



## ВОПРОСЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО И НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Ю.К. Калинин, В.В. Алпатов, А.Ю. Репин, А.В. Щелкалин

Рассматриваются различные схемы вертикального и наклонного зондирования ионосферы. Приводятся примеры ионограмм, как промежуточного продукта обработки данных импульсного метода измерений. Приводятся результаты, относящиеся к различным схемам прогноза состояния ионосферных трасс. Большое внимание уделено кругосветным сигналам декаметрового диапазона радиоволн. Сравниваются различные методы моделирования зависимостей их задержек от рабочей частоты.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ИОНОСФЕРА, ЗОНДИРОВАНИЕ, ИОНОГРАММА, КРИТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА, ПРОГНОЗ, КРУГОСВЕТНЫЙ СИГНАЛ, УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА, МОДЕЛЬ.

### ВВЕДЕНИЕ

Под зондированием здесь и ниже понимается исследование свойств части окружающего пространства с помощью определения его реакции на излучение электромагнитных волн того или иного диапазона. При этом зондирование может быть локальным, это когда излучатель волн находится вблизи или внутри объекта исследования. Другая разновидность – дистанционное зондирование. Это когда объект и излучатель разделяет значительное расстояние по сравнению с длиной волны, использованной при зондировании.

Как известно, термин ионосфера соотносят к определённым областям атмосферы, газовой оболочки Земли, на высотах в интервале  $\sim 80 - 600$  км над земной поверхностью. При этом указывают либо на то, что на данных высотах существуют в свободном виде заряженные частицы, либо на то, что эти слои являются диэлектриками с диэлектрической проницаемостью меньше единицы. Эти два варианта определения ионосферы соответствуют её двойной роли в ионосферной геофизике. Информационной основой прикладной геофизики служат два вида зондирования. А именно вертикальное и наклонное. Ниже рассматриваются разного рода вопросы, относящиеся к этим процессам.

### 1. ИСХОДНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Заряженные частицы, их разновидности, вариации и локализация – всё это объекты рассмотрения фундаментальной ионосферной геофизики. Прикладную геофизику ориентируют, условно говоря, на главный «сорт» частиц – отрицательно заряженные электроны. В своей совокупности электроны оказывают воздействие на радиоволны, в частности, декаметрового

---

Калинин Юрий Кириллович, д.ф.-м.н., гл.н.с ФГБУ «Институт прикладной геофизики им. академика Е.К.Фёдорова»,  
e-mail: [kalinplat@yandex.ru](mailto:kalinplat@yandex.ru)

Алпатов Виктор Владимирович к.ф.-м.н., зав. отделом ФГБУ «Институт прикладной геофизики им. академика Е.К.Фёдорова»,  
e-mail: [alpatov@ipg.geospace.ru](mailto:alpatov@ipg.geospace.ru)

Репин Андрей Юрьевич, д.ф.-м.н., директор ФГБУ «Институт прикладной геофизики им. академика Е.К.Фёдорова»,  
e-mail: [repin\\_a\\_yu@mail.ru](mailto:repin_a_yu@mail.ru)

Щелкалин Алексей Викторович, зав. отделом аспирантуры ФГБУ «Институт прикладной геофизики им. академика Е.К.Фёдорова»,  
email: [aspirant.ipg@gmail.com](mailto:aspirant.ipg@gmail.com)

диапазона. Это воздействие характерно тем, что оно приводит к изменению диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon$ . Она является макроскопической характеристикой множества электронов, число которых в единице объёма называется концентрацией  $N_e$ . Но именно  $\varepsilon$ , как функция пространства и времени, определяет существующие в среде структуры электромагнитных волн от заданных источников (часто - без учёта роли магнитной проницаемости и проводимости среды). Связь между  $N_e$  и  $\varepsilon$  устанавливают, применяя второй закон Ньютона к движущемуся электрону с массой  $m$ , координатой  $\mathbf{r}_j$  и зарядом  $q$ , на который воздействует периодическое поле электромагнитной волны с круговой частотой  $\omega$ , обозначаемое  $\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$ . Уравнение имеет вид:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_j}{dt^2} = q \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1)$$

Двойное интегрирование (1) по времени  $t$ , умножение обеих частей на  $q$  и суммирование по номерам зарядов  $j$  в единичном объёме превращает левую часть этого уравнения в величину, пропорциональную дипольному моменту единичного объёма  $(\varepsilon - 1)/4\pi$ . Отсюда следует, что:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N_e q^2}{m\omega^2}.$$

или

$$\varepsilon = 1 - f_0^2 / f^2 \quad (2)$$

где  $f_0$  – так называемая плазменная частота, которая в случае концентрации в максимуме ионосферной области называется критической частотой, и  $f$  – частота волны.

Соотношение (2) отображает локальную связь между микро характеристикой  $N_e$  и макро характеристикой  $\varepsilon$ , которая является основой для рассмотрения важного свойства ионосферы – удерживать в приземном пространстве радиоволны, излучаемые наземным источником. Такое рассмотрение является предметом смежной (по отношению к геофизике) науки – электродинамики сплошных сред. Следует сразу отметить, что в этом случае признанным исходным локальным математическим аппаратом являются уравнения Максвелла. Как и для более узкой отрасли – распространению дециметровых радиоволн в слоистой среде – ионосфере [Стрэттон, 1948; Vremmel, 1949; Яковлев и др. 2009]. При этом только небольшое число частных случаев моделей среды и источников допускает получение точных решений этих уравнений. Их ещё иногда называют эталонными. Далее различные упрощения делаются в этих точных решениях. Значительно большее распространение получили приближённые методы, при которых упрощения осуществляют в самих уравнениях Максвелла. Здесь доминирует так называемое приближение геометрической оптики (ГО). Его формулируют по-разному. В частности, используют свойство медленной пространственной изменчивости ионосферы, полагая, что фаза волны в данной точке такая же, как если бы всё пространство было бы таким, как среда в этой точке.

Названное выше свойство ионосферы удерживать дециметровые радиоволны в приземном пространстве представляет собой геофизическую основу функционирования большого числа радиотехнических информационных систем, многие из которых обладают значительной стоимостью. Именно для этой совокупности систем требуется постоянное знание текущих и прогнозируемых свойств ионосферы на всём земном пространстве, для чего в ряде стран созданы специализированные ионосферные службы, см., например, [Ионосферно-магнитная служба, 1987]. Практически такое знание формируется преимущественно на основе данных наземных измерительных устройств вертикального зондирования ионосферы. Единичные акции локального зондирования осуществлялись с помощью измерителей, расположенных на вертикально взлетающих геофизических ракетах (ГФР). Измерения с помощью ГФР независимо подтвердили признанный факт слоистого строения ионосферы, многократно установленный с помощью наземных дистанционных средств, так называемых автоматических ионосферных станций (АИС). Их также называют станциями вертикального зондирования, или ионозондами ВЗ. Они представляют собой радиолокаторы, излучающие импульсные радиосигналы и регистрирующие сигналы, отражённые ионосферой. Периодическое изменение рабочей частоты позволяет получать промежуточный информационный продукт, так называемую высотно-частотную характеристику (ВЧХ).

## 2. ВЕРТИКАЛЬНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

### 2.1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ, ОТРАЖАЮЩЕЙСЯ ВЕРТИКАЛЬНО ОТ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ИОНОСФЕРЫ

В качестве модельной задачи синтеза амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) волны, отражающейся вертикально от ионосферы, следует рассмотреть идеализацию в виде плоской волны и плоскослоистой ионосферы, свойства которых зависят от одной вертикальной координаты  $z$ . В частом случае предполагается, что ионосфера занимает конечную область пространства, в которой её диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  заключена в пределах  $0 < \varepsilon < 1$ . Вместо условия сингулярности в источнике принимаются асимптотические требования. В нижнем полупространстве ( $z < 0$ ) при стремлении  $z \rightarrow -\infty$  поле имеет вид суперпозиции двух волн, бегущих по вертикали в противоположных направлениях. В верхнем полупространстве ( $z > 0$ ) при стремлении  $z \rightarrow \infty$  поле имеет вид удаляющейся волны. В случае такой структуры уравнения Максвелла сводятся к волновому уравнению для  $E$ , единственной отличной от нуля горизонтальной компоненты поля [Гинзбург, 1960]:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon(z) E = 0 \quad (3)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число в свободном пространстве волны длиной  $\lambda$ . Можно указать на известное решение уравнения (3), когда  $\varepsilon(z)$  представляет собой параболическую функцию в области ограниченных значений  $z$  с соответствующими условиями «сшивания» на границах. Представляет интерес другой частный случай, когда зависимость  $\varepsilon(z)$  имеет вид так называемого слоя Эпштейна [Epstein, 1930]. Здесь предполагается, что «хвосты» ионосферы занимают всё пространство, и процедура «сшивание» не требуется. Эта эталонная задача имеет точное решение для функции  $\varepsilon(z)$  вида:

$$\varepsilon = 1 - a/ch(z/z_0), \quad a < 1 \quad (4)$$

В монографии [Бреховских, 1973] приводится путь решения уравнения (3) для такого слоя Эпштейна. Используется замена, превращающая волновое уравнение в гипергеометрическое. В итоге это позволило выразить коэффициент отражения  $R$  плоской волны от слоя Эпштейна через довольно сложную комбинацию гамма функций. То есть тем самым представить модель амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) сигналов ВЗ.

На рисунке 1 представлен график зависимости  $R$  от частоты  $f$ . По оси ординат отложено отношение квадрата критической частоты слоя  $f_0^2$  к квадрату частоты падающей волны  $f^2$ . По оси ординат отложено значение коэффициента отражения  $R$  в процентах. Кривые АЧХ начинаются в начале координат. Примыкающая к ним часть кривых соответствует высоким частотам полостью проходящим сквозь ионосферу. Более далёкие участки кривых соответствуют низким частотам, которые полностью отражаются от ионосферы. Масштабный параметр  $z_0$  в формуле (4) для кривой 2 на рис. 1, превышает значение этого параметра для кривой 1. Для реальной области  $F2$  (в условиях малого влияния неоднородностей электронной концентрации) следует выбрать кривые с параметром более 100.

И это самый главный вывод из проведенного рассмотрения: относительное изменение  $f$  на проценты в окрестностях  $f_0$  может изменить в несколько раз коэффициент отражения радиоволны от моделируемой слоем Эпштейна среднеширотной области  $F2$  ионосферы.

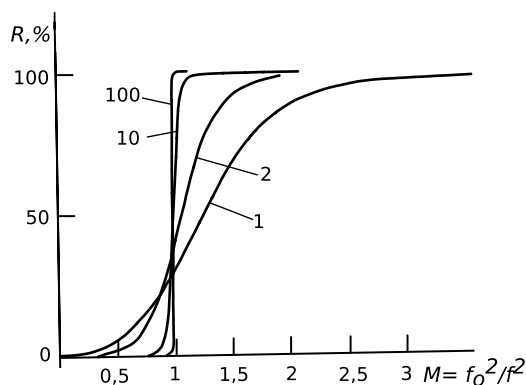


Рис 1. Зависимость от частоты коэффициента отражения плоской волны от слоя Эпштейна

## 2.2. ИНФОРМАТИВНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОТНО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОЗОНДОВ ВЗ

Как сказано, ионозонд ВЗ излучает вертикально вверх импульсные радиосигналы с периодически изменяющейся частотой. Обычно используется диапазон от 1 до 20 МГц. Принимается отражённый от ионосферы сигнал. Сигнал обнаруживают и измеряют время его распространения (половину интервала времени между излучением и приёмом отражённого сигнала). На плоскости (задержка, частота) получают геометрическое место точек, соответствующих максимумам отраженных от ионосферы сигналов. Это геометрическое место точек наряду с термином высотно-частотная характеристика (ВЧХ) называют также термином – трек. Трек формирует график зависимости времени распространения от частоты, который называется ионограммой. Время распространения, умноженное на скорость радиоволн в пустоте, определяет так называемую действующую высоту отражения –  $h_D(f)$  как функцию частоты. Действующая высота отражения  $h_D(f)$  отличается от истинной высоты (высоты в ионосфере, где показатель преломления для вертикально распространяющейся волны обращается в ноль). Это связано с тем, что волна распространяется в ионосфере с групповой скоростью  $C_{Г}$ , которая меньше скорости света в вакууме  $C_0$ .

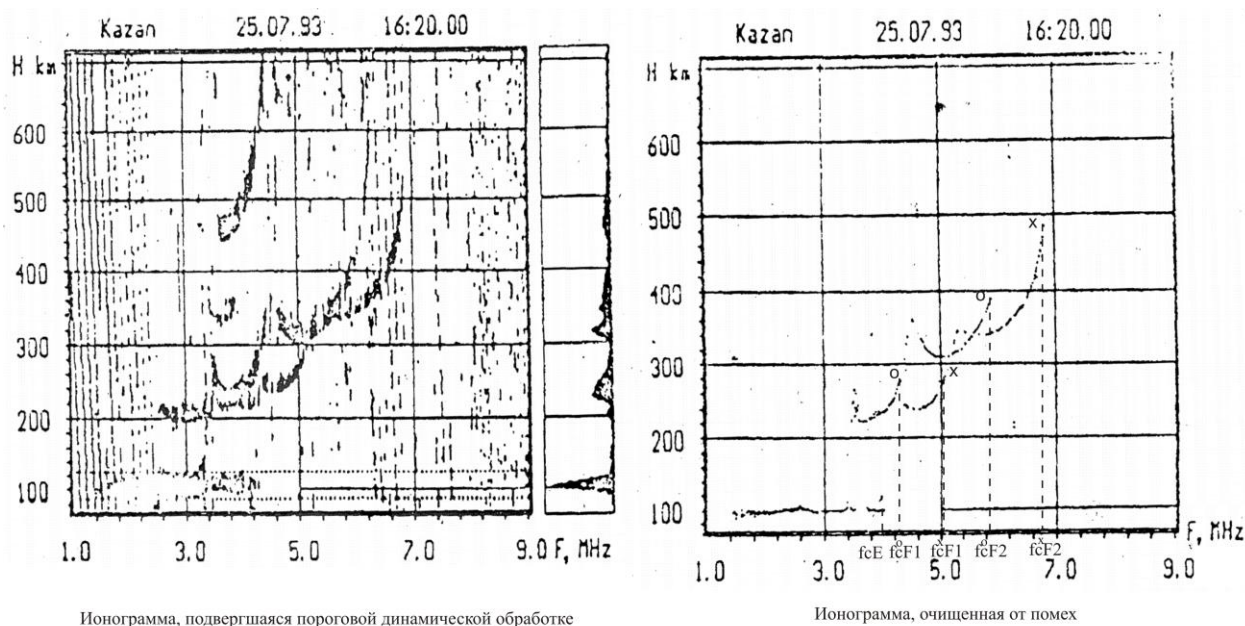


Рис. 2. Пример высотно-частотной характеристики на различных этапах обработки.

