответствует задержке  $\tau_1 \approx 40,7$  мс. Для трёх приведенных выше значений  $\Phi$  среднее значение равно 1,038. На эту величину следует умножить  $\tau_1$ , чтобы получить значение  $\tau_{H3}$  на этой трассе. То есть  $\tau_{H3} \approx 42,2$  мс. Вычитая эту величину из задержки ПКС, равной 180 мс, получаем оценку  $\tau_{KC} = 137,8$  мс. и  $\Phi = 1,034$ .

Приведенные выше результаты позволяют заключить, что для  $\tau_{KC}$  отсутствует зависимость от частоты зондирования  $f$  и их величины находятся в согласии с известными по более ранним работам [Альперт, 1960].

### 3. МОДЕЛИ ДЧХ КС

Обычно предполагается, что зрительным образом движения носителей КС должна служить располагающаяся между Землёй и ионосферой траектория. В монографии [Гуревич и др., 1979] приведена наглядная простая схема различных траекторий в вертикальной плоскости декаметровых радиоволн на протяжённых ионосферных трассах, см. рис. 6. Здесь под номером 1 обозначена волна, периодически последовательно отражающаяся от земной поверхности и области  $F2$  ионосферы. Это соответствует общеизвестной «скачковой» траектории декаметровых радиоволн [Альперт, 1960]. Под номером 2 обозначена волна, последовательно отражающаяся от верхней части области  $E$  и области  $F2$  ионосферы. А под номером 3 – предельный случай второй волны, когда распространение волны происходит вблизи геометрического места точек максимумов вертикальных профилей приведенной диэлектрической проницаемости ионосферы. Эта последняя в [Гуревич и др., 1979] названа скользящей волной, и значение её задержки КС обозначено  $t_1$ . «Скользит» она вдоль по «оси» оторванного от земной поверхности канала.

Представляет интерес сопоставление с экспериментом расчётных дистанционно-частотных характеристик ДЧХ КС, формирующихся волнами, перемещающимися по траекториям, представленным на рис. 6. Их получение возможно на основе представления  $\varphi$  – фазы КС в виде интеграла от приведенного показателя преломления среды вдоль соответствующей траектории с последующим дифференцированием по круговой частоте  $\omega$ . Можно предположить, что на протяжённой трассе набег фазы  $\varphi$  волны в ионосфере представим в виде интеграла по дальности  $D'$ :

$$\varphi = \int_0^D \Delta\varphi(D', h) dD', \quad (1)$$

где  $\Delta\varphi$  – локальное значение набег фазы на интервале  $dD'$ , пересчитанном к элементу динь траектории волны на высоте  $h$ . Найденный по формуле (1) набег фазы при моделировании задержки следует продифференцировать по частоте, так как  $\tau = \partial\varphi/\partial\omega$ . Предварительно следует определить некую траекторию  $hD'$ , вдоль которой проводить интегрирование. Для моделирования зависимости  $\tau_{КС}(f)$  в работе [Гуревич и др., 1979] в качестве  $hD'$  была использована осциллирующая траектория в соответствии с методом адиабатического инварианта (АИ). Здесь есть некая тонкость. Результат моделирования представлен в виде  $t_{ср}$ , полусуммы расчётных значений  $t_{max}$  и минимального значения  $t_1$ . Результат представлен на плоскости ДЧХ – [частота,  $\tau_{КС}(f)$ ], см. рис. 7. Здесь по оси абсцисс отложены значения рабочей частоты  $f$ , а по оси ординат –  $\tau_{КС}$ , предположительно равной  $t_{ср}$ . Сплошная, пунктирная и штрих-пунктирная линии – различные варианты комбинирования результатов модельных расчётов среднеширотных и экваториальных модельных трасс. Вертикальные отрезки – экспериментальные данные, основанные на измерениях формы импульсов  $A_{КС}(\tau)$  на дискретных частотах [Fenwick a.o., 1963].

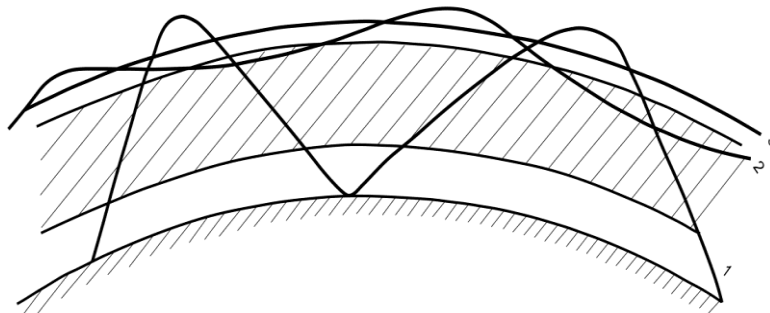


Рис. 6. Схема траекторий в вертикальной плоскости декаметровых радиоволн на протяжённых ионосферных трассах. 1 – скачковая волна, 2 – волна, осциллирующая между областями  $E$  и  $F$ , 3 – скользящая волна. Мелкая штриховка – земная поверхность, крупная – поглощающие области  $D$  и  $E$ . (область  $F$  на рисунке не изображена).

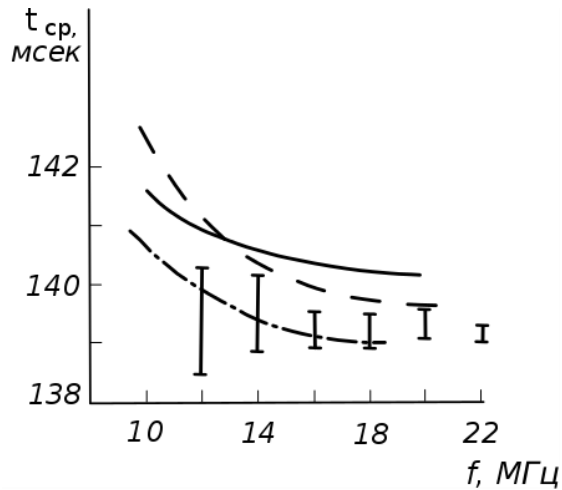


Рис. 7. Сравнение модельных (метод АИ) и экспериментально наблюдаемых  $\tau_{KC}(f)$  изменчивости электронной концентрации области F2. Она выражается через функцию профиля концентрации электронов  $N_e(h)$  соотношением:

$$g_i\left(\frac{h-h_m}{H}\right) = \frac{N_e(h)}{N_m} \quad (3)$$

где  $H$  – параметр толщины.

Далее требуется задание модели  $N_e(h)$  – профиля. Из представления о максимуме профиля приведенной диэлектрической проницаемости следует, что искомая экстремальная высота оси канала  $h_k$  является корнем уравнения:

$$\frac{2H}{a} - (f_0/f)^2 \cdot g'[(h-h_m)/H] = 0 \quad (4)$$

При этом существование такого корня является условием в рамках принятой модели существования процесса, называемом нами гидированием ионосферой радиоволны на основе механизма скольжения вдоль изогнутой оси канала внутри слоя F2 ионосферы. Процесс моделирования завершился выбором аналитической модели  $g(h)$  в виде простейших полиномов от функции  $E = \exp[(h_m - h)/H]$  [Иванов-Холодный и др., 1992]. Это позволило найти решение уравнения (4) в аналитическом виде. И в итоге получить модельные оценки  $\tau(f)$ . Результат был представлен в терминах обходного фактора  $\Phi$ .

Представляет интерес зависимость  $\Phi(f)$ , рассчитанная для двух различных моделей, и ее сопоставления с экспериментом. Для расчета использовалось приближенная формула:

$$\Phi(f) \approx 1 + \frac{h_k}{a} + \frac{1}{2} \frac{f_c^2}{f^2} g(h_k) \quad (5)$$

На рисунке 8 приведены результаты расчётов  $\Phi$  по методу скользящей волны (СВ) и методу адиабатического инварианта (АИ). А также даны две группы экспериментальных данных (А — из [Fenwick a. o., 1963], Б — из [Baster a.o., 1979]). В первой группе (А), как сказано выше, результаты измерений  $\tau_{KC}$  представлены на пяти частотах. Им соответствуют на рис. 8А разбросы  $\Phi$  (вертикальные отрезки) в интервале 1,04 – 1,05. Здесь же даны результаты модельных расчетов по методу СВ при различных гипотезах о величине максимально наблюдаемой частоты (МНЧ  $\approx 18$  МГц и 22 МГц). В

В работах [Щелкалин, 2010; Калинин и др., 2013] была использована модельная схема расчёта именно величины  $t_1$ . То есть выбора  $hD'$ , соответствовавшего скользящей волне 3 на рис. 6. Поэтому, напомним, в формуле (1) фазу КС надлежало определить как интеграл вдоль траектории, являющейся геометрическим местом точек экстремумов типа максимум радиальной зависимости приведенной диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon}$  области F2 ионосферы:

$$\bar{\epsilon} = 1 + \frac{2h}{a} - (f_0/f)^2 \cdot g[(h-h_m)/H], \quad (2)$$

где  $a$  – радиус Земли,  $f_0/f$  – отношение критической частоты области F2 к рабочей частоте,  $g$  – функция относительной

первом случае расчет производился для экспоненциально-параболической модели (кривые 1, 3), во втором случае для экспоненциальной модели (кривая 2, 4).