Типичная среднеширотная ВЧХ для условий летнего дня, когда существуют чётко выраженные слои  $E$ ,  $F1$  и  $F2$  состоит из нескольких ветвей (см. рис. 2) [Акимов и др., 2017]. Её характерной особенностью является расщепление треков на, так называемые, обыкновенную и необыкновенную волны в  $F$ -области [Альперт, 1960]. В области  $E$  магнитоионное расщепление также имеет место, однако, вследствие малой толщины  $E$ -слоя и большого поглощения необыкновенной волны на низких частотах, это явление наблюдается нерегулярно. Другой особенностью является увеличение действующей высоты в окрестности критических частот слоёв  $E$ ,  $F1$  и  $F2$ , особенно сильное в  $F2$ -области. Этот эффект объясняется соответствующим увеличением времени группового запаздывания. Теоретически, в приближении геометрической оптики,  $\tau_r \rightarrow \infty$  в области отражения, близкой к максимальной электронной концентрации ионосферных слоёв, где производная концентрации электронов  $N_e$  по высоте  $h$  стремится к нулю. На рисунке 2 представлены реальные примеры ВЧХ. По оси абсцисс отложена рабочая частота  $f$ . В данном случае область её плавного изменения составляет 1 – 9 МГц. По оси ординат отложена пропорциональная задержке действующая высота отражения  $H$ . Поле квадрата состоит из сливающихся в единую картину вертикальных полос, каждая из которых соответствует сигнальной картине на данной частоте. В том смысле, что яркость, пробегающего по вертикали «зайчика» включается только, если принимаемая сумма отраженного от ионосферы сигнала и неизбежных внешних помех выше заданного порога. В левой части рис. 2 вертикальные прерывистые штрихи соответствуют помехам, а изгибающиеся треки – отражённым от ионосферы сигналам. В правой части специальной обработкой вертикальные «штрихи» удалены, и оставшиеся кривые на ионограмме представляют собой ВЧХ. По ионограммам ВЗ можно определить критические частоты слоёв, из которых состоит ионосфера. Критическая частота определяет максимальную частоту радиоволны, которая ещё отражается при вертикальном падении от соответствующего ионосферного слоя.

По ионограмме невозмущённой среднеширотной ионосферы можно определить:  $f_0 E$  – критическую частоту слоя  $E$ ,  $f_0^0 F1$  и  $f_0^X F1$  – критические частоты при отражении от слоя  $F1$  для так называемых обыкновенной и необыкновенной волны соответственно,  $f_0^0 F2$  и  $f_0^X F2$  – критические частоты при отражении от слоя  $F2$  для обыкновенной и необыкновенной волны соответственно. Наличие  $f^0$  и  $f^X$  и соответствующих ветвей ионограммы обусловлено влиянием магнитного поля Земли.

Зная критическую частоту, можно определить максимальное значение электронной концентрации ионосферного слоя. Для обыкновенной волны:

$$N_{max}^0 = 1,24 \cdot 10^{-2} (f_0^0)^2, f_0^0 = (80,7 N_{max}^0)^{1/2} \quad (5)$$

где:  $f_0^0$  – критическая частота для обыкновенной волны.

Отражение необыкновенной волны происходит от уровня, где электронная концентрация:

$$N_{max}^X = 1,24 \cdot 10^{-2} f_0 (f_0 - f_H) \quad (6)$$

Здесь  $f_0$  – так называемая гирочастота электрона, равная 1,4 МГц для среднеширотной трассы. В этих выражениях используются размерности  $[N] - N\text{м}^{-3}$ ,  $[f_0] - \text{Гц}$ .

Сравнивая соотношения (5) и (6), можно определить, что в магнитоактивной плазме волна с частотой  $f$  отражается от двух уровней электронной концентрации  $N^0$  и  $N^X$ , причём  $N^0 > N^X$ . То есть обыкновенная волна отражается от уровня более высокой электронной концентрации, чем необыкновенная волна. Критическую частоту  $f_0^X$  отражения необыкновенной волны можно найти по формуле:

$$f_0^X = \frac{f_H}{2} + \left[ \frac{f_H^2}{4} + (f_0^0)^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

Если  $(f_0^0)^2 \gg \frac{f_H^2}{4}$ , то  $f_0^X - f_0^0 = \frac{f_H}{2}$ . Для средних широт  $f_H = 1,4$  МГц и разница критических частот между необыкновенной и обыкновенной волнами достигает 0,7 МГц.

Определение истинной высоты отражения волны представляет собой более трудную задачу. Для решения этой задачи разработаны и экспериментально проверены специальные методы. Для действующей высоты  $h_D$  при вертикальном зондировании имеем:

$$h_D(\omega) = L_{\text{гp}}(\omega) = \int_0^h \frac{d(\omega n)}{d\omega} dh \quad (8)$$

В пренебрежении магнитным полем показатель преломления определяется выражением:

$$n = \left[ 1 - \frac{\omega_c^2(h)}{\omega^2} \right]^{1/2} \quad (9)$$

Здесь  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота падающей волны частотой  $f$ ;  $\omega_c$  – угловая плазменная частота, которая представляет собой собственную частоту продольных колебаний пространственного заряда электрона. Она равна:

$$\omega_c = 2\pi f_0 = \left[ \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m} \right]^{1/2} \quad (10)$$

где:  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  [Кл] – заряд электрона;  $m = 9,109 \cdot 10^{-31}$  [кг] – масса электрона;  $N$  – концентрация электронов;  $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} = 8,854 \cdot 10^{-12}$  [Фм<sup>-1</sup>] – диэлектрическая постоянная вакуума.

Подынтегральное выражение в формуле (8) может быть преобразовано к виду:

$$\frac{d(\omega n)}{d\omega} = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = \frac{1}{n} \quad (11)$$

Тогда для действующей высоты получается выражение:

$$h_D = \int_0^h dh/n \quad (12)$$

Выражение (12) для  $n = \left( 1 - \frac{\omega_c^2(h)}{\omega^2} \right)^{1/2}$  представляет собой уравнение Абеля и решается аналитически [Дэвис, 1973]. Обращение интегрального уравнения (12) приводит к соотношению:

$$h(f_B) = \frac{2}{\pi} \int_0^{f_B} \frac{h_D(f) df}{(f_B^2 - f^2)^{1/2}} \quad (13)$$

где  $h(f_B)$  – истинная высота отражения волны с частотой  $f_B$ ;  $f_B$  – частота, на которой знаменатель подынтегрального выражения обращается в ноль. Используя выражение (13), можно найти зависимость  $h(f_B)$ , а по ней найти высотный профиль электронной концентрации  $N_e(h)$ , поскольку  $N_e$  связано с  $f_B$  выражением  $f_B = 80,7 N_e^{1/2}$ .

То есть в рамках геометрической оптики обратная задача – получение  $N_e(h)$  – профиля электронной концентрации ионосферы по данным ионозондов ВЗ, имеет строгое и единственное решение.

В более общем случае, с учётом магнитного поля, уравнение (10) решается численным методом, который описан в [Дэвис, 1973].

На рисунке 3 приведен пример ионограммы среднеширотной ионосферы. Здесь же приведена кривая зависимости истинных высот отражения от частоты  $f$ .

На рисунке 4 приведен пример ионограммы, полученной на ионозонде ВЗ, использующем ЛЧМ – сигналы. Ионозонд расположен в местечке Торы, южнее Иркутска. На ионограмме отчетливо различаются треки кратного отражения сигналов ВЗ ионосферы.

В современных ионозондах ВЗ высотно-частотная характеристика обрабатывается в реальном времени и доступна через Интернет.

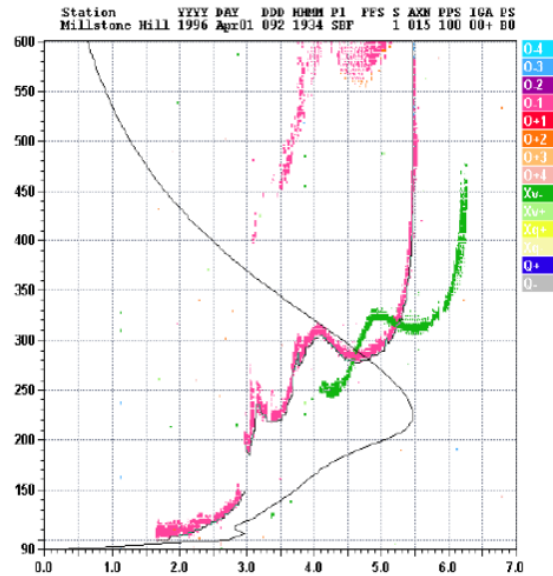


Рис. 3. Пример ионограммы и профиля истинных высот отражения (тонкая кривая) для среднеширотной ионосферы.

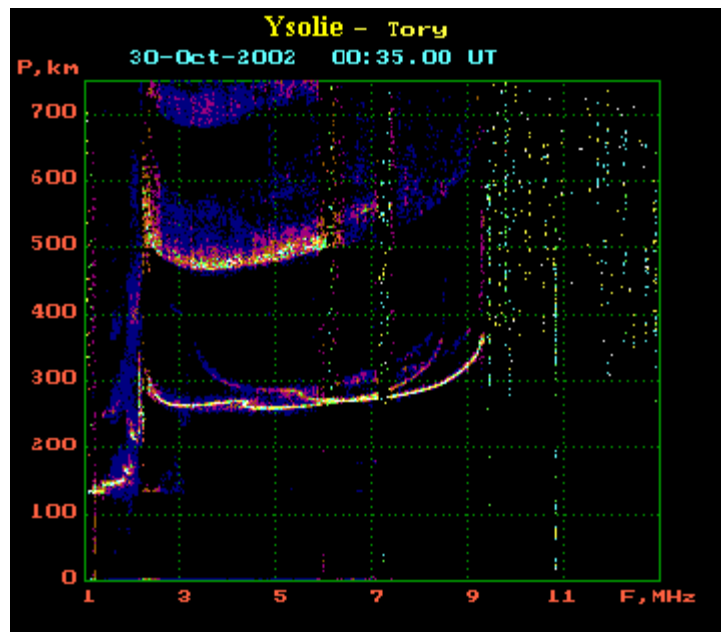


Рис. 4. Пример ионограммы современного ионозонда, использующего ЛЧМ сигнал.

Интерпретация ВЧХ проводится по специальной методике [Руководство URSI, 1977]. При этом можно определить:

- значения критических частот  $f_0E$ ,  $f_0F1$ ,  $f_0F2$ , пределы измерения от 0,1 до 20 МГц, погрешность измерения 200 Гц;
- высоты отражения ЗС от соответствующих слоёв  $hE$ ,  $hF1$ ,  $hF2$ , пределы измерения от 50 до 450 км, погрешность измерения 10 км.

Результаты измерения могут быть использованы для построения  $N_e(h)$  – профиля ионосферы над местом дислокации ионозонда ВЗ.

А также служить исходными данными для прогнозирования параметров регулярных ионосферных слоёв.

### 3. НАКЛОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА ОДНОСКАЧКОВЫХ ТРАССАХ «ЗЕМЛЯ-ЗЕМЛЯ»

Наклонное зондирование ионосферы на трассах «земля-земля» осуществляется при разносе расположенных на земной поверхности излучателя и точки наблюдения (за исключением случая кругосветного зондирования). При этом траектории волновых пучков, называемых также лучами, имеют конфигурации, зависящие от угла места при надлежащем выборе рабочей частоты, см. схему на рис. 5.

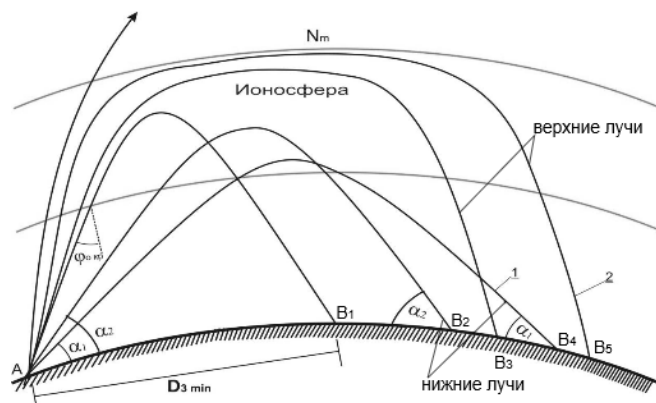


Рис. 5. Схема конфигураций лучей, исходящих из наземного источника (точка А) под различными углами места.

На рисунке 5 представлена схема лучей в вертикальной плоскости, пересекающей земную поверхность (отрезок сплошной круговой линии с частой штриховкой) и область ионосферы, расположенной между отрезками двух окружностей (тонкие кривые). Предполагается, что в точке А расположен наземный излучатель. Из точки А под разными углами места «выходят» разные лучи, которые после отражения от ионосферы, возвращаются к земной поверхности в точках  $B_i$ . Существенно, что точка  $B_1$  соответствует дальней границе  $D_{min}$  так называемой «мёртвой зоны», в которую не попадает ни один луч. Её также называют «зона молчания». Для этого луча угол с вертикалью в точке А обозначен  $\varphi$ . Остальные лучи попадают к земной поверхности в точки, расположенные дальше, чем  $B_1$ . Среди них различают так называемые верхние и нижние лучи.

Для диагностики трассы НЗ, также как и в случае ВЗ, используется метод импульсного зондирования. На рисунке 6 А приведен пример ионограммы НЗ для трассы Магадан - Иркутск протяжённостью  $D_0 \cong 3$  тыс. км. [<http://rp.iszf.irk.ru/esceir/pres/lchm/vozmlchm.htm>].

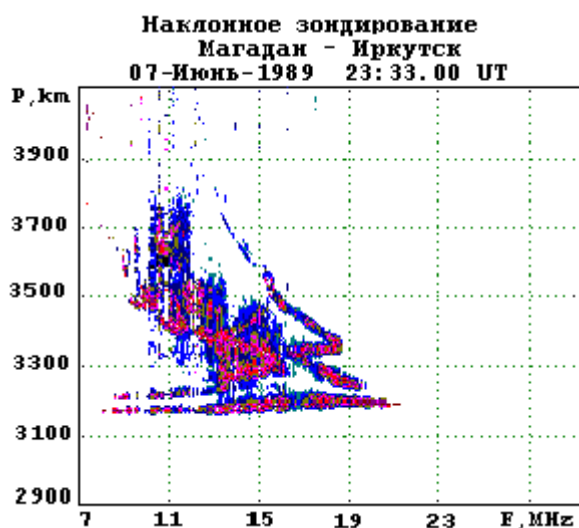


Рис. 6 А. Ионограмма для трассы Магадан – Иркутск.



На рисунке 6 Б приведен пример ионограммы для трассы Кипр – Ростов протяжённостью около 1300 км [Вертоградов, 2007]. В верхней части рис. 6 Б находится собственно ионограмма – ДЧХ сигналов НЗ.

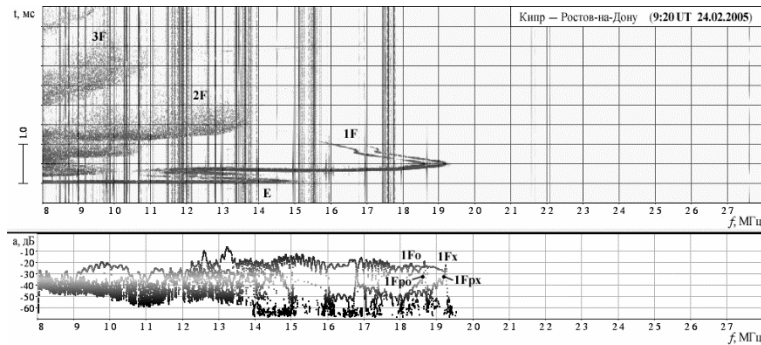


Рис. 6. Б. Ионограмма - ДЧХ и АЧХ сигналов НЗ на трассе Кипр – Ростов.

На рисунках 6 А и Б по оси абсцисс отложена частота зондирования, МГц. По оси ординат – групповой путь сигнала  $ct_{\text{НЗ}}$  в км. или величина задержки  $\tau_{\text{НЗ}}$  в мкс. В нижней части рис. 6 Б расположены АЧХ треков в дБ. На обеих частях ионограммы приведены буквенные обозначения для данных, относящихся к различным траекториям сигналов НЗ, отразившихся от областей *E* и *F*.