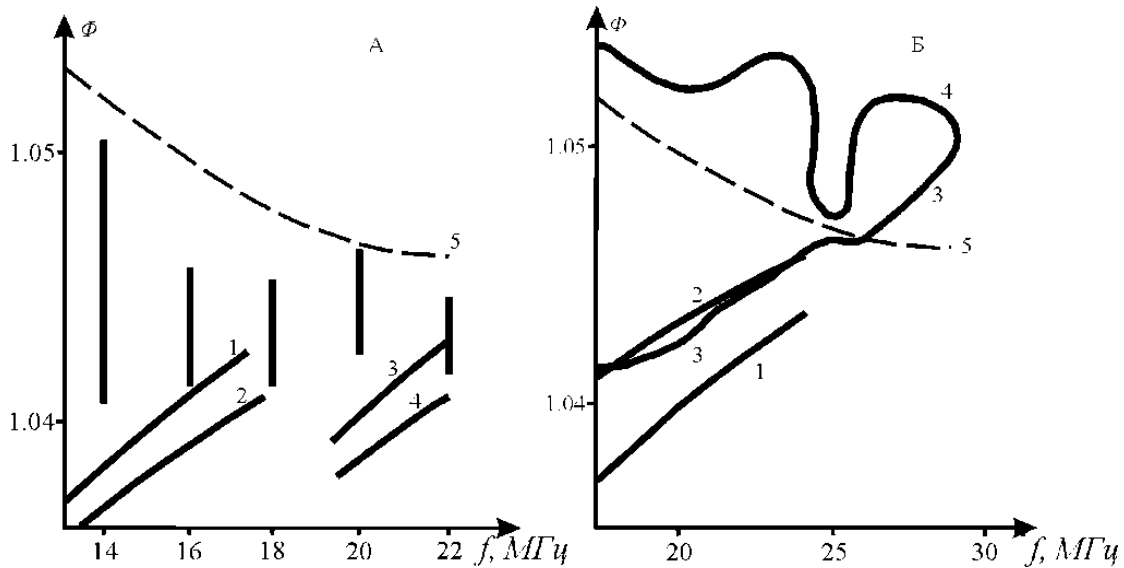


Рис. 8. Результаты расчётов и экспериментальные данные о зависимости от частоты обходного фактора КС:

- А. 1, 3 — расчёт обходного фактора по методу СВ для экспоненциально-параболической модели при различном выборе МПЧ-F2-4000; 2, 4 - то же, но для линейно-экспоненциальной модели профиля; 5 - расчёт по методу АИ.
- Б. 1, 2 - расчёт обходного фактора при различных значениях параметра экспоненциально-параболической модели; 3, 4 - границы разброса измерений; 5 - расчёт по методу АИ.

По данным второй группы (Б) расчет велся по экспоненциально-параболической модели при различных трактовках результатов измерений  $\tau_{КС}$ . Кривая 5 в обоих случаях соответствует результатам расчета по методу АИ.

На рис. 8Б приведен пример регистрации задержек КС при непрерывном изменении частоты в диапазоне 15 - 30 МГц. Здесь имеет место примерно то же самое взаимное расположение экспериментальных и модельных данных, что и на рис. 8А. В целом данные на рис. 8А и рис. 8Б свидетельствуют о том, что ионосферное распространение декаметровая волны следует соотносить к процессу движения волны в вогнутом ионосферном канале.

Эти данные целесообразно дополнить результатами более поздних отечественных измерений параметров ДЧХ КС, см. рис. 9, повторяющий данные на рис. 3 [Центр коллективного пользования Восточно - Сибирского центра исследования ионосферы Земли: [Электронный ресурс]]. Здесь проведено сравнение данных эксперимента и расчётов в условиях достоверно известной МПЧ КС.

На рисунке 9 ДЧХ представлена в терминах процентов вариаций обходного фактора. Величина МПЧ КС в данном случае равна 24 МГц. Ось области засветки сигналом соответствует задержке  $\tau_{КС} \approx 138,3$  мкс. Модельные кривые - те же самые, что и в цитированных работах. На рис. 9, они представлены в виде кривых, состоящих из кружочков; 1 – по методу адиабатического инварианта, 2 – по методу скользящей волны. Обе кривые, являющиеся смещёнными оценками, «сверху» и «снизу», и характеризуются зависимостью расчётных значений задержки от частоты с тенденцией сближения вблизи МПЧ.

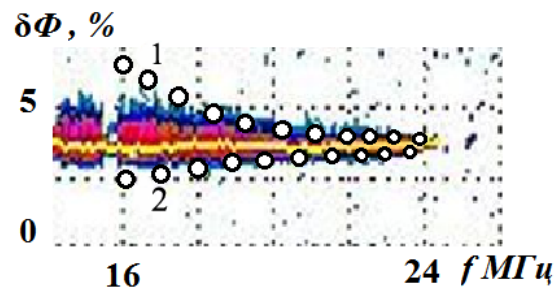


Рис. 9. ДЧХ кругосветного сигнала.

#### 4. ВОЛНА, «ПРИЛИПШАЯ» К ВОГНУТОЙ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ ОБЛАСТИ F2 ИОНОСФЕРЫ

Ниже рассматриваются свойства точного решения задачи о поле аксиально симметричного точечного наземного источника в сферически симметричной трёхслойной среде с резкими границами. То есть свойства среды в целом представимы кусочно-постоянной разрывной функцией от радиальной координаты  $r$ . Функция терпит разрывы на земной поверхности  $r = a$  и на условной внутренней вогнутой поверхности ионосферы  $r = b$ . Тем самым определяются три области с различными диэлектрическими проницаемостями: внутри земной поверхности, в пространстве между ней и ионосферой и в самой ионосфере.

Сошлёмся на труды [Bremmer, 1949; Макаров и др., 1982]. Из них следует, что систему уравнений Максвелла в такой задаче можно свести к волновому уравнению для единственной, отличной от нуля радиальной компоненты вектор - потенциала  $U$ . В волновой зоне величина  $U$  пропорциональна радиальной компоненте поля. Методом разделения переменных решение данной задачи можно представить в виде ряда Дебая по зональным гармоникам [Стрэттон, 1948]:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(\cos \theta) f(n, r) [1 - R_1(n)R_2(n)]^{-1} \quad (6)$$

Здесь  $P_n(\cos \theta)$  – полином Лежандра и  $\theta$  – угловая координата, равная отношению длины трассы  $D$  к радиусу  $a$ . Радиальная функция  $f(n, r)$  выражается через линейную комбинацию функций  $\xi^{1,2}(x)$  в свою очередь равных,  $\xi^{1,2}(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} H_{n+1/2}^{(1),(2)}(x)$ , то есть пропорциональных комплексно сопряжённым функциям Ханкеля полуцелого порядка. Функции  $R_1(n)$  и  $R_2(n)$  имеют смысл коэффициентов отражения от сферических поверхностей,  $r = a$  и  $r = b$ . Они представляют собой громоздкие дробно-линейные комбинации от функций  $\xi^{1,2}(x)$  и их производных на уровнях  $r = a$  и  $r = b$  при соответствующем выборе значений аргументов [Макаров и др., 1982].

Следует сделать замечание относительно ряда (6). Полином Лежандра является, осциллирующей функцией аргумента, число нулей которой на оси абсцисс равно номеру  $n$  на интервале изменения  $\theta$  от нуля до  $\pi$  [Абрамовиц и др., 1979]. Вместе с тем электромагнитная волна характеризуется длиной  $\lambda$ , и дифракция не может значительно её изменить. То есть в ряде (6) существенны те члены, номер которых близок к числу длин волн, укладываемых вдоль экватора,  $n_{eq} = 2\pi a/\lambda$ , где радиус Земли  $a \approx 6370$  км. Соответственно для декаметрового диапазона  $n_{eq}$  является величиной порядка  $10^6$ . То есть для использования ряда Дебая применительно к моделированию процесса распространения декаметровых радиоволн потребовалась бы процедура его приближённого суммирования. А это, в свою очередь, потребовало бы наличия приближённых формул для функций  $H_{n+1/2}^{(1),(2)}(x)$  в области, где и аргумент, и порядок характеризуется величиной  $n_{eq}$ . Эта математическая задача до сих пор не решена. Можно указать на главную причину этой трудности. Из экспериментов по наклонному зондированию ионосферы при регистрации кратных кругосветных сигналов [Альперт, 1972; Краснушкин, 1982; Алебастров и др., 1984] известно, что они при каждом обороте вокруг Земли претерпевают затухание, связанное с воздействием ионосферы, порядка 6 - 20 дБ. Вместе с тем функции  $P_n(\cos \theta)$  являются незатухающими. То есть помимо условия соответствующей периодичности, возникает условие затухания модельной функции примерно в 2 – 10 раз при соответствующем изменении аргумента. Ватсон в своей знаменитой работе [Watson, 1919] нашёл путь разрешения этих трудностей. А именно, сумма зональных гармоник Дебая была представлена в виде контурного интеграла от выражения, стоящего под суммой, в котором вместо целочисленного значения  $n$  рассматривалась комплексная величина  $\nu$ . Далее в соответствии с теоремой Коши о вычетах первоначальный контур  $C$  был деформирован. Интеграл, будем далее называть интегралом Ватсона, принял вид:



$$U \sim \int_C \frac{P_v(\cos(\pi - \theta)) g_v(a, \{\varepsilon(r)\}), g_v(r, \{\varepsilon(r)\})}{[1 - Q(v, \{\varepsilon(r)\})] \sin \pi v} dv \quad (7)$$

где  $Q = R_1 \cdot R_2$ .

В работах [Bremmer, 1949; Макаров и др., 1982; Калинин и др., 1976] даётся трактовка деформации контура  $C$ . Его начальная структура в виде петли, охватывающей полуось  $Re v$ , обуславливает равенство интеграла (7) ряду зональных гармоник (6). Далее контур  $C$  деформируется так, чтобы охватить все особенности подынтегрального выражения на плоскости  $v$ . Следует отметить наличие групп полюсов, которые соответствуют различным механизмам проникновения декаметровых волн за горизонт. На рис. 10 из [Калинин и др., 1976] приведена структура исходного контура  $C$  и структура его деформации в виде нескольких петель. К ним, прежде всего, следует отнести группу полюсов, охватываемую петлёй  $C_G$ , с наибольшими значениями  $Im v$ . Они сохраняются при предельном переходе  $a \rightarrow \infty$ . Эта группа соответствует земной волне. На оси  $Re v$  отмечены два значения:  $v = k_0 a$  и  $v = k_0 b$ , где  $k_0 = 2\pi/\lambda$  - волновое число в свободном пространстве и  $b = a + h$ . В области  $v < k_0 a$  расположен контур  $C_A$ , внутри которого находятся полюса, также сохраняющиеся при предельном переходе  $a \rightarrow \infty$ . Вблизи минимальных значений  $Im v$  контура  $C_A$  находится «седловая» точка комплексной фазы подынтегрального выражения (6). Соответствующие процедуры приводят к представлению этой части интеграла в виде сферических волн «скачкового» поля. Наконец, в работе [Макаров и др., 1982] обосновывается представление о волне, «прилипшей» к вогнутой поверхности  $r = b$ . Теперь следует принять, в развитие всех цитированных работ, что эта поверхность является внешней по отношению ко всем внутренним концентрическим границам на интервале  $(a, b)$ . Соответственно в этом интервале могут находиться полюса, относящиеся к различным «оторванным» от земной поверхности волноводам. Но, как уже отмечено, уровень  $b = a + h$  отделяет полюса, охватываемые контуром  $C_D$ , и это именно та часть поля, для которой величина  $Im v$  минимальна.