Моделирование различных схем ДЧХ наклонного распространения декаметровых волн, представленных на рис. 5, называемых также скачковым распространением, осуществляется с помощью, так называемых рефракционных интегралов в приближении геометрической оптики [Дэвис, 1973, Калинин, 2012]. Групповой путь по односкачковому лучу определяется по формуле:

$$D_{\text{ГР}} = 2 \int_0^{h_{\text{отр}}} \left(1 + \frac{h}{a}\right) \frac{dh}{\sqrt{\sin^2 \alpha + \frac{2h}{a} - \frac{f_0^2}{f^2} g(h)}} \quad (14)$$

Длина одного скачка по Земле определяется по формуле:

$$D_3 = 2 \cos \alpha \int_0^{h_{\text{отр}}} \left(1 - \frac{h}{a}\right) \frac{dh}{\sqrt{\sin^2 \alpha + \frac{2h}{a} - \frac{f_0^2}{f^2} g(h)}} \quad (15)$$

В этих формулах верхний предел интегрирования  $h_{\text{отр}}$  – значение  $h$ , обращающее в ноль подкоренное выражение;  $a$  – радиус Земли;  $\alpha$  – угол места луча в источнике,  $g(h)$  – функция относительной изменчивости  $N_e(h)$  – профиля.

Интеграл (14) приближенно выражает значение группового пути вдоль луча, начинающегося на поверхности Земли, под углом  $\alpha$ . Он достигает ионосферы и плавно отклоняется от первоначального направления в сторону земной поверхности, становясь на высоте  $h = h_{\text{отр}}$  параллельным ей. После этого (**волевым усилием**) к половине траектории прикладывается симметричная ей половина, спускающаяся к земной поверхности. Исследование процессов распространения радиоволн показало, что наибольший вклад в рефракционные интегралы вносит область главного максимума электронной концентрации. Для практического использования предложен ряд простых аппроксимаций профиля электронной концентрации, при которых первообразные рефракционных интегралов представляются в терминах элементарных функций. Об этом для экспоненциально-параболического профиля см. [Калинин, 2012]. Наличие «мёртвой зоны», как области уменьшения возможности установления радиосвязи, было подтверждено многочисленными измерениями на дискретном множестве трасс различно протяжённости. Теоретическая модель АЧХ, рассмотренная выше в разделе 2.1, свидетельствует о резком уменьшении коэффициента отражения радиоволн от ионосферы при превышении критической частоты. Это в свою очередь обуславливало требования к определению

МПЧ трасс. В связи с этим при проведении работ по теме «Дуга» во второй половине прошлого века было признано целесообразным осуществление прямых экспериментов по оценке меры убывания напряжённости поля наземного источника декаметрового диапазона непосредственно в «мёртвой зоне». Измерения проводились в начале семидесятых годов прошлого века над европейской частью России в приполуденное время летом. В соответствии с замыслом эксперимента проверялась гипотеза о том, что на разных удалениях в пределах максимальной дальности одного скачка от источника декаметровых радиоволн  $D_{max} = 4$  тыс. км., будет доминировать одно из полей различной природы  $E_i$ , где  $i = 1, 2, 3$ . Эти поля надлежит сложить, образовав полное поле  $E$  декаметрового источника, проникающее за горизонт:

$$E = \sum E_i, i = 1, 2, 3. \quad (16)$$

Здесь:  $E_1$  – поле земной волны,  $E_2$  – поле рассеяния на ионосферных неоднородностях,  $E_3$  – поле скачковой волны.

Для подтверждения справедливости такого суммирования были проведены эксперименты с самолетными измерителями поля наземного источника [Акимов и др., 2008; Калинин, 2012].

На рисунке 7 представлены результаты определения полей  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$  с помощью измерителя напряженности поля, установленного на самолете АН -10.

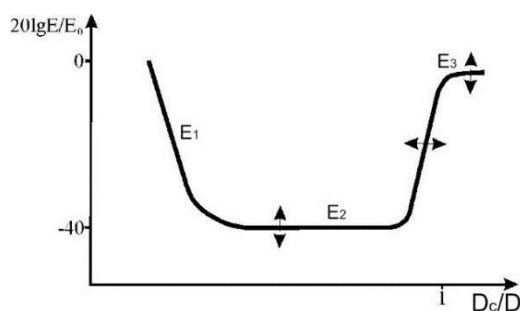


Рис. 7. Усредненная кривая относительной изменчивости результатов измерений напряженности поля наземного источника вдоль односкачковой ионосферной радиотрассы. Стрелки – разброс измерений.

Начало эксперимента сопровождалось калибровкой чувствительности подвижного измерителя на земной поверхности. Затем самолет поднимался на высоту 10 км. и осуществлял полеты по прямым линиям в течение двух-трех часов. На рисунке 7. представлена усреднённая кривая (стрелки – разброс результатов измерений) относительной изменчивости результатов измерения напряженности электромагнитного поля вдоль ионосферной трассы. По оси абсцисс отложено отношение дальности от наземного источника до самолета  $D_c$  к длине первого скачка  $D$ , рассчитанной по методу геометрической оптики в соответствии с выражением (15). По оси ординат отложено отношение измеренной напряженности поля  $E$  к величине поля  $E_0$  в свободном пространстве на дальности  $D$ . Кривая состоит из нескольких участков. Первый падающий участок, заканчивавшийся на дальности около 300 км, и соответствовал заходу самолета под плоскость горизонта, определенную высотой 10 км, с дальнейшим убыванием сигнала при дифракции волны в область тени – поле  $E_1$ .

Далее следует почти горизонтальный участок, обусловленный рассеянием радиоволн на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях, – поле  $E_2$ . После него следует участок возрастания сигнала на 40÷50 дБ на дальности  $D$ , примерно до расчетного уровня односкачкового сигнала, определяемого в основном сферической расходимостью волны на этой дальности без учёта эффектов поглощения и фокусировки. Данные, представленные на рис. 7, являются сигнальным «портретом» первой мертвой зоны. Высокая мощность излучения обеспечивала уверенную регистрацию рассеянного поля  $E_2$ . В пределах первой мертвой зоны поле  $E_2$  является доминирующим. Полученные результаты экспериментально обосновывают картину распространения радиоволн на дальности одного скачка.

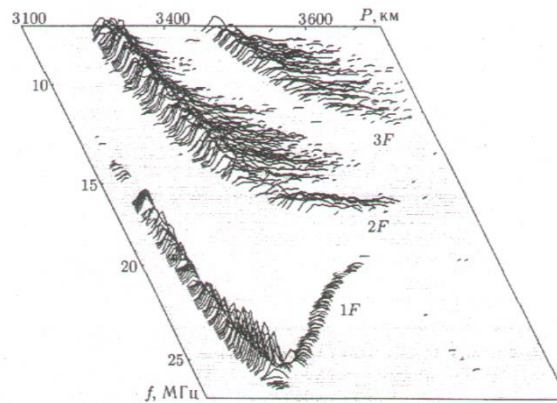


Рис.8. Зависимость интенсивности сигналов НЗ от задержки и частоты.

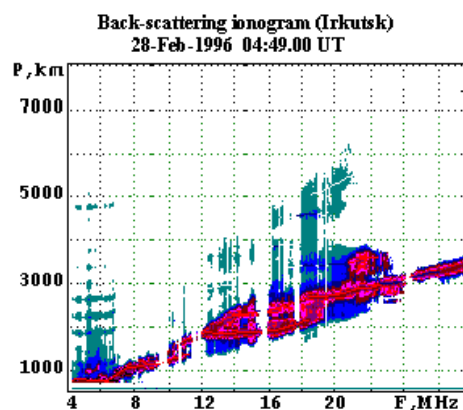


Рис. 9. Пример ДЧХ сигналов ВНЗ.

Представляют интерес данные, в которых были одновременно представлены и АДЧХ сигналов НЗ. Так на рис. 8 [Рябова, 2003] в аксонометрической проекции представлены трёхмерные графики зависимости амплитуд сигналов НЗ от дальности – горизонтальная ось абсцисс – и частоты – ось ординат направлена под углом  $60^\circ$  к оси ординат. приведены три группы отметок, возле которых стоят обозначения  $1F$ ,  $2F$  и  $3F$ , соответствующие числу скачков волновых пакетов, отраженных от слоя  $F2$ . Обращают на себя внимание три возможности определения МПЧ на этой трассе по сигналам НЗ с использованием амплитудно-дальностно-частотной характеристики. Одна из возможностей – МПЧ соответствует середине области максимальных значений интенсивности сигнала. Это примерно 24 МГц.

Вторая возможность – по частоте, на которой сходятся линии максимумов нижнего и верхнего лучей. Это примерно 25,5 МГц. Третья возможность – МПЧ соответствует частоте, на которой амплитуда сигнала НЗ на 6 дБ ниже максимальной. Это приблизительно 25 МГц. Разброс этих величин порядка 1,5 МГц, отнесенный к среднему значению, равному  $\sim 25$  МГц показывает, что, используя три метода определения МПЧ, сама величина МПЧ может быть определена с неопределенностью порядка 5 %.

Таким образом, снижение СКО определения МПЧ по данным ионозонда НЗ требует использования, как минимум, одного из перечисленных методов (предполагается, что независимых) определения МПЧ.

Непосредственное измерение длины скачка волн, отражённых от ионосферы, затруднительно в силу необходимости использования пространственно-распределённых измерителей. Определённые возможности в этом отношении предоставляют сигналы ВНЗ [Чернов, 1971].

На рисунке 9 дан пример ионограммы ВНЗ [<http://rp.iszf.irk.ru/esceir/pres/lchm/vozmlchm.htm>]. На ней в координатах (частота  $F$ , групповой путь  $P$ ) представлена область «засвеченная» скачковыми сигналами. Нижняя граница этой области является границей «мёртвых зон» на различных частотах.

Эти точки определяют МПЧ для разных дальностей. В не сумеречное время, как это показано многочисленными измерениями и математическими моделями односкачкового распространения декаметровых волн в среднеширотной ионосфере, данная граница является прямой линией, проходящей через начало координат.

По крайней мере, для трасс не длиннее 2,5 тыс. км. Это позволяет установить соотношение  $P/\text{МПЧ} = \Delta P/\Delta \text{МПЧ}$ . Отсюда следует равенство относительных вариаций  $\Delta P/P$  и  $\Delta \text{МПЧ}/\text{МПЧ}$ . Соответственно, не учитывая разницу между групповым путём вдоль скачковой траектории  $P$  и длиной трассы по земной поверхности  $D$ , можно погрешность относительной вариации МПЧ использовать, как оценку погрешности относительной вариации длины скачка на трассах протяжённостью 1,5 – 2,5 тыс. км.

#### 4. ДОЛГОСРОЧНЫЙ РАДИОПРОГНОЗ

Долгосрочный радиопрогноз представляет собой основной информационный продукт прикладной ионосферной геофизики. Речь идёт, прежде всего, о возможном диапазоне радиочастот для технических систем, использующих ионосферу в качестве элемента тракта передачи информации за горизонт с использованием декаметровых волн в качестве носителя. Долгосрочный радиопрогноз предполагает наличие алгоритма расчёта с месячным упреждением характерных частот, используемых на всевозможных радиотрассах с механизмом однократного отражения от области  $F_2$ . Алгоритм существует в двух версиях. Одна из них, назовём ей – ранняя версия – существовала до 2005 года и была обоснована в трудах [Чернышов и др., 1973, 1977]. Она представляет интерес при исследованиях, осуществляемых в схеме эпингоза. Другая версия носит название СИМП и используется в настоящее время. Следует отметить, что упомянутое различие в версиях возникает из-за различий в представлении результатов модельного прогнозирования параметров собственно ионосферы. А в части перехода от этих параметров к значениям МПЧ для односкачковых трасс различной длины и ориентации обе версии исходят из представлений о симметричности восходящих и нисходящих ветвей скачковых траекторий.

##### 4.1. ДОЛГОСРОЧНЫЙ РАДИОПРОГНОЗ, РАННЯЯ ВЕРСИЯ

Информация предоставлялась потребителю до 2005 г. в виде печатного издания [Месячный прогноз]. На рисунке 10 на фоне карты Мира в проекции Меркатора (по горизонтали – долгота, по вертикали – широта, градусы) даны кривые равных значений  $f_0F_2$  (цифры в разрывах кривых – значения частоты в МГц). Эта величина ежечасно определялась на ионозондах ВЗ, что служило основой для построения карт, см. рис. 10, с двухчасовым интервалом для типовых суток данного месяца.

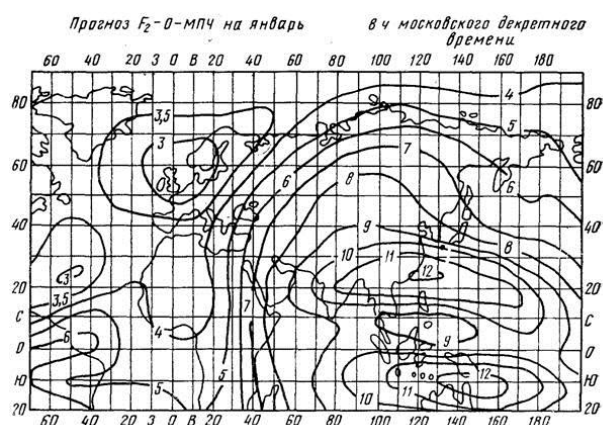


Рис. 10. Карта прогноза критической частоты  $f_0F_2$ .

Прогнозы выпускались с месячным упреждением на основании гипотезы об 11-летней повторяемости циклов солнечной активности, см. рис. 11. На нём представлены данные о величине  $R$  – числе солнечных пятен на диске Солнца. Значение  $R$  используется в алгоритмах радиопрогнозирования. Соответственно предполагалась наличие приблизительно 11-летней повторяемости для критической частоты  $f_0F2$ .

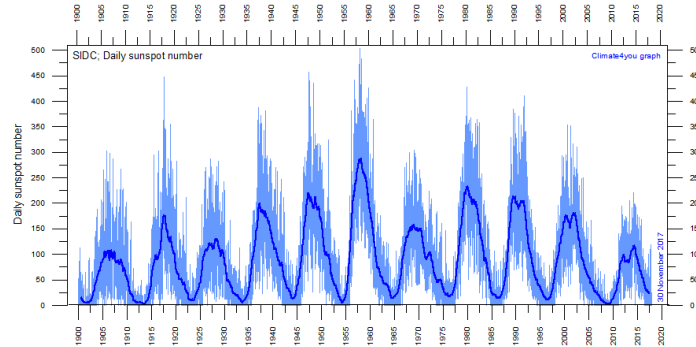


Рис. 11. Сглаженные данные о числе солнечных пятен за период 1900 – 2016 гг.

Известно [Альперт, 1960; Яковлев и др., 2009], что диапазон частот для наклонно отражающихся от ионосферы радиоволн ограничен сверху максимально применимыми частотами. И для максимальной длины одного скачка  $D_{max} = 4$  тыс. км. имеется обозначение МПЧ –  $F2 - 4000$  – величина, для которой также выпускались прогностические карты, см. рис. 12.

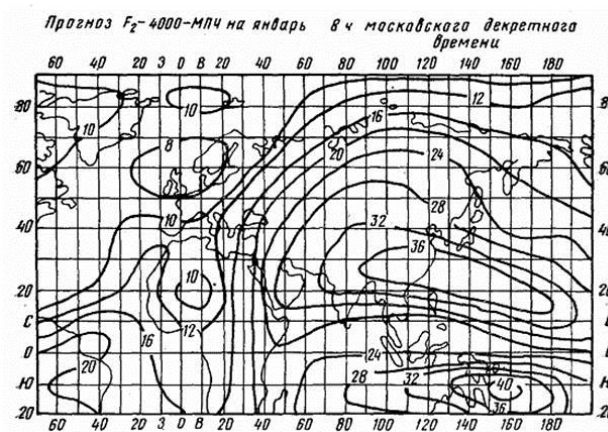


Рис. 12. Карта прогнозированных значений МПЧ –  $F2 - 4000$ .

Кроме того, в ранней версии алгоритма радиопрогнозирования фигурировали кривые суточной изменчивости МПЧ для радиотрасс различной длины в различных широтных поясах. Присутствовали также данные об МПЧ для ионосферных областей  $F1$  и  $E$ . В своей совокупности эти данные были удобны для выполняемых вручную оценок параметров различных радиотрасс.