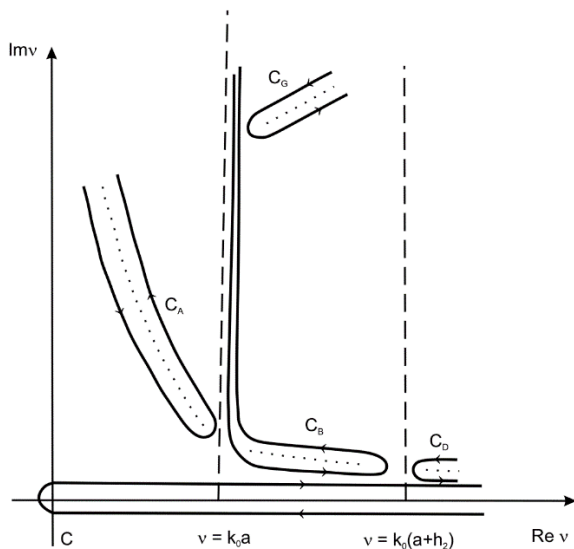


Рис. 10. Контур интегрирования в интеграле Ватсона.

Теперь следует перейти к рассмотрению поведения исходного ряда Дебая и интеграла Ватсона в окрестностях точки  $v = k_0 b$ . Прежде всего, следует отметить, что контур  $C_B$  на рис. 10 соответствует полюсам, исчезающим при предельном переходе  $a \rightarrow \infty$ . Для протяжённых ионосферных радиотрасс требуется учёт конечного значения  $a$ . Здесь были известны разные трактовки этой части поля. Отметим, что для случая скалярных звуковых волн использовался образ «шепчущей галереи». Для траекторий векторных декаметровых волн использовались представления о хордовом распространении, а также об «оторванном канале» [Гуревич и др., 1979]. В контексте работы [Макаров и др., 1982], использующей приближения в точном решении уравнений Максвелла в сферически слоистой среде, наиболее существенен вопрос о форме эквифазной поверхности электромагнитной волны на ионосферных

высотах. При этом, как отмечено выше, радиальные зависимости поля выражаются точно с помощью функций  $\xi_n^{(1),(2)}(kr)$ , отличающихся множителем  $(\pi kr/2)^{1/2}$  от соответствующих функций Ханкеля  $H_{n+1/2}^{(1),(2)}(kr)$ . **Тип волн, образующих зональную гармонику, различен при  $n > kr$  и при  $n < kr$ .** Это обусловлено различием асимптотик  $\xi^{(1),(2)}(kr)$ . При  $n > kr$  волны, входящие в состав зональной гармоники, являются неоднородными. Напомним, им соответствуют полюса на рис. 10, охватываемыми контуром  $C_D$ . Их фазовые фронты описываются уравнением конуса  $\theta = const$ . Они перпендикулярны поверхностям  $r = a$  и  $r = b$ . То есть эти волны можно также назвать коническими.

Амплитуды этих неоднородных волн экспоненциально растут с ростом  $r$ , и это также побуждает их назвать волнами, «прилипшими» к вогнутой поверхности  $r = b$ .

## 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЧХ КС НА ОСНОВЕ «ПРИЛИПШЕЙ» ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

В более реалистической модели границу между средами  $r = b$  можно считать размытой. В известной монографии [Бреховских, 1973] приведен пример сохранения структуры полей совокупности мнимых источников при размытии стенок волновода. Можно ожидать, что положение о наличии «прилипших» волн в строгом решении [Макаров и др., 1982] допускает перенос на ситуацию с размытыми границами. Геометрия этих прилипших волн схематически отображена на рис. 11. Кривая с знаками  $\text{З}$  —  $\text{З}$  соответствует земной поверхности.

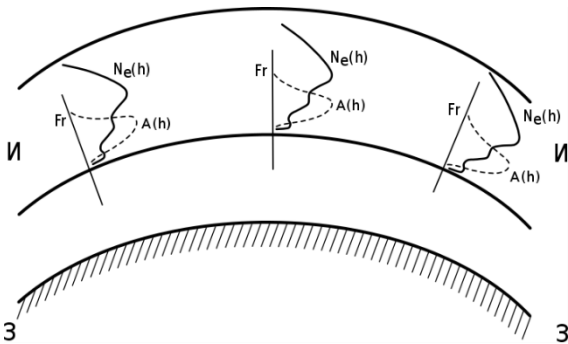


Рис. 11. Схема геометрии «прилипшей» волны.

Две кривые, между которыми находятся знаки И — И, соответствуют «границам» ионосферы. Радиальные отрезки, помеченные буквами  $Fr$ , соответствуют радиальным (вертикальным) фазовым фронтам «прилипшей» волны  $\theta = const$ . Они же играют роль линий начального отсчета для отображения зависимостей амплитуды  $A(h)$  «прилипшей» волны от высоты, то есть — высотного множителя, который имеет максимум в нижней части профиля электронной концентрации области  $F2$  ионосферы — знаки  $N_e(h)$  на рис. 11.

Выбор подобной схемы геометрии основан на нескольких гипотезах. Во-первых, как уже отмечено, сделана попытка переноса конкретного результата работы [Макаров и др., 1982] на ситуацию, когда резкие перепады свойств среды отсутствуют. Можно утверждать, что гидирующие свойства вогнутой поверхности есть довольно общее явление. Речь идёт о существовании геофизического образа, названного в заглавии работы радиоволной вблизи нижней границы области  $F2$  ионосферы. Наличие на  $N_e(h)$  — профиле «выступа», соответствующего  $E$ -области ионосферы, усложнит картину полюсов на рис. 10. Например, в случае «пятислойной» модели среды появится «петля», охватывающая полюса, относящиеся к модам в « $E - F$ » волноводе, свойства которых исследованы в [Гуревич и др., 1979]. Однако можно утверждать, что и в этом случае будут существовать полюса, охватываемые петлей  $C_D$ . Возможны сближения отдельных полюсов, относящихся к каналу в « $E - F$ » волноводе, и полюсов, относящихся к рассматриваемой волне. Однако таковые разрешаются в пространстве задержек сигналов.

При этом в реальной ионосфере возможны различные варианты выбора той или иной особенности профиля электронной концентрации в качестве поверхности «прилипания». Один из вариантов — геометрическое место точек перегиба профилей электронной концентрации в области  $F2$  ионосферы. Другой вариант — выбор середины интервала минимальных значений радиуса кривизны функции профиля вблизи нижней части области  $F2$ .

Рассмотрим первый вариант. Заменим в формуле (1) линию максимумов линией, соответствующей точкам перегиба  $n_e(h)$  — профилей (первый из упомянутых вариантов). Влияние такой замены можно оценить на модели функции относительной изменчивости профиля в виде  $g(x) = 2E - E^2$ , где  $E = e^{x/H}$ . При этом условие экстремума профиля приведенной диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon}$  принимает вид  $g' = \gamma$ . Здесь штрих означает дифференцирование по  $x/H$  и  $\gamma = \frac{2H}{a} (f/f_0)^2$ , где  $f_0$  — критическая частота ионосферного слоя.

Рассмотрим частный случай, когда  $H = 100$  км, а величина  $(f/f_0)^2 = 10$ . При этом  $\gamma \approx 1/3$ . Учитывая, что  $E' = E$ , для экстремального значения  $y = E_e$  получим уравнение  $\gamma = 2y - 2y^2$ . Его решение  $y \approx 0,15y$ . Это означает смещение высоты канала  $h_c$  от высоты максимума электронной

концентрации  $h_m$  на величину примерно  $H$ . Теперь обратимся к точке перегиба функции  $g(x)$ , которая определяется корнем уравнения  $g''(x) = 0$ . Нетрудно получить, что решением этого уравнения является соотношение  $E = 1/2$ . Предполагая, что смещение кривых надо производить лишь на дневной стороне, следует увеличить модельную задержку лишь на величину порядка 1 мкс, что эквивалентно приращению обходного фактора примерно на один процент. То есть модельная оценка становится несмещённой.

Далее надо сделать несколько замечаний. Прежде всего, о том, что точки перегиба профилей электронной концентрации никак не связаны с частотой зондирования КС. Соответственно окрестности точек перегиба могут служить образом размытой границы двух сред. Именно к ней можно соотнести свойство «прилипания» волны к вогнутой поверхности, описанное строго в работе [Макаров и др., 1982]. Таким образом, получено, что, для данных нескольких экспериментальных работ, оказалось возможным использование одних и тех же модельных аппроксимаций.