#### 4.2. КРАТКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В МЕТОДИКАХ РАДИОПРОГНОЗА

**SIMP-STANDARD.** Методика предназначена для расчёта среднемесячного фонового магнитно-спокойного состояния ионосферы. Может быть использована для оценки медианных (средних) ионосферных условий функционирования существующих и проектируемых средств радиосвязи, радиолокации, радионавигации и других радиотехнических средств в диапазонах средних (MF) и высоких (HF) частот, а также для оценки воздействия заряженных частиц на

технические устройства, функционирующие в ионосфере Земли. Методика не распространяется на периоды ионосферных бурь.

В методике применён **метод мультиквадриков**, заключающийся в жёсткой двумерной интерполяции, при котором аппроксимируемая поверхность будет проходить строго через все опорные точки. Позволяет работать с редкой сетью неравномерно распределённых станций. Например, функцию, описывающую поверхность  $f_0F2$ , как зависимость от широты и долготы, и строго проходящую через заданные точки, можно записать в виде:

$$f(\varphi, \lambda) = \sum_{i=1}^K C_i \left( \sqrt{1 - \cos\varphi \cos\varphi_i \cos(\lambda - \lambda_i) - \sin\varphi \sin\varphi_i} \right)$$

где  $\varphi_i$  – широта и  $\lambda_i$  – долгота станции,  $C_i$  – неизвестные коэффициенты, подлежащие определению по значениям  $f_0F2$  в  $K$  точках.

**CCIR (Consultative Committee on International Radio):** Глобальная эмпирическая ионосферная модель, позволяющая определить значения ионосферных параметров  $f_0F2$  и  $M3000F2$  для точки с заданными географическими координатами, в заданный час мирового времени и месяц года для заданного уровня солнечной активности (индекс  $R12$ ). В 1982 г. модель была официально принята Международным консультативным комитетом по радио, (Consultative Committee on International Radio - CCIR), входящим в Международный союз электросвязи. Модель описывает среднемесячное поведение ионосферы, основанное на наблюдениях 150 ионосферных станций в 1954 – 1958 гг.

**IGRF (International Geomagnetic Reference Field):** Глобальная модель магнитного поля Земли. Магнитное поле определяется как градиент скалярного потенциала, разложенного по сферическим гармоникам в географических координатах. Записанные в файлы коэффициенты разложения определены на основе многолетних наземных и спутниковых наблюдений и учитывают вековые вариации геомагнитного поля, включая дрейф магнитных полюсов. Последняя версия IGRF - 12 описывает поле от 1945 до 2015 г. и позволяет делать прогноз вековых вариаций до 2020 г. В большинстве случаев точность предсказания поля составляет 5 – 10 нТ. Модель не описывает местные магнитные аномалии с характерным размером, меньшим 3000 км, и поле переменных источников, таких как геомагнитные бури.

**IRI (International Reference Ionosphere):** Глобальная эмпирическая модель ионосферы. Предсказывает фоновое (месячное медианное) состояние ионосферы: электронную концентрацию, электронную температуру и ионный состав в областях  $D$ ,  $E$  и  $F$  вплоть до высоты 2000 км, вертикальное полное электронное содержание, а также вероятности возникновения слоя  $F1$  и  $F$  – рассеяния. Последней версией является модель IRI-2016 (2016 г.). Доработка ведется непрерывно многонациональной научной группой под эгидой Международного союза радиосвязи (URSI) и Комитета по освоению космоса (COSPAR).

**NeQuick:** Эмпирическая модель ионосферы, созданная в Лаборатории аэронамики и распространения радиоволн Международного центра теоретической физики им. Абдуса Салама, Италия. Модель разрабатывалась для учёта ионосферных задержек при работе одночастотных приёмников европейской спутниковой навигационной системы ГАЛИЛЕО. Рассчитывает фоновую магнитно-спокойную электронную концентрацию ионосферы, не описывает область  $D$ . За счёт упрощения обладает гораздо большим быстродействием при гораздо меньшем объёме программного кода. Оптимизирована для получения полного электронного содержания вдоль наклонных лучей. Последней версией является NeQuick 2 (2008 г.).

#### 4.3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СОПОСТАВЛЕНИИ ПРОГНОЗНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ МПЧ НА ОДНОСКАЧКОВОЙ ТРАССЕ

Здесь целесообразно привести данные о сопоставлении прогнозных и экспериментальных значениях МПЧ на односкачковой трассе. Так в Южном госуниверситете Мальцевой и Полтавским были проведены работы по сравнению методов определения МПЧ для радиотрассы Инскип (Англия) – Ростов (Россия). Протяженность радиотрассы 3050 км. Экспериментальные данные были получены в течение 9 дней (12.09.2005 – 20.09.2005). На рисунке 13 приведено поведение индекса  $D_{st}$

в сентябре 2005 г. Видно, что анализируемый период приходится на фазу восстановления после магнитной бури. Принимается, что этот период соответствует средним возмущенным условиям.



Рис. 13. Поведение индекса  $D_{st}$  геомагнитной активности в сентябре 2005 г.

На рисунке 14 представлены суточные зависимости МПЧ (UT), полученные на модели IRI, и медианы экспериментальных значений  $МПЧ_{0,5}$  за рассматриваемый период. По этим данным определялась невязка и приводилась оценка СКО( $\delta$ МПЧ).

$$\delta \text{МПЧ} = \frac{2(\text{МПЧ}_{IRI} - \text{МПЧ}_{0,5})}{\text{МПЧ}_{IRI} + \text{МПЧ}_{0,5}} \quad (17)$$

Получено  $\text{СКО} \delta \text{МПЧ} = 3,17 \text{ МГц}$ .

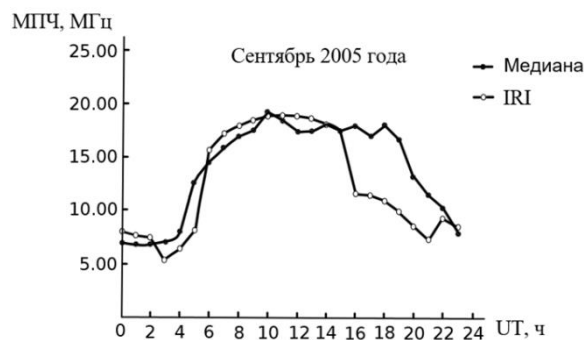
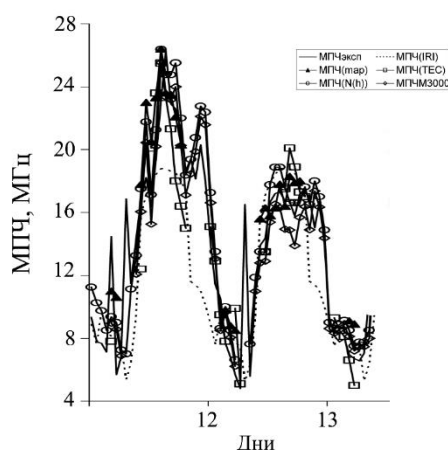


Рис. 14. Модельные и экспериментальные суточные зависимости МПЧ (MU).

На рисунке 15 приведен пример экспериментальных значений  $МПЧ_{\text{экс}}$  для двух дней 12 и 13 сентября 2005 г. Значения  $МПЧ_{\text{экс}}$  получены на той же трассе НЗ Инскип – Ростов, в период, соответствующий средним возмущенным условиям (см. рис. 13). Вместе с  $МПЧ_{\text{экс}}$  на этом же рисунке приведены значения МПЧ, полученные различными способами.

- $МПЧ_{IRI}$  – расчетные значения МПЧ, полученные с использованием модели IRI;
- $МПЧ_{ГЕС}$  – значения МПЧ, полученные с использованием модели IRI, корректируемой данными GPS - мониторинга;
- $МПЧ_{N(h)}$  – значения МПЧ, полученные с использованием модели IRI, корректируемой данными ионозонда ВЗ в середине радиотрассы;
- $МПЧ_{\text{map}}$  – значения МПЧ, полученные по данным нескольких ионозондов;
- $МПЧ_{M3000}$  – значения МПЧ полученные по ионограммам ВЗ в районе трассы.



Сентябрь 2005 года

Рис. 15. Суточные зависимости МПЧ для пяти методов и экспериментальная кривая.

Количественные оценки, характеризующие эффективность методов коррекции параметров регулярных ионосферных слоев, приведены в таблице 1 в виде СКО( $\delta$ МПЧ) для каждого метода.

В таблице 1 приняты следующие обозначения МПЧ, используемые для расчета СКО( $\delta$ МПЧ):

- МПЧ (IRI) - расчетные значения МПЧ, полученные с использованием модели IRI;
- МПЧ (PEГ) - значения МПЧ, полученные при коррекции модели IRI данными ионозондов ВЗ, расположенных в регионе приемной позиции радиотрассы (Ростов);
- МПЧ (С) - значения МПЧ, полученные при коррекции модели IRI данными ионозондов ВЗ в середине радиотрассы;
- МПЧ (10,7) - значения МПЧ, полученные при коррекции модели IRI данными о потоке солнечного излучения на частоте 10,7 см;
- МПЧ (ТЕС) - значения МПЧ, полученные при коррекции модели IRI данными GPS-мониторинга.

Таблица 1. Погрешности различных методов определения МПЧ

Сентябрь 2005 г.	МОДЕЛЬ				
	Без коррекции МПЧ (IRI)	ВЗ в регионе МПЧ (PEГ)	ВЗ в середине МПЧ (С)	F <sub>10,7</sub> МПЧ (10,7)	GPS МПЧ (ТЕС)
12	5,07	2,26	3,07	3,19	4,14
13	3,57	1,52	1,52	1,65	1,93
14	4,35	1,32	1,94	1,87	1,26
15	3,8	3,12	2,67	2,77	4,35
16	3,21	1,5	1,05	0,92	1,26
17	4,59	2,48	2,28	1,8	2,58
18	2,82	1,73	1,2	1,22	0,95
19	3,41	1,8	1,37	-	-
20	3,78	1,2	1,19	-	-
Среднее	3,84	1,88	1,81	1,92	2,35

Из таблицы 1 видно, что наилучшие результаты в среднем даёт метод с использованием  $N_e(h)$  – профилей в середине трассы, хотя в отдельные дни и другие методы могут дать лучшие результаты. Аналогичный вывод приводится в монографии [Чернов, 1971]

Представляет интерес также схема использования данных об ионосфере, полученных на АИС, расположенных вне области существенной для распространения радиоволн для трассы НЗ Хабаровск – Иркутск [Дзвонковская, 2006].

Высотное распределение электронной концентрации в ионосфере, полученное на АИС, аналитически аппроксимировалось экспоненциально-параболической моделью для каждого из слоев ионосферы. Ниже, на рис. 16 черными кружками показаны точки, где модельные параметры



ионосферы известны. Сплошная линия показывает трассу, для которой проводится сравнение реальной ДЧХ и синтезированной по внешним данным.

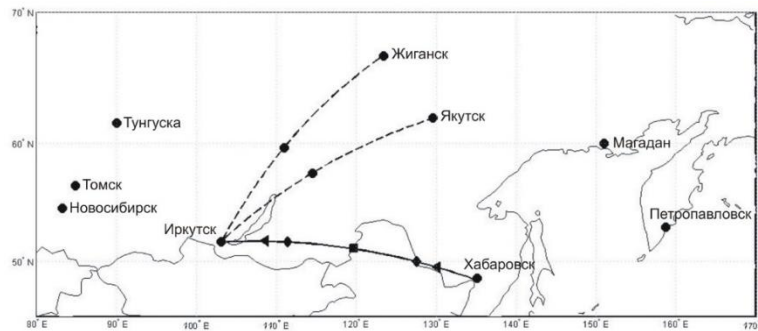


Рис. 16. Расположение трассы Хабаровск - Иркутск и ближайших к трассе станций ВЗ и НЗ вертикального и наклонного зондирования, используемых для численного моделирования.

Пунктирные линии соответствуют известным трассам НЗ, чьи данные также используются для синтеза. Черными квадратом, ромбом и треугольником показаны точки отражения от ионосферы при одно-, двух- и трехскачковом распространении соответственно. В этих точках модельные параметры ионосферы восстанавливаются методом кригинга, и затем используются для расчета характеристик трассы Хабаровск - Иркутск. Так была синтезирована дистанционно-частотная характеристика наклонного зондирования (рис. 17). Синтезированная ДЧХ сравнивалась с результатами измерений наклонного зондирования, полученных на трассе Хабаровск - Иркутск и доступной через Интернет. Результаты модельного расчета группового пути многолучевого распространения находятся в хорошем соответствии с реальным видом дистанционно - частотной характеристики на трассе наклонного зондирования.

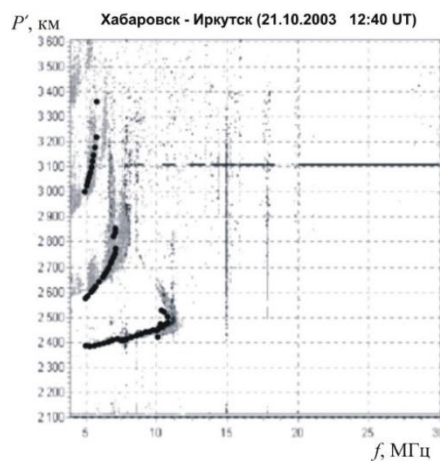


Рис. 17. Дистанционно - частотная характеристика трассы наклонного зондирования Хабаровск - Иркутск и рассчитанный групповой путь (черные кривые и точки).

## 5. КРАТКОСРОЧНЫЙ ПРОГНОЗ МПЧ НА ОДНОСКАЧКОВЫХ РАДИОТРАССАХ ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Ниже анализируются четыре суточных зависимости максимальной применимой частоты (МПЧ) в период весеннего равноденствия в годы с различной солнечной активностью в марте 2004 и марте 2007 годов, полученные на среднеширотных односкачковых трассах Москва – Инскип (Англия) и Москва – Кипр. Координаты пунктов передачи Инскип – 53,93°с.ш., 2,85°з.д.; Кипр - 35°с.ш., 34°в.д., Москва (ИЗМИРАН) – 55,483°с.ш., 37,333°в.д. Использовались ЛЧМ–сигналы. Измерения

проводились раз в 30 минут. Антенны на приёмном и передающем концах имели изотропную диаграмму направленности. В качестве данных солнечной активности взяты данные из прогноза числа Вольфа - 48 для марта 2004 и 11 для марта 2007 [Крашенинников, 2011].

Пример записи результатов измерений для трансмеридиональной трассы Инскип - Москва, 29 марта 2004 приведён на рис. 19. Здесь же приведены кривые изменчивости МПЧ долгосрочного прогноза при использовании моделей ионосферы SIMP и IRI. В скобках приведены значения остаточного среднеквадратического отклонения (СКО) модельных кривых, рассчитанных методом характеристик с использованием моделей IRI и SIMP, от экспериментальных данных. Остаточная дисперсия вычислялась по стандартной формуле:

$$СКО = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^n (x_{\text{эксп}i} - x_{\text{мод}i})^2\right)}}{n},$$

где  $x_{\text{эксп}i} - i$  – ое экспериментальное значение МПЧ в течение суток;  $x_{\text{мод}i} - i$  – ое модельное значение МПЧ в течение суток;  $n$  – объём выборки в течение суток.

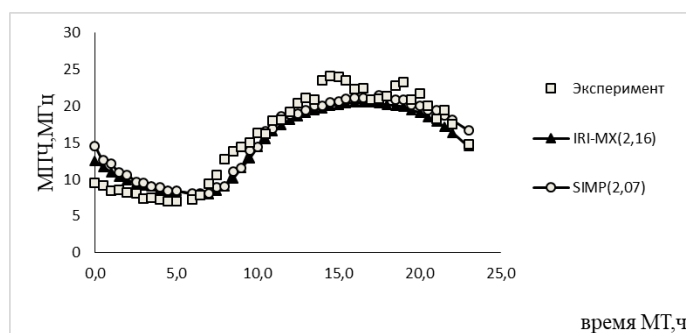


Рис. 19. Суточный ход МПЧ на трассе Инскип – Москва, 29 марта 2004 г.

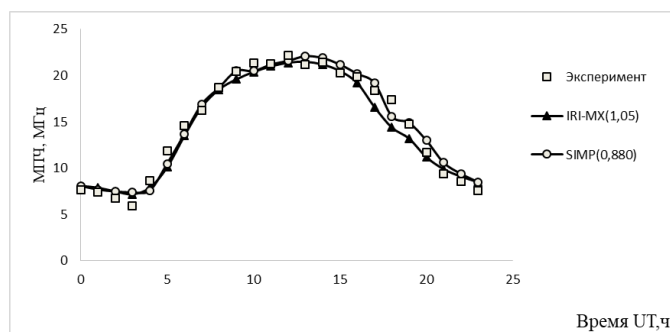


Рис. 20. Суточный ход МПЧ на трассе Инскип – Москва усреднённый за март 2004 г.

На рисунке 20 приведена аналогичная зависимость для усреднённых за месяц март значений МПЧ

В задачи проводимого рассмотрения входит получение данных о погрешностях разного рода прогностических схем МПЧ на 30 минут вперёд [Калинин и др., 2015]. Для различных видов прогноза с номерами  $i = 1, 2, 3$  принимается, что:

$$\text{МПЧ}_{\text{прогн}}(t + 30\text{мин}) = \text{МПЧ}(t) + \Delta_i$$

Первым видом прогноза рассматривался инерциальный. Для него принимается  $\Delta_1 = 0$ . Линейный прогноз предполагает, что  $\Delta_2 = \text{МПЧ}(t) - \text{МПЧ}(t - 30)$ . Третьим видом прогноза рассматривался линейный с приращением, рассчитанным с использованием модели SIMP:

$$\Delta_3 = \text{МПЧ}_{\text{СИМП}}(t) - \text{МПЧ}_{\text{СИМП}}(t - 30)$$

Во всех случаях были образованы относительные разности  $\delta\text{МПЧ}$  между прогнозными и экспериментально наблюдаемыми значениями МПЧ в момент  $t + 30$  мин:

$$\delta\text{МПЧ} = (\text{МПЧ}_{\text{эксп}} - \text{МПЧ}_{\text{прогн}}) / \text{МПЧ}_{\text{эксп}}$$

Для суточных множеств  $\{\delta\text{МПЧ}\}$  были рассчитаны четыре статистических инварианта – среднее, дисперсия  $D$ , асимметрия  $A$  и эксцесс  $E$  с уровнями значимости 0,5 и 1,0 соответственно. Ниже в таблицах 2 - 5 помещены значения  $\sigma = \sqrt{D}$ ,  $A$  и  $E$ .

Таблица 2 – Характеристики погрешностей инерциального прогноза

Характеристики трассы	$\sigma$	$A$	$E$
Кипр, 2004	0,067	0,24	0,3
Кипр, 2007	0,063	1,35	4,48
Инскип, 2004	0,073	- 0,11	0,22
Инскип, 2007	0,08	1,72	3,95
Итого по общей выборке	0,071		

Таблица 3 – Характеристики погрешностей линейного прогноза

Характеристики трассы	$\sigma$	$A$	$E$
Кипр, 2004	0,067	0,016	1,05
Кипр, 2007	0,063	0,11	0,81
Инскип, 2004	0,076	0,06	-0,54
Инскип, 2007	0,095	-0,73	1,53
Итого по общей выборке	0,076		

Таблица 4 – Характеристики погрешностей прогноза с использованием модели СИМП

Характеристики трассы	$\sigma$	$A$	$E$
Кипр, 2004	0,057	0,25	0,24
Кипр, 2007	0,065	-0,029	1,62
Инскип, 2004	0,071	0,024	-0,36
Инскип, 2007	0,077	0,98	2,17
Итого по общей выборке	0,068		

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что по признаку  $\sigma$  попытки получить прогноз более высокого качества, чем инерционный, в случаях  $i = 2, 3$  оказались малоуспешными. Среднее значение  $\sigma$  по трём первым таблицам приблизительно равно 7 %. По признаку  $E$  все виды прогноза дали одинаковый результат: отклонение от нуля  $E$  и  $A$  для среднего уровня солнечной активности (число солнечных пятен 48) незначимо и распределение относительных отклонений прогноза от эксперимента близко к нормальному для выбранных вариантов прогноза, а для низкой солнечной активности процесс не является симметричным.

Проведено исследование четвертого вида прогноза с использованием среднемесячных данных. Имеющиеся экспериментальные усреднённые за месяц суточные зависимости, одна из которых приведена на рис. 20, позволили провести анализ прогноза только на 1 час вперёд, причём использовались усреднённые данные за исследуемый месяц:

$$\text{МПЧ}_{\text{прогн}}(t + 60\text{мин.}) = \text{МПЧ}(t) + \Delta_4,$$

где  $\Delta_4 = \overline{\text{МПЧ}}(t) - \overline{\text{МПЧ}}(t - 60)$ ,  $\overline{\text{МПЧ}}(t)$  – усредненная за месяц зависимость МПЧ. Результаты расчётов приведены в таблице 5. Среднее значение  $\sigma$  в этом случае оказалось равным 10 %.

Таблица 5 – Характеристики погрешностей прогноза с использованием среднемесячных данных о ходе МПЧ на трассах

Характеристики трассы	$\sigma$	$A$	$E$
Кипр, 2004	0,09	0,91	2,90
Инскип, 2004	0,11	0,57	1,48
Итого по общей выборке	0,10		

При проведении аналогичных расчётов значений  $\sigma$  по трём первым видам прогноза при часовом прогнозе составляет уже примерно 14 %.

В связи с изложенным представляется возможным сделать вывод относительно тридцатиминутного прогноза МПЧ: рассмотренные схемы усложнения инерциального прогноза в виде линейного прогноза и прогноза с использованием долгосрочной медианной модели ионосферы (в данном случае SIMP - 1) неэффективны, так как не уменьшают СКО погрешностей прогноза, оставляя их равными 7%;

Представляется целесообразным получение оценки МПЧ, прогнозируемых с тактом 5 минут. Содержащиеся в приведенных выше, таблицах данные о величине  $\sigma$  МПЧ можно свести к двум цифрам. Так для времени прогноза  $T_{\text{пр}} = 60$  мин величина  $\sigma = 14$  %, а для  $T_{\text{пр}} = 30$  мин величина  $\sigma = 7$  %. Этот результат отражён на схеме, представленной на рис. 21.

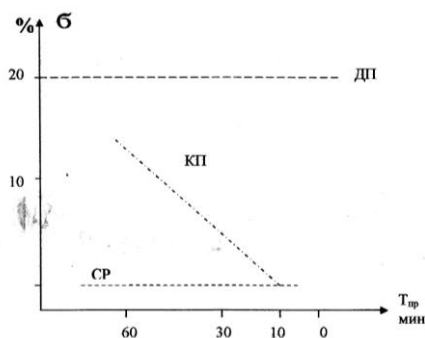


Рис. 21. Схема зависимости среднеквадратичного отклонения относительной погрешности  $\sigma$  инерционного прогноза МПЧ - F2 от времени прогнозирования  $T_{\text{пр}}$ .

На этой схеме по оси абсцисс отложена величина  $T_{\text{пр}}$  по убывающей шкале в минутах от 60 мин до нуля. По оси ординат отложена величина  $\sigma$ , равная среднеквадратичному отклонению относительной погрешности  $\sigma$  инерционного прогноза МПЧ - F2. На этой плоскости нанесены две горизонтальные пунктирные прямые. Верхняя прямая со значком ДП соответствует погрешности долгосрочного прогноза МПЧ - F2 безотносительно к нижней шкале. Нижняя прямая со значком СР (собственный разброс) соответствует среднеквадратичному отклонению МПЧ( $t$ ) для дискретных значений времени  $t$  от собственного скользящего трёхчасового среднего. Наклонная пунктирная прямая проведена через точки (60 мин; 14 %) и (30 мин; 7 %). Экстраполяция этой прямой до минимальной длительности такта определения МПЧ с использованием ЛЧМ сигналов, который можно оценить примерно равным 5 мин., приведёт к допустимой погрешности определения порядка одного процента. Данные о свойствах ДЧХ сигналов ВНЗ – линейная связь между МПЧ и  $D'$ -групповым путём радиосигнала на скачковой траектории [Чернов, 1971; Яковлев и др., 2009], см. рис. 9 позволяют утверждать, что такой же будет относительная погрешность определения  $D'$ . Далее необходим пересчёт величины  $D'$  в величину дальности по земле  $D$ . Однако при наличии функционирующей линии НЗ такой пересчет не требуется, поскольку координаты передатчика при НЗ, как правило, известны. А так как для трасс протяжённостью 1,5 – 3 тыс. км справедливо соотношение  $D'/D \approx (1,04 - 1,1)$  [Чернов, 1971], оценку погрешности  $D'$  можно принять в качестве оценки сверху погрешности  $D$ . Тем самым определено важнейшее свойство тактового прогноза – равенство относительных погрешностей определения МПЧ и длины трассы  $D$ .

$$\frac{\delta \text{МПЧ}}{\text{МПЧ}} = \frac{\delta D}{D}$$

И если допустимая погрешность определения длины трассы равна 1 %, то это означает, что такой же величине должна быть равна допустимая погрешность тактового прогноза МПЧ. Данные рис. 17 позволяют утверждать, что длительность такта не должна превышать пяти минут.

## 6. ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НАЗЕМНОГО ИСТОЧНИКА ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН ВНЕ ОБЛАСТИ ПЕРВОЙ МЕРТВОЙ ЗОНЫ

Стандартная методика расчета пространственного распределения интенсивности декаметрового радиосигнала на протяженных ионосферных трассах обычно базируется на геометрических представлениях [Альперт, 1979; Месячный прогноз]. Здесь основным «образом» являются «скачки волновых пучков». При использовании рабочих частот, близких к МПЧ –  $F2 - 4000$ , должны формироваться узкие по углу места пучки с небольшими пятнами засветки земной поверхности, чередующиеся с совокупностью последовательных нижних и верхних мертвых зон. Вместе с тем экспериментальные данные, полученные с помощью измерителей, расположенных на подвижных средствах (геофизические ракеты, самолеты) свидетельствуют о неполноте геометрического описания этого круга явлений.

Вначале следует проанализировать результаты расчётов пространственного распределения интенсивности радиоволн на трассах, соизмеримых по протяженности с радиусом Земли –  $a$ . Как уже отмечалось, в течение многих десятилетий здесь доминируют представления геометрической оптики в виде скачковой картины распространения декаметровых радиоволн. С погрешностью, удовлетворяющей потребности радиосвязи, эта картина воплотилась в систематически издающиеся в ряде стран долгосрочные прогнозы максимально применимых частот для разных дальностей, в нашей стране - это [Месячный прогноз].

На рисунке 22 представлена лучевая картина скачковых траекторий, являющаяся одной из главных основ долгосрочных прогнозов.



Рис. 22. Схема последовательных отражений от ионосферы и земной поверхности узких пучков радиоволн (приближение геометрической оптики). 1Н - первая нижняя мёртвая зона; 2Н - вторая нижняя мёртвая зона. 1В - первая верхняя мёртвая зона, 2В - вторая верхняя мёртвая зона.

На основе закона Снеллиуса для сферически слоистой ионосферы (для частот, существенно превышающих гирочастоту и частоту соударений) строятся лучевые траектории. Их параметрами являются критическая частота ионосферы  $f_0$ , рабочая частота  $f$ , концентрация электронов на высоте  $h$ , определяемая профилем  $N_e(h)$ . Соответственно определяется величина текущего угла луча с вертикального  $\theta(h)$ .

На земной поверхности  $h = 0$ ,  $N_e = 0$ ,  $\theta(0) = \theta_0 = \pi/2 - \Delta = 0$ , где  $\Delta$  – угол места для данного луча. Картина верхних и нижних лучей подробно проанализирована в монографиях [Bremmer, 1949; Чернов, 1971], где проводятся также данные о задержках для разных лучей и об амплитудах (энергиях), которые следует соотносить к различным пучкам лучей. Для практики существенно наличие луча, характеризующегося минимальной длиной скачка  $D_s$  – радиусом мертвой зоны для данной частоты  $f$  и углом излучения  $\Delta_s$ .

В упомянутых монографиях подробно обоснован вывод о том, что амплитуда скачкового сигнала, как функция дальности  $A(D, f)$ , имеет максимум именно при  $D = D_s$ , длине скачка, соответствующего  $\Delta_s$ . Здесь имеет место явление фокусировки, из-за чего в приближении геометрической оптики амплитуда  $A$  при  $D = D_s$  на поверхности Земли стремится к бесконечности.

Однако учет волновых поправок к фазе приводит к тому, что  $A(D_s)$  остается конечной. Для прогностических расчетов употребляется несколько упрощенная схема, в которой рассматривается сферическая волна, дополненная множителем, учитывающим поглощения в различных областях ионосферы.

При повышении частоты величина  $D_s$  увеличивается, верхние и нижние лучи сближаются между собой, «прижимаясь» в месте излучения к земной поверхности. Расчеты показывают, что существует частота, инвариантная к гелиогеофизическим условиям, при которой величина  $D_s$  достигает максимального значения 4000 км. Эта частота получила название максимально применимой частоты при длине скачка 4000 км., или сокращенно – МПЧ – F2 – 4000.

При выборе рабочей частоты для трассы длиной  $D < 4000$  км. руководствуются следующими соображениями. Максимальная напряженность поля скачкового сигнала - вблизи  $D_s$ . Однако, поскольку сама величина  $D_s$  подвержена изменчивости из-за наличия в ионосфере крупномасштабных неоднородностей, практически для работы выбирают несколько меньшую частоту, чем МПЧ – F2 – D. Эта величина носит название оптимальной рабочей частоты – ОРЧ – F2 – D. Обычно считают, что:

$$\text{ОРЧ} - F2 - D \approx 0,85 \text{ МПЧ} - F2 - D$$

Следует рассмотреть ОРЧ – F2 – D на примере  $D = 4000$  км. Долгосрочный прогноз калибруется так, что определяемая им МПЧ – F2 – 4000 является средним для эмпирических флюктуирующих значений этой величины со среднеквадратичным отклонением  $\sim 15\%$  от среднего. В соответствии с этим можно определить вероятность  $P$  того, что при задании рабочей частоты  $f$ , она окажется не больше чем текущее значение МПЧ – F2 – 4000.

Обычно принимается, что величина МПЧ – F2 – 4000 распределена по нормальному закону с параметрами, определёнными выше. Тогда при выборе  $f = \text{ОРЧ} - F2 - 4000$  вероятность  $P$  будет равной приблизительно 0,82. Аналогичное соотношение имеет место и для других  $D$ . Практически всегда стремятся выбрать такую частоту для заданной длины трассы  $D$ , чтобы  $D_s \approx 0,85 D$ . Это является защитой от того, чтобы выборочное значение  $D_s$  не оказалось больше, чем  $D$  с вероятностью  $P$ . В случае  $D < D_s$ , точка наблюдения оказывается внутри мёртвой зоны. В приближении геометрической оптики - в области тени.

Уменьшение рабочей частоты по сравнению с величиной МПЧ на заданную дальность приводит к очень большим потерям – уменьшению амплитуды сигнала до –20 дБ на 1% уменьшения. Но это при полном отсутствии среднемасштабных случайных неоднородностей в ионосфере (или –20 дБ на 5% при обычном состоянии ионосферы). Таким образом, для радиосигналов на первом скачке наличие первой мертвой зоны является существенным фактором. Это неоднократно проверялось на трассах различной протяженности. Подробнее о проверках соответствия эксперименту геометрооптических оценок амплитуды поля в библиографии работы [Гуревич и др., 1979].

Результаты расчетов показывают, что погонное затухание на протяженных среднеширотных трассах наклонного зондирования (НЗ), находящиеся на освещенной части ионосферы составляет величину 2–3 дБ/тыс. км. в диапазоне частот (0,8 - 1,0) МПЧ – F2 – 3000. Эту величину целесообразно сравнить с  $\Gamma_{\text{КС}}$  – погонным затуханием кругосветных сигналов (КС). В частности  $\Gamma_{\text{КС}}$ , выражается через отношение амплитуд первого и второго КС [Основы, 1984]:

$$\Gamma_{\text{КС}} = \frac{1}{2} \lg \frac{A_{\text{КС}-1}}{A_{\text{КС}-2}}, \frac{\text{дБ}}{\text{тыс. км.}} \quad (18)$$

По данным многочисленных экспериментов, проведенных на экспериментальном радаре [Основы, 1984]  $\Gamma_{\text{КС}} = (0,2 \div 0,7)$  дБ / тыс. км. Это существенно ниже аналогичной величины для скачковых пучков лучей. Вместе с тем известно, что энергетика волновых пучков определяемых «верхними» лучами значительно ниже, чем энергетика нижних лучей [Чернов, 1971]. Поэтому на протяженных трассах длиной 3 ÷ 4 тыс. км основным энергетическим носителям служат пучки нижних лучей. Пучок таких лучей занимает малый интервал углов места. Снизу такой интервал ограничивается касательной к земной сфере. Сверху углом места  $\Delta_s$ , соответствующим границе мёртвой зоны. Таким образом, засвечиваемая пучком часть земной поверхности имеет сравнительно малую протяженность  $< 1$  тыс. км. На этой части формируется отраженная волна и начало второй

нижней (на земной поверхности) мертвой зоны. В то время как над «пятном» засветки земной поверхности располагается первая верхняя мертвая зона. Вслед за этим картина повторяется, что схематически представлено на рис. 22. Здесь для частоты в окрестностях МПЧ –  $F2 - D$ ,  $D = 3 \div 4$  тыс. км. представлен узкий (по углу места) пучок радиоволн, последовательно отражающийся от ионосферы и земной поверхности. В названном диапазоне сферическая расходимость пучка лучей на первых двух скачках еще не существенна и кратные нижние мертвые зоны (1Н, 2Н) и верхние мертвые зоны (1В, 2В) в приближении геометрической оптики выражены достаточно отчетливо. Следует отметить, что для более низких частот это не так [Bremmer, 1949].

Внутри мертвых зон, представленных на рис. 22, в приближении геометрической оптики поле отсутствует. Введение поправок на дифракцию приведет к тому, что границы света и тени «размоются» с характерным масштабом  $5 \div 10$  км. в вертикальном направлении. Применительно и реальным ионосферным трассам следует ожидать, что из-за воздействия среднemasштабных неоднородностей масштаб размытия границ пучков увеличится в  $2 \div 3$  раза.

Размытие границ пятен засветки может быть обусловлено несколькими эффектами. Один из них - это возникновение земной волны [Bremmer, 1949; Фейнберг, 1999] в окрестностях источника и удаленных границ пятен засветки. Здесь характерный масштаб – порядка  $100 \div 200$  км. Другой эффект - это возникновение случайных фазовых сдвигов в лучевых траекториях из-за воздействия среднemasштабных длиной  $l \sim 10$  км. ионосферных неоднородностей. Эффект проявляется вблизи передних краев пятен засветки с масштабом порядка 100 км. [Ахмедшин и др., 1991], а также вблизи антипода [Всехсвятская и др., 1979], с масштабом 500 км. Наконец, следует указать на роль мелкомасштабных ионосферных неоднородностей размером меньше длины волны  $l \leq \lambda$ , рассеивающих практически во всех направлениях. Энергия рассеянных ими волн может быть оценена методом возмущения [Альперт, 1979]. Они заполняют все мертвые зоны, но их уровень на 40 – 50 дБ ниже, чем в пятне засветки.

Данные трех уникальных экспериментов различного вида, выполненные с помощью подвижных измерителей, свидетельствуют о том, что картина представленная на рис. 22, даже с учетом эффектов дифракции и рассеяния, справедлива только для первой нижней мертвой зоны. Забегая вперед, можно указать на то, что для первой верхней мертвой зоны и для второй нижней мертвой зоны имеет место эффект заполнения энергией на гораздо более высоком уровне, чем уровень энергии рассеяния мелкомасштабными неоднородностями. В своей совокупности эти данные опубликованы впервые в работе [Акимов и др., 2008].

Первый эксперимент – измерения интенсивности сигнала, излучаемого наземным источником вдоль ионосферной радиотрассы на расстоянии, охватывающем первый скачок. То есть речь идет о первой нижней мертвой зоне.

Результаты первого эксперимента – измерения интенсивности сигнала, излучаемого наземным источником вдоль ионосферной радиотрассы на расстоянии, охватывающем первый скачок, приведены выше, рис. 7.

Во втором виде экспериментов измеритель располагался на вертикально взлетающей геофизической ракете (ГФР), стартующей в точке, расположенной на  $200 \div 300$  км. ближе чем  $D_s$ . На схеме, представленной на рис. 22, место получения вертикального разреза поля помечено крестиком. Использовался диапазон частот, примыкающий к МПЧ –  $F2 - 3000$ . Измерения проводились зимой и весной в год умеренной солнечной активности в районе полудня местного времени. Ракета поднималась до высот примерно 200 км. Результаты измерений, частично опубликованы в работе [Калинин, 2012]. Ожидалось, что при реальной геометрии эксперимента на высотах до  $30 \div 40$  км., когда участок траектории полета ГФР попадал в области тени, должен был быть зарегистрированным уровень сигнала, соответствующий среднему горизонтальному участку на рис. 7, то есть уровню рассеянного поля. Это подтвердилось в эксперименте с ГФР. Далее ожидалось, что на высотах  $50 \div 100$  км. должен быть уровень сигнала, соответствующий геометрикооптическим расчетам односкачкового распространения. Это также подтвердилось в эксперименте с ГФР, что означало соответствие традиционным представлением о пространственной геометрии первой нижней мертвой зоны. Далее ожидалось, что на высоте более 100 км. уровень сигнала должен упасть примерно на 40 дБ, то есть до уровня на нулевой высоте, что соответствовало бы представлением об узком пучке, формирующем первую нижнюю и первую верхнюю мертвые зоны. Результаты измерений на ГФР не подтвердили существование первой верхней мертвой зоны.

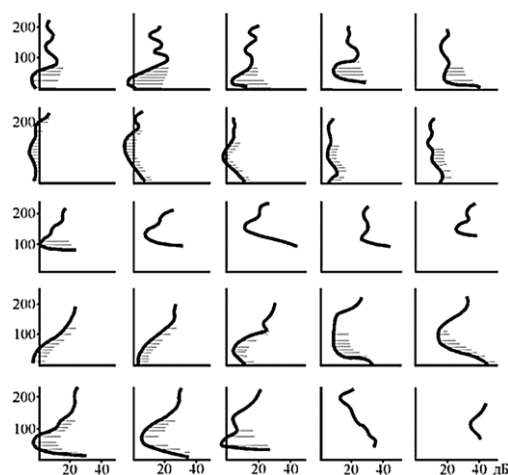


Рис. 23. Вертикальные разрезы поля наземного источника на дальности около трёх тыс. км, измеренные на частотах 20 - 22,5 МГц. во время пяти полётов ГФР

На рисунке 23 даны вертикальные разрезы полей (в единицах, которые будут определены ниже) во время пяти полетов ГФР (столбики) при измерениях на пяти частотах, сгруппированных вблизи МПЧ –  $F2 - 3000$ , (почти равномерное распределение в интервале  $20 \div 22,5$  МГц.).

Запуски ГФР производились в утреннее время в зимний и весенний сезоны на дальности около 2800 км. от излучателя радара. Высотные интервалы (вне заштрихованных областей геометрических пучков), на которых поле превышает уровень поля в первой верхней мертвой зоне обусловленного рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы ( $-40$  дБ относительно поля на оси геометрического пучка) располагаются выше заштрихованных областей. Такие интервалы наблюдаются на высотах  $120 \div 200$  км., но не на всех частотах. Авторы [Брылёв и др., 1977] назвали это явление дифракционным захватом декаметровых радиоволн в «подионосферный» канал при излучении на частотах близких к МПЧ –  $F2 - 3000$ .

Третий эксперимент связан с использованием самолетных измерителей на ионосферной трассе длиной до 8000 м. Трасса простиралась в направлении от юга Украины на Сибирь и далее до Японии. Для уменьшения времени измерений использовались несколько самолетов АН - 10, которые вначале собирались в одной точке для калибровки измерителей - приведения их к одной шкале. Затем самолеты использовались на участках трассы длиной около 2000 тыс. км., располагавшихся последовательно. При их одновременном взлете примерно в полуденное местное время (для середины участка измерений) длительность измерений составляла примерно 2,5 часа. Излучение производилось на серии частот, охватывавших дневную летнюю МПЧ –  $F2 - 3000$ . Регистрировались импульсные сигналы, излучавшиеся станцией возвратно - наклонного зондирования (ВНЗ). Для регистрации использовались те каналы, в которых уровень прямого сигнала НЗ превышал уровень помех в канале более чем на  $20 \div 30$  дБ.

На рисунке 24 приведены сводные данные по тем участкам регистрации (выполненных на трех различных самолетах) на частоте, совпадающей со средним значением прогнозной МПЧ –  $F2 - 3000$  на трассе около 20 МГц. Результаты отдельных измерений группировались возле кривой, представленной на рис. 24.

По оси абсцисс отложена дальность  $D$  в тыс. км. Ось ординат должна была бы иметь двойную шкалу. Одна для прямых сигналов НЗ, другая (отсутствует на рисунке), сдвинутая на минус 20 дБ, - для КС, зарегистрированных на отдельных дальностях. В среднем отношение амплитуд прямых сигналов НЗ и КС как раз и группируются вблизи уровня 20 дБ. Следует отметить, что подобный метод определения погонного затухания КС - величины  $\Gamma_{КС}$  является более предпочтительным по сравнению с представленным выше методом определения  $\Gamma_{КС}$  по отношению амплитуд кратных сигналов, см. формулу (18). В данном методе используются те же признаки, что и в методе кратных КС - формы сигнала, задержка КС по отношению к сигналу НЗ ( $138 \div 139$  мс.). Для сигнала НЗ используется оценка интенсивности по методу геометрической оптики на дальности первого скачка. Вместе с тем в этом методе не требуется использовать различные приемы для определения направления прихода КС (реверс приемной антенны ЗБС, использование антенны «Круг»), что для



низких углов места не всегда эффективно. Геометрооптические расчеты показывают, что для перечисленных условий проведения эксперимента зависимость напряженности поля (имеется в виду его главная компонента) от дальности  $E(D)$  на частоте, равной МПЧ –  $F2 - 4000$ , должна характеризоваться двумя узкими максимумами – на дальности 4000 км. и на дальности 8000 км.

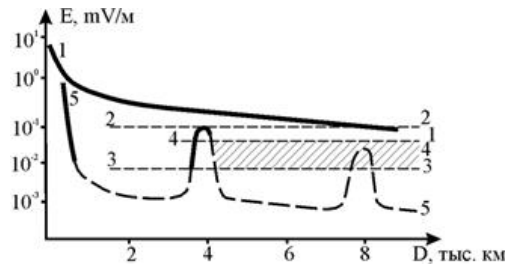


Рис. 24. Пространственное распределение амплитуд сигналов НЗ и КС по данным самолётных измерений. 1 – затухание в свободном пространстве; 2 – максимальное значение поля на высоте ионосферного канала; 3 – минимальные значения амплитуд сигналов НЗ (левая шкала) и КС (отсутствующая на рисунке правая шкала, сдвинутая на 20 дБ); 4 – максимальные значения; 5 – сплошные участки – поле в ближней зоне и на дальности одного скачка, пунктир – стандартный расчёт затухания.

Оба «пятна» засветки должны иметь протяженность порядка 500 км. Второго максимум должен иметь амплитуду примерно на 12 дБ ниже первого (6 дБ – сферическая расходимость, 6 дБ – поглощение «скачкового» поля).

В промежутке между максимумами  $E(D)$  должна упасть примерно на 40 дБ по сравнению со значением поля в вершине первого максимума. Эксперимент показал, что это не так. В промежутке между максимумами поле  $E(D)$  убывает примерно на 10 – 15 дБ по сравнению с полем в первом максимуме. То есть его величина на 25 – 30 дБ превышает поле рассеяния. Это означает, что вторая нижняя мертвая зона отсутствует. Ее заполняет энергия, поступающая из области вершины первого скачка.

В свете всех перечисленных экспериментальных данных в работах [Всехсвятская и др., 1979; Иванов – Холодный и др., 1984] была выдвинута важная гипотеза. А именно, геометрооптическую формулу для описания поля на протяженных ионосферных трассах в виде сферически расходящихся «скачковых» пучков радиоволн следует дополнить еще одним слагаемым, которое «отвечало» бы за заполнение энергией соответствующих мертвых зон и обладало бы погонным затуханием, характерным для КС. Это дифракционное слагаемое, которое можно было бы назвать дифракционной волной  $E_d$ , было предложено в виде:

$$E_d = E_{1/2} k(f) \frac{e^{j\varphi(D)}}{\sqrt[4]{\sin^2 \frac{D}{a} + \alpha}} G(h, D) \quad (19)$$

Здесь  $E_{1/2}$  – напряженность поля в вершине первого скачка, рассчитанная по методу геометрической оптики. Функция  $k(f)$  – коэффициент трансформации первичной сферической волны в коническую волну Лежандра. Величина  $\alpha$  – феноменологическое слагаемое порядка  $10^{-4}$ , обеспечивающее конечное значение  $E_{КС}$  на антиподных и кругосветных трассах. Функция  $G(h, D)$  – высотный множитель, являющийся медленной функцией  $D$ .

Комплексная фаза  $\varphi(D)$  определяется интегралом по  $D$  от приведенного показателя преломления  $\bar{n}$ , равного квадратному корню из комплексной приведенной диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon}$ , реальной части на высоте ионосферного канала  $h_k$  [Иванов - Холодный и др., 1984]. Мнимая часть  $\bar{\epsilon}$  определяет погонное затухание на протяженных трассах, в том числе на трассах КС. Вклад в  $E_d$  «многоскачковых» полей существенно ниже (-20 дБ), чем  $E_{1/2}$ . На протяженных трассах, таким образом, полное поле представлялось в виде:

$$E_t = E_h + E_d \quad (20)$$

где первое слагаемое рассчитывается по методу геометрической оптики, а второе слагаемое - по формуле (19).

Картина, представленная формулами (19), (20) позднее получила определенное теоретическое обоснование. В качестве модельной теоретической структуры обычно рассматривалось решение задачи о поле наземного источника в сферически слоистой среде. Одним из таких решений являлся ряд зональных гармоник, в котором функцией  $\vartheta = D/a$  являлись полиномы Лежандра. Ватсон в своей знаменитой работе [Watson, 1919] показал, что от ряда зональных гармоник можно перейти к ряду нормальных волн путем вычисления соответствующих вычетов на комплексной плоскости значений константы разделения переменных. Метод нормальных волн получил свое развитие в работах Бреммера [Bremmer, 1949] и ряда других исследователей.

Одна из идей приближенной оценки интеграла Ватсона была опубликована в работе [Иванов - Холодный и др., 1984] и состояла в том, чтобы применить к интегралу теорему о среднем и определить для опорного значения переменной интегрирования  $Re\bar{v}$  и  $Im\bar{v}$  по результатам измерений задержки КС как функции частоты  $\tau_{КС}(f)$  и погонного затухания  $\Gamma_{КС}$ . Для этого требуется переход к бегущей волне и по координате  $r$ . И здесь главной частью функции  $g(r, \nu)$  может служить волна, бегущая сверху вниз. Геометрооптическим аналогом такого представления является односкачковое распространение радиоволн на любые дальности. Однако, такому лучу соответствует нулевая энергия, и понадобились приведенные выше экспериментальные данные, чтобы обосновать необходимость построения нового объекта - выходящего из вершины первого скачка «русла» энергии, параллельного вогнутой поверхности ионосферы.

## 7. ТРАСПОЛЯРНЫЕ КРУГОСВЕТНЫЕ РАДИОСИГНАЛЫ ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Явление трансполярного распространения радиоволн на ионосферных радиотрассах привлекло к себе особое внимание по причине интенсивного освоения Арктики в последние годы, а также всё более частого использования областей центральной Арктики для межконтинентальных полётов авиалайнеров. В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопросов трансполярного кругосветного зондирования ионосферы в начале 80-ых годов на трассе, проходящей через Северный и Южный полюса [Калинин и др., 2009].

На рисунке 25 представлен фрагмент карты Северного полушария. На него нанесены две трансполярные трассы. Одна из них – прямая линия, проходящая через Северный полюс (участок  $30^\circ - 60^\circ$  – пунктирная линия, остальное – сплошная).

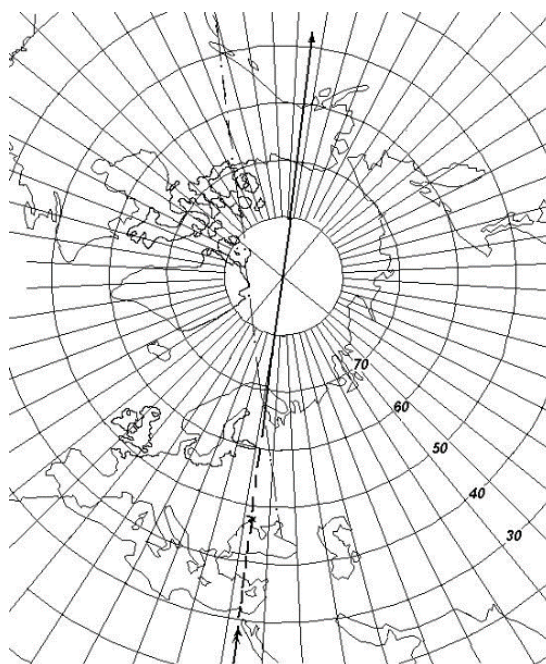


Рис. 25. Фрагмент карты Северного полушария с участками трансполярных трасс.

Вдоль этой трассы происходило исследование кругосветных сигналов (КС). Штрихпунктирная линия соответствует трассе, для которой производилось сравнение суточной изменчивости МПЧ –  $F2$  – 4000 прямых и обратных радиосигналов. Ниже сопоставляется суточная изменчивость регистрации КС с данными ранней версии долгосрочного прогноза МПЧ [Месячный прогноз]. Далее рассматриваются данные о величине МПЧ на трассе Новороссийск – Северо-западный берег США. В завершение осуществляется теоретическая интерпретация явления трансполярного распространения радиоволн.

В конце 1971 г. на Юге Украины (крестик на рис. 25) проводились уникальные исследования по трансполярному распространению декаметровых радиоволн с применением мощных передатчиков и остронаправленных антенн [Калинин и др., 2009].

В рассматриваемом эксперименте использовались связной передатчик «Боб» мощностью 500 кВт и антенна в виде фрагмента параболического цилиндра с выигрышем  $G = 10^3$ . На приёме использовалась штатная связная антенна ЗБС - 2 с эффективной площадью  $\sim 10^4 \text{ м}^2$  и отношением величин переднего и заднего лепестков диаграммы направленности более 20 дБ. Антенна допускала возможность реверса, то есть ориентации главного лепестка диаграммы направленности под азимутами  $0^\circ$  или  $180^\circ$ .

В эксперименте чередовались непрерывный режим наклонного воздействия на ионосферу мощной радиоволны и режим кратковременных (менее минуты) включений импульсного режима с длительностью импульса одна миллисекунда. Кругосветный сигнал выделялся по времени запаздывания  $\tau \approx 138$  мс и по уменьшению амплитуды на величину порядка 20 дБ при реверсе антенны с южного на северное направление. При этом амплитуды сигналов ВНЗ изменялись противоположным образом. Выбор частоты для сеансов утреннего и вечернего времени был обусловлен результатами кругосуточных работ. Следует отметить, что данный эксперимент был одним из первых в широкой программе исследований кругосветных сигналов и нелинейных эффектов при воздействии на ионосферу мощной наклонной волной. Отдельные результаты этих исследований на среднеширотных трассах были впоследствии опубликованы в работах [Акимов и др., 1987; Калинин, 2012].

Ниже проводится анализ экспериментальных данных по трансполярным кругосветным сигналам (КС), сопоставляемых с ионосферными данными по материалам первой версии долгосрочного прогноза максимально применимых частот (МПЧ) [Месячный прогноз]. При этом используется ряд результатов работ [Калинин и др., 1987, 2000]. Цель анализа – показать, что в ионосферных условиях конца осени 1971 г., характеризуемых ранней версией долгосрочного прогноза МПЧ, действительно было возможно наблюдение кругосветных сигналов в утреннее и вечернее время, как это имело место в эксперименте. В качестве типового примера суточной изменчивости возможности регистрации КС рассматриваются данные, полученные 23.11.1971 г.

На рисунке 26 представлено меридиональное распределение максимально применимых частот МПЧ –  $F2$  – 4000 и МПЧ –  $F1$  – 3000 в осенне-зимний сезон при солнечной активности  $W = 80$  для  $10^h$  LT.

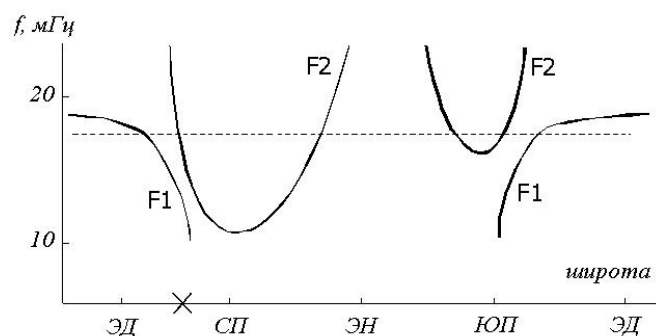


Рис. 26. Меридиональное распределение МПЧ областей  $F$  в утреннее время в ноябре 1971 г.

По оси ординат отложена широта в градусах для волны излучаемой в сторону Севера, отмечены точки, соответствующие Северному и Южному полюсам (знаки СП и ЮП), а также дневному и ночному пересечениям меридиана с экватором (знаки ЭД и ЭН). Место встречи касательной земной поверхности с высотой главного максимума ионосферы находится на широте  $\sim 70^\circ$  С.Ш. на расстоянии примерно 2000 км от передатчика на Север (регион Белого моря – северный конец штрихового участка траектории КС на рис. 25 и крестик на оси абсцисс). На этой дальности в это время уже отсутствует область  $F1$ , а величина МПЧ –  $F2$  – 4000 примерно равна рабочей частоте излучения во время утреннего сеанса  $f_p = 17$  МГц (пунктирная прямая на рис. 25).

Важно отметить, что за два часа до этого, то есть в  $8^h$  LT, величина МПЧ –  $F2$  – 4000 была существенно ниже, порядка 10 МГц. Существенно, однако, следующее: специфика работы передатчика «Боб» состоит в том, что перед его штатным выходом в эфир примерно в течение трёх часов производится настройка передатчика и антенн на заданный номинал частоты. Величина последнего  $f_p = 17$  МГц была выбрана накануне. И примерно с  $7^h$  LT до  $10^h$  LT передатчик выходил в эфир пусть и не настроенный на точный номинал, но на полную мощность. И только к  $10^h$  LT ионосфера в районе половины максимальной длины скачка «сгустилась» настолько, что стало возможно отражение радиоволн от неё. В это время выполнилось равенство  $f_p = \text{МПЧ} - F2 - 4000$ . Появились отражённая волна и связанные с ней сигналы ВНЗ и скользящая волна, ответственная за кругосветные сигналы. Относительная близость этих величин в районе вершины первого скачка будет иметь место в течение дневного времени, вплоть до 16 часов. Рис. 26 позволяет проследить утреннюю эволюцию волнового пакета при его кругосветном движении.

В интервале широт от  $70^\circ$  С.Ш., но уже в другом полушарии локальная МПЧ –  $F2$  – 4000 будет ниже, чем  $f_p$ . При этом должен происходить «отрыв» области распространения радиоволн от земной поверхности. «Скачковая» часть полного поля будет подавлена дополнительным поглощением в полярной шапке (ППШ) [Акасофу, 1971]. Основное «энергетическое русло» скользящей волны при этом будет находиться в толще внутренней части области  $F2$ . Нижний край волнового фронта будет выше областей  $D$  и  $E$ . На средних и низких широтах ночного полушария по обе стороны от пересечения меридиана с экватором рабочая частота  $f_p$  существенно ниже МПЧ –  $F2$  – 4000 ночной ионосферы. Однако, здесь отсутствуют поглощающие слои  $D$  и  $E$ . Поэтому погонное затухание  $\sim 0,5$  дБ / тыс. км. будет иметь место как для скользящей волны, так и для возможно возникающей на этом участке «скачковой» волны. После прохождения волной Южной полярной области становится существенной роль ионосферного слоя  $F1$  вплоть до области Суэцкого перешейка (примерно 1,5 тыс. км к югу от места излучения, южный край пунктирного участка траектории КС на рис. 25). То есть на средних и низких широтах дневного полушария распространение скользящей волны проходит за счёт направляющего действия области  $F1$ .

Для условий эксперимента величина МПЧ –  $F2$  – 4000 в приэкваториальной области чуть ли не вдвое превышает  $f_p$ , что сделало бы невозможным движение волновых пакетов в виде скользящей волны. Кроме того, на высотах локализации области  $F1$  находится минимум частоты соударений [Бирюков и др., 1978]. Поэтому здесь локальное погонное затухание может быть даже ниже, чем её средняя величина для кругосветного сигнала, по данным многочисленных экспериментов заключённая в пределах 0,2 - 0,7 дБ / тыс. км. [Основы, 1984]. Так если использовать геометрооптические представления, то для частоты близкой к МПЧ –  $F1$  – 3000 получается оценка величины  $\Gamma = 0,4$  дБ / тыс. км. При этом высота канала будет равна 150 км.

Таким образом, движение волнового пакета вокруг планеты можно охарактеризовать двумя парами почти симметричных участков. Полярные регионы ионосферы, Северный и Южный, волновой пакет проходит над областями повышенного поглощения с превышением рабочей частоты  $f_p$  над местными МПЧ –  $F2$  – 4000. Экваториальные области волновой пакет проходит дважды, взаимодействуя с областью  $F1$ . В известном смысле требуется дополнение к этой картине, относящейся к областям переходов от  $F2$  – распространения к  $F1$  и наоборот. Здесь, как это следует из рис. 26, могут быть участки, где различие между  $f_p$  и прогнозными МПЧ –  $F2$  – 4000 не мало.

Для начала вечернего эксперимента было выбрано время 20 часов и частота 16 МГц. Здесь ионосферная ситуация существенно отличалась от утренней. Условие  $f_p \leq [\text{МПЧ} - F2 - 4000]_1$  в районе Белого моря выполнялось только до  $17^h$  LT Москвы, см. рис. 27.

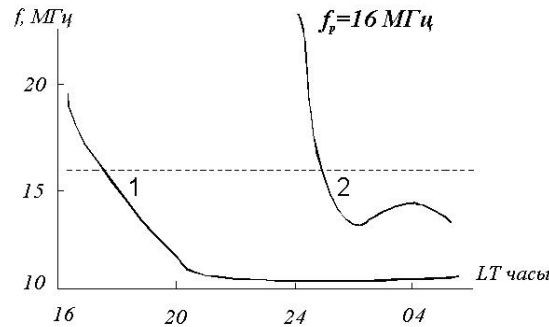


Рис. 27. Изменение МПЧ областей  $F$  в вечернее время в районе «спуска» трансполярного КС.

Здесь удаче эксперимента способствовало именно то обстоятельство, что настройка передатчика «Боб», как уже отмечалось, начинается за 3 часа, до выхода в эфир. То есть в течение часа с 16 до 17  $LT$  осуществлялся наклонный нагрев области  $F2$  ионосферы. Согласно данным работ [Калинин и др., 1987, 2000] при этом в пределах области горизонтальной протяжённости до одной тысячи километров в ионосфере в окрестностях вершины первого скачка сохраняется та ионизация, которая обеспечивает удерживание под ионосферой волновых пучков с частотой нагрева. В этих работах сообщается об экспериментах, в которых создаваемая таким образом искусственная ионосфера удерживалась на всю ночь. Но там речь шла о диагностике ионосферы методом возвратно-наклонного зондирования, чему соответствует «односкачковое» распространение радиоволн. Для случая КС важны ионосферные условия не только в вершине первого скачка в направлении излучения (регион Белого моря), но и в районе, отстоящем на такое же расстояние в направлении прихода КС (двойная стрелка на рис. 25).

На рисунке 27 приведена соответствующая кривая, которая «спускается» под уровень  $f = f_p$  примерно в  $01^h LT$ . С этого момента приём сигналов в месте излучения становится невозможным. На остальных участках трассы эффекты, влияющие на распространения кругосветного сигнала, те же самые, что и в утреннем сеансе. Происходит отрыв канала там, где  $f_p$  превышает местную МПЧ —  $F2 - 4000$ . Распространение в области  $F1$  ионосферы имеет место на большей части освещённого полушария. Следует указать на некое общее явление и для утреннего и для вечернего эксперимента. Речь идёт о переходах от  $F1$  — распространения к  $F2$  и обратно. В области этих переходов МПЧ —  $F2 - 4000$  определяется прогнозом [Месячный прогноз], в ряде случаев превышает  $f_p$ . Однако, именно в этих областях находятся так называемые ионосферные провалы [Калинин, 1987].

Их существование никак не отображается долгосрочным прогнозом. Именно это явление, скорее всего, обеспечивает «плавность» трассы распространения кругосветного радиосигнала.

Далее следует рассмотреть суточный изменение МПЧ для трассы Новороссийск - Западное побережье США, см. рис. 28, взятый из работы [Гитина и др., 1980].

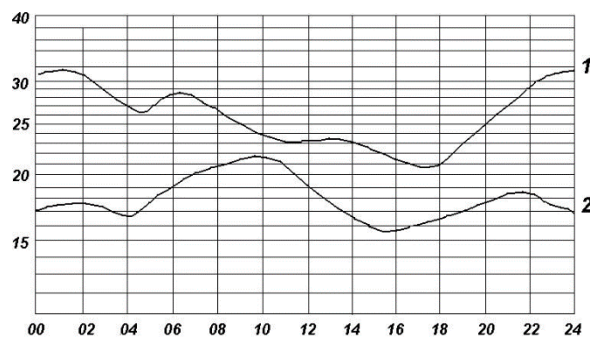


Рис. 28. Суточный ход МПЧ —  $F2 - 4000$ , рассчитанный для прямой и обратных трасс Новороссийск - Западное побережье США методом трёх точек.

По оси абсцисс — время суток (Московское), по оси ординат — МПЧ (МГц).

1 — обратная трасса, 2 — прямая трасса.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что МПЧ обратной трассы, проходящей через Южную Полярную область, существенно выше, чем МПЧ прямой трассы, проходящей через Северную Полярную область. Данное обстоятельство поддаётся трактовке в рамках изложенной выше концепции скользящей волны. Разница между кривыми 1 и 2 образуется за счёт того, что для трассы 1 локализация «входа» и «выхода» волн в ионосферу относится к участкам с более высокой критической частотой  $f_0F2$ . Для трассы 1 эти участки расположены южнее, и различие между кривыми 1 и 2 обусловлено широтной изменчивостью ионосферы.

Сразу следует отметить немаловажное обстоятельство. Массовое использование долгосрочного прогноза МПЧ показало, что для ионосферных трасс протяжённостью  $D < 4 - 5$  тыс. км. он даёт несмещённую оценку значений МПЧ на среднеширотных трассах. Однако, на более протяжённых трассах систематически наблюдаются более высокие МПЧ по сравнению с прогнозируемыми. В особенности, когда вдоль таких трасс имеет место значительная изменчивость величины  $f_0F2$  – критической частоты области  $F2$ . Стандартные процедуры расчёта МПЧ основываются на представлениях о симметричных скачках. Для скачка с номером  $m$  определяется МПЧ<sub>*m*</sub>, пропорциональная значению критической частоты в вершине скачка. При этом  $m = 1, 2, \dots, n$ , где  $n$  – полное число скачков на трассе. И если в качестве механизма распространения радиоволн выбирается  $n$  – скачковый, то в качестве МПЧ<sub>тр</sub> всей трассы выбирается минимальный элемент множества {МПЧ<sub>*m*</sub>} на отдельных скачках:

$$\text{МПЧ}_{\text{тр}} = \inf\{\text{МПЧ}_m\} \quad (21)$$

Действительно, нарушение соотношения (21) означает, что выбор рабочей частоты  $f_p$  выше, чем МПЧ на каком-либо скачке, означает, что именно на этом участке трассы волновой пакет выйдет за пределы ионосферы. Вместе с тем экспериментальные данные свидетельствуют о том, что на протяжённых трассах ( $D > a$ , где  $a$  – радиус Земли), правило (21) не справедливо. В практике радиопрогнозирования давно известна альтернативная схема [Жулина и др., 1969], согласно которой величина МПЧ<sub>тр</sub> выбирается, как минимальная величина из МПЧ<sub>1</sub> – на первом скачке и МПЧ<sub>*n*</sub> – на последнем:

$$\text{МПЧ}_{\text{тр}} = \inf\{\text{МПЧ}_1, \text{МПЧ}_n\} \quad (22)$$

Соотношение (22) называют «методом двух точек» или, что менее корректно, бескачковым механизмом, без соотнесения к так называемому лучу Педерсена. Правило (22) обобщалось в работе [Гитина др., 1980], где предлагалось внутрь знака множества { } в формуле (23) ввести величину  $2\text{МПЧ}_{n/2}$ , то есть удвоенное значение МПЧ для середины трассы – метод трёх точек. Тем самым предлагалось ставить «защиту» от вырождения канала, оторванного от земной поверхности. Обоснование этого метода, как и формулы (22), выходит за рамки геометрооптического приближения, из которого следует формула (21).

## 8. ИОНОСФЕРНОЕ ГИДИРОВАНИЕ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН НА ПРОТЯЖЁННЫХ ТРАССАХ

### 8.1. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕРМИНОЛОГИИ

Выше неоднократно отмечалось, что глобальные свойства атмосферы Земли и соответственно ионосферы можно охарактеризовать термином сферическая квазислоистость. Расшифровка этого термина предполагает возможность локальной аппроксимации  $N_e$  и соответственно  $\varepsilon$  функциями двух координат сферической системы – радиуса  $r$  и угла  $\theta$ , равного отношению длины трассы  $D$  к земному радиусу  $a$ . По крайней мере, это можно предположить справедливым в узкой области, существенной для распространения радиоволн. Здесь необходимо помнить, что антиподные и кругосветные трассы требуют отдельного подхода.

В соответствии с этим при моделировании возможно разделение излучаемых наземным источником электромагнитных волн в ионосферу по типам траекторий на зависящие только от  $r$  и  $\theta$ , которые зависят от  $r$  и угла  $\theta$ . Для декаметровых волн первые, радиальные, носят признанное

название вертикальных волн. Их можно аппроксимировать плоскими волнами, поскольку кривизна земной поверхности существенно меньше, чем кривизна фронта волны наземного источника на ионосферных высотах. Для различных типов волн, траектория которых зависит и от  $r$  и угла  $\theta$ , не утвердилось общее признанное название.

Проблема идентификации механизма распространения декаметровых радиоволн, доминирующего на протяжённых ионосферных трассах известна давно. При этом существенно определить этот механизм вблизи максимально применимой частоты (МПЧ), включая ситуации, когда только одна или обе корреспондирующие точки находятся на земной поверхности. На рисунке 29 представлена схема траекторий в вертикальной плоскости волновых пакетов декаметровых радиоволн на протяжённых ионосферных трассах [Гуревич и др., 1979].

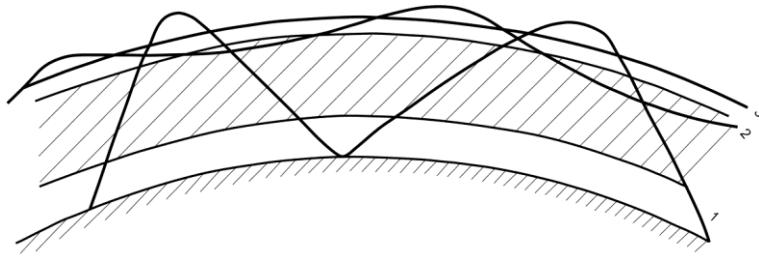


Рис. 29. Схема траекторий в вертикальной плоскости волновых пакетов декаметровых радиоволн на протяжённых ионосферных трассах;

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).

И, пожалуй, удивительным является то обстоятельство, что для выбора такого механизма представляется достаточным соединить вместе ряд давно опубликованных экспериментальных и теоретических результатов в области распространения декаметровых радиоволн. Здесь, прежде всего, следует указать на регулярные регистрации трансполярных кругосветных эхо (КС), наблюдавшихся на меридиональной трассе, у которой вершина первого скачка располагалась вблизи границы области высокоширотного поглощения. Данный факт сразу определил представление о том, что основное «русло» энергии на освещённых участках трассы располагается выше поглощающих ионосферных областей  $D$  и  $E$ , в отличие от скачковой волны, см. рис. 30.

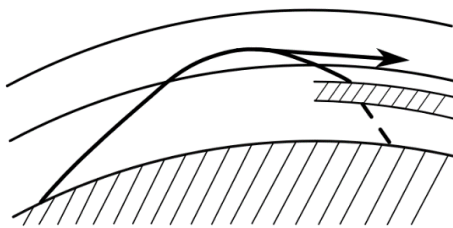


Рис. 30. Схема движения трансполярного волнового пакета от наземного источника до вершины первого скачка с дальнейшим переходом в волну, скользящую над поглощающими областями полярного поглощения.

Ряд особенностей скользящего механизма был установлен самолётными и ракетными измерениями. Далее, уникальный эксперимент о воздействии на КС ядерного взрыва вблизи точки антипода позволил определить влияние антиподной дефокусировки на амплитуду КС, как фактор порядка (0 – 20) дБ [Калинин, 2012]. Это, в свою очередь, позволяет трактовать наблюдаемую значительную энергетическую изменчивость КС [Основы, 1984]. Существенную роль в принятии гипотезы об упомянутом доминировании скользящего механизма играет известный теоретический результат выделения именно скользящей волны из точного решения уравнений Максвелла в эталонной задаче о поле наземного точечного источника в сферически слоистой среде [Макаров и др., 1984]. При этом приближения осуществляются в точном решении, а не в исходных уравнениях.



Из числа приближённых решений более сложной задачи о виде дистанционно-частотных характеристик КС с учётом продольной неоднородности ионосферы следует указать на метод, опять-таки связанный с представлением о скользящей волне [Щелкалин, 2010]. Сравнение с экспериментом показывает, что такой метод позволяет получить важную для практики оценку задержки переднего фронта импульсного КС, тогда как, например, метод адиабатического инварианта приводит к оценке задержки более далёких частей импульса [Гуревич и др., 1979].

## 8.2. МОДЕЛИ ДИСТАНЦИОННО - ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КС

Представление о мультипликативной структуре скользящей волны, формула (19), является умозрительным, если не определить свойства высотного множителя  $G(h, D)$  и фазы  $\varphi(D)$ , как функционалов от диэлектрической проницаемости ионосферы на трассе.

Из данных экспериментов, приведенных в [Акимов и др., 2008] было получено, что входящий в формулу (19) коэффициент трансформации сферической волны в коническую волну Лежандра отличается от множителя  $(\sin^2 D_{1/2}/a + \alpha)^{1/4}$  множителем  $q \approx 0,3 - 10$ , при условии  $f \approx \text{МПЧ} - F2 - 3000$  для  $D \approx D_{1/2}$ .

Вместе с тем мультипликативная структура формулы (19) позволяет предположить, что фаза скользящей в ионосфере радиоволны одна и та же на всех высотах, по крайней мере, на частотах близких к МПЧ –  $F2 - 3000$ . При моделировании свойств ДЧХ скользящей волны на протяжённых радиотрассах следует учитывать, что диэлектрическая проницаемость ионосферы и, соответственно фаза  $\varphi$  является функцией двух переменных  $\varphi(D, h)$ .

Задержки кругосветных радиосигналов декаметрового диапазона являются одной из наиболее точно измеряемых характеристик КС. А их зависимость от частоты является одной из наиболее сложных для моделирования. Можно предположить, что набег фазы волны в ионосфере представим в виде интеграла:

$$\varphi = \int_0^D \Delta\varphi(D', h) dD' \quad (23)$$

Определённый по формуле (23) набег фазы при моделировании  $\tau_{\text{КС}}$  – задержки КС следует продифференцировать по частоте, исходя из соотношения:

$$\tau = \partial\varphi/\partial f \quad (24)$$

Принципиально важным является вопрос о том, является ли в подынтегральном выражении формулы (23) зависимость от  $h$  чисто параметрической. Или следует определить некую траекторию  $h(D')$ , вдоль которой проводить интегрирование. Для моделирования зависимости  $\tau_{\text{КС}}(f)$  – (ДЧХ) в работе [Гуревич и др., 1979] в качестве  $h(D')$  была использована осциллирующая траектория в соответствии с методом адиабатического инварианта (АИ). Результат моделирования представлен на плоскости ДЧХ – [частота,  $\tau_{\text{КС}}(f)$ ], см. рис. 31. Здесь по оси абсцисс отложены значения рабочей частоты  $f$ , а по оси ординат  $-\tau_{\text{КС}}$ . 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  $A_{\text{КС}}(\tau)$  на дискретных частотах [Fenwick a.o., 1963], см. рис. 32.

Из этих данных следует, что на частотах 15,3 МГц, а также 17,0 и 19,0 МГц задержки переднего фронта импульсов КС близки к 138 мсек. На частоте 21,0 МГц тело импульса тонет в шумах. Значения МПЧ можно считать равной 20 МГц.

В работах [Щелкалин, 2010; Калинин и др., 2013, 2015] была предложена и разработана другая модельная схема выбора  $h(D')$ , как высоты перемещения основного русла энергии, гидрируемой ионосферой на протяжённых радиотрассах. А именно, в формуле (23) фазу КС определить как интеграл вдоль траектории, являющейся геометрическим местом точек экстремумов типа максимум радиальной зависимости приведенной диэлектрической проницаемости области  $F2$  ионосферы:

$$\bar{\epsilon} = 1 + \frac{2h}{a} - (f_0/f)^2 g\left(\frac{h-hm}{H}\right), \quad (25)$$



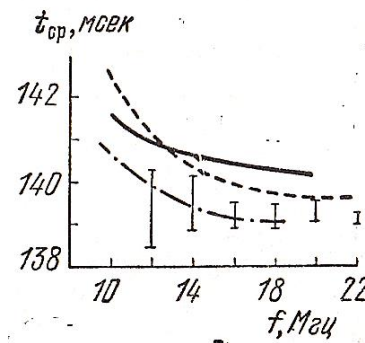


Рис. 31. Сравнение модельных (метод АИ) и экспериментально наблюдаемых  $\tau_{oc}(f)$ .

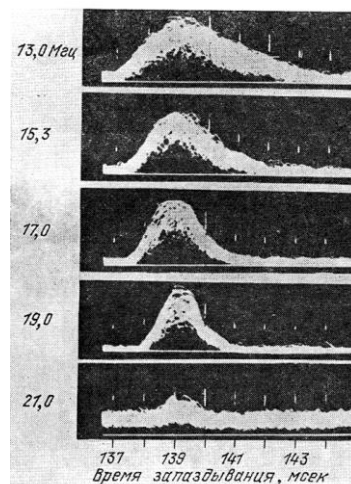


Рис. 32. Форма импульсов  $A_{oc}(\tau)$  на разных частотах.

где  $a$  – радиус Земли,  $f_0/f$  – отношение критической частоты области  $F2$  к рабочей частоте,  $g$  – функция относительной изменчивости электронной концентрации области  $F2$ . Она выражается через функцию профиля  $N_e(h)$  соотношением:

$$gi\left(\frac{h-h_m}{H}\right) = \frac{N_e(h)}{N_m} \quad (26)$$

где  $H$  – параметр толщины.

В модельной задаче рассматривался случай сферически слоистой ионосферы. Потребовалось задание модели  $N_e(h)$  – профиля. В качестве моделей профиля рассматривались несколько функций профиля  $N_e(h)$ . Искомая экстремальная высота  $h_{ex}$  является корнем уравнения:

$$\frac{2H}{a} - (f_0/f)^2 g'\left(\frac{h-h_m}{H}\right) = 0 \quad (27)$$

При этом существование такого корня является условием в рамках принятой модели существования процесса гидрирования ионосферой радиоволны. Процесс моделирования завершился выбором аналитической модели  $N_e(h)$  – профиля [Иванов-Холодный и др., 1992]. Это позволило найти решение уравнения (27) в аналитическом виде. И после выполнения действий в соответствии с выражениями (25) и (26) получить модельные оценки  $\tau(f)$ .

Результат был представлен в терминах так называемого обходного фактора  $\Phi$ , равного дроби:

$$\Phi = \frac{\tau_{\text{КС}}}{133,3} \quad (28)$$

В этой формуле в знаменателе стоит формальная задержка сигнала, если бы он распространялся по поверхности Земли, и равная 133,3 мкс. В числителе стоит задержка КС, измеряемая в тех же единицах.

Представляют интерес зависимости  $\Phi(f)$ , рассчитанные для различных моделей, и их сопоставления с экспериментами. Для расчета использовалось приближенная формула [Иванов-Холодный и др., 1984]:

$$\Phi(f) \approx 1 + \frac{h_k}{a} + \frac{1}{2} \frac{f_k^2}{f^2} g(h_k) \quad (29)$$

На рисунке 33 приведены две группы экспериментальных данных (А - из [Fenwick a. o., 1963], Б - из [Baster a.o., 1979]).

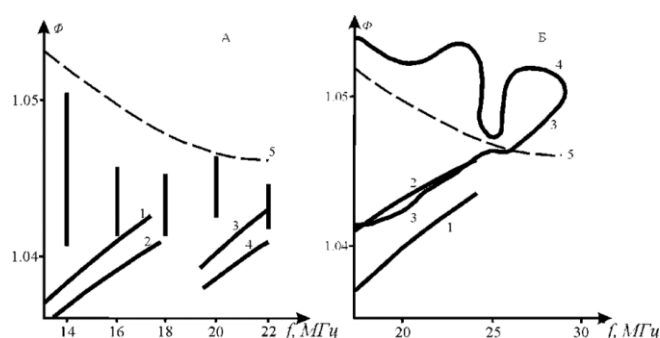