## 6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ СИНХРОННОСТИ КС, ФОРМИРУЮЩИХ ДЧХ

Теперь следует рассмотреть альтернативную схему формирования частотной зависимости обходного фактора  $\Phi$ . Отсутствие такой зависимости наблюдается экспериментально, см. раздел 1. В соответствии с формулой (5) для круговой траектории радиуса  $r = a + h_k$  и зависимости свойств среды только от радиальной координаты в приближении геометрической оптики для обходного фактора  $\Phi$  первые два слагаемых составляют геометрический фактор, а третье слагаемое – фактор диэлектрический, см. формулу (5). Соответственно в каждом отдельном случае реальной ДЧХ адекватна эмпирическая оценка  $\Phi_{exp}(f) = const$  для различных частот. Это свойство означает рассматриваемую синхронность. А возникающие изменения компонент модельной величины  $\Phi_{mod}$ , при вариации частоты  $f$  должны компенсироваться изменением  $h_k$ . При этом равенство  $h_k = 0,04$ , или  $h_k = 255$  км возможно только при  $g = 0$ . Такая модель может быть использована в предположении, что ионизация областей  $D$  и  $E$  убывает до нуля. И канал расположен у резкой нижней границы ионосферы. Вероятно, такую модель можно принять для распространения волны КС на ночной половине трассы при соответствующем изменении параметров модели области  $F2$ . Волновой пакет при этом можно интерпретировать как волну, «прилипшую» к резкой границе двух сред. На дневной половине нижний край области  $F2$  и траектория волны КС спустятся ниже. Однако сама траектория расположится вблизи нижнего края области  $F2$ , но внутри него. Это можно проиллюстрировать расчётом для случая параболической модели области  $F2$ . Так если  $g(x) = 1 - x^2$ , выражение  $\Phi_{mod}(f) = \Phi_{exp}$  превращается в квадратное уравнение для  $h_k$ . Поскольку данные на рис. 4 получены в условиях, когда трасса КС составляет с линией терминатора угол не более  $10^\circ$ , примем, что модельный профиль один и тот же на всей трассе. Примем также, что он характеризуется высотой максимума ионизации  $h_m = 300$  км и параметром толщины  $H = 100$  км. Тогда, положив для граничных частот ДЧХ на рис. 4 отношение  $f_c^2/f^2$  равным  $4 \cdot 10^{-1}$  и  $10^{-1}$ , получим для  $h_k$  расчётные значения 203 км и 208 км.

Проведенное рассмотрение некоторых особенностей кругосветных сигналов позволяет сделать несколько предварительных выводов. Прежде всего, вывод о том, что имеются признаки синхронности задержек КС. Это следует из прямых результатов шести регистраций ДЧХ, выполненных в разных странах и в разное время. Соответственно получает предварительное подтверждение гипотеза о том, что упомянутая синхронность может быть обусловлена близостью траекторий КС на разных частотах, вытекающей из их общей близости к нижнему краю области  $F2$  ионосферы, где находится область максимальной кривизны профиля. В некотором смысле это тяготение можно трактовать, как явление «прилипания» горизонтально движущейся волны к области больших вертикальных градиентов свойств среды.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Относительно приведенных результатов необходимо сделать несколько замечаний. Прежде всего, опять-таки о том, что и точки перегиба профилей электронной концентрации, и точки максимальной кривизны никак не связаны с частотой зондирования КС. Соответственно окрестности таких точек можно трактовать, как параметры размытия границы двух сред, определяющей область

существования волны, формирующей КС. Именно к ней следует соотнести упомянутое свойство «прилипания» волны, распространяющейся вдоль вогнутой поверхности ионосферной области  $F2$ . Таким образом, по данным всех ДЧХ, приведенных в первом разделе, можно утверждать, что из декаметровых радиоволн различного типа, гидируемых ионосферой на протяженных трассах, именно волна, распространяющаяся в нижней части области  $F2$ , характеризуется наименьшей задержкой и наименьшим затуханием, которые в конкретных условиях не зависят от частоты зондирования.

Следует также затронуть терминологические вопросы. Авторы использовали развёрнутое определение объекта исследований: радиоволны вблизи нижней границы ионосферной области  $F2$ , являющиеся носителями синхронных кругосветных сигналов. Хотелось бы найти более краткое название. Но дело в том, что ряд терминов, такие как скользящая волна, поверхностная волна, краевая волна уже используются в радиофизике для обозначения различных явлений, связанных со специфическими взаимодействиями волны и ограниченной части пространства. А термин «прилипающая волна» возник для описания ситуации при резкой границе между двумя частями пространства. В связи с этим авторам представляется, что радиоволны вблизи нижней границы ионосферной области  $F2$ , являющиеся носителями синхронных кругосветных сигналов можно было бы назвать геосферными радиоволнами (ГСРВ). При этом разделять их на два вида. Первый, когда ГСРВ локализованы вблизи одной границы между геосферами. Кроме рассматриваемых выше волн, можно в качестве таковой привести земную волну. Второй вид, когда взаимодействие радиоволны происходит с двумя границами геосфер, в совокупности образующих волновод.

## ЛИТЕРАТУРА

- *Абрамовиц М., Стеган И.* Справочник по специальным функциям. — М.: Наука. 1979. С.832.
- *Алебастров В.А., Гойхман Э.Ш., Заморин И.М., Колосов А.А., Корадо В.А., Кузьминский Ф.А., Кукис Б.С.* Основы загоризонтной радиолокации / Под ред. А. А. Колосова. — М.: Радио и связь. 1984. 256 с.
- *Альперт Я.Л.* Распространение радиоволн и ионосфера. - М.: Из-во АН СССР. 1960. 479 с.
- *Альперт Я.Л.* Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука. 1972. 568 с.
- *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. — М.: Наука. 1973. 343 с.
- *Гуревич А.В., Цедилина Е.Е.* К теории сверхдальнего распространения коротких радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия. 1973. Т. 13. С. 283.
- *Гуревич А.В., Цедилина Е.Е.* (1979). Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука. 248 с.
- *Иванов-Холодный Г.С., Калинин Ю.К., Островский Г.И.* Новая функция аппроксимации профиля электронной концентрации в окрестностях главного максимума среднеширотной ионосферы. // Геомагнетизм и аэрномия. 1992. Т. 32. № 5. с. 108.
- *Калинин Ю.К., Алпатов В.В., Ретин А.Ю., Щелкалин А.В.* Ионосферные скользящие декаметровые радиоволны. – Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ – МЦД». 2017. 120 с.
- *Калинин Ю.К., Ручкин А.Д.* К методике выделения пакета нормальных волн, обладающих минимальным декрементом затухания в случае точечного источника, находящегося в сферической квазислоистой среде // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1976. № 2. С. 240-243.
- *Калинин Ю.К., Щелкалин А.В.* Загоризонтное распространение декаметровых радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия. 2013. Т. 53. № 2. С. 228—232.
- *Краснушкин П.Е.* Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей. - М.: Изд. МГУ. 1947. 52 с.
- *Краснушкин П.Е., Яблочкин Н.А.* Теория распространения сверхдлинных волн. - М.: ВЦ АН СССР. 1963. 94 с.
- *Краснушкин П.Е.* О дальнем и сверхдальнем распространении коротких волн // Радио. 1982. № 3. С.14–17.

- Куркин В.И., Орлов И.И., Попов В.Н. Метод нормальных волн в проблеме радиосвязи. - М.: Наука. 1981. 124 с.
- Макаров Г.И., Фёдорова Л.А. Метод многократно отражённых волн в задаче о распространении электромагнитных волн в регулярных волноводах. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 12. С.1384–1409.
- Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1948. 539 с.
- Урядов В.П., Вертоградов Г.Г., Вертоградова Е.Г., Понятов А.А., Шумаев В.В. Наблюдения кругосветных сигналов на трассах наклонного зондирования ионосферы. // Труды XXIV Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн», РРВ - 24. – 2014. – Т. 2. – С. 25–28.
- Центр коллективного пользования Восточно - Сибирского центра исследования ионосферы Земли: [Электронный ресурс] // Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук. Иркутск. 2001–2002. URL:<http://rp.iszf.irk.ru/esceir/pres/lchm/vozmlchm.htm>. (Дата обращения: 01.04.2018).
- Щелкалин А.В. Моделирование дистанционно-частотных характеристик сигналов кругосветного эха // Сб. докладов XVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC-2010). Т. 2. — Воронеж. 2010. С. 1297—1301.
- Щелкалин А.В., Калинин Ю.К. Ионосферное гидирование декаметровых радиоволн на протяженных трассах. 2018. Гелиогеофизические исследования, выпуск 17, 87 – 92.
- Baster Rov T., Showen R L. Ducted Propagation in the Ionosphere for ICRM Surveillance Application // SRI Inst. Tech. Rep. 1979. № 48. P.80—121.
- Bremmer H. Terrestrial Radio waves. — Amsterdam: Elsevier Publ. 1949. P. 343.
- Bubenik D.M., Fraser-Smith A.C., Sweeney Jr. L.E., Villard Jr. O.G. Observations of fine structure in high-frequency radio signals propagated around the world // J. of Geophys. Res. 1971. V. 76. № 4. P. 1088 -1092.
- Fenwick R.B. Round-the-World High-Frequency Propagation / Stanford Electronics Laboratory, Technical report 1963. No. 71, Stanford University, California, USA. P.106.
- Watson G.N. The transmission of electric waves round the earth // Proc. Roy. Soc. 1919. V. A 95. P. 546—563.

## **RADIO WAVES NEAR THE LOWER BOUNDARY OF THE IONOSPHERIC REGION F2 - CARRIERS OF SYNCHRONOUS ROUND-THE-WORLD SIGNALS**

Kalinin Yu. K., Repin A. Yu., Khotenko E. N., Schelkalin A. V.

Radio waves of a decameter range (wavelength  $\lambda = 10 - 100$  m) on round-the-world tracks are considered. The hypothesis that in this case the waves, whose trajectory is located near the lower boundary of the ionospheric region F2, play an essential role is substantiated. It is assumed that they are carriers of round-the-world radio signals. Their features are determined mainly by the results of experimental and partly theoretical studies of the delays of the round-the-world radio signals of the decameter range. It is shown that radio waves near the lower boundary of the ionospheric region F2 determine the propagation of round-the-world signals with a sign of synchronicity. This sign is the absence of the dependence of the delay on the frequency.

**KEYWORDS:** IONOSPHERIC REGION F2, WAVES AT THE LOWER BOUNDARY, CARRIERS, ROUND-THE-WORLD SIGNALS, REMOTE FREQUENCY CHARACTERISTICS OF SYNCHRONICITY.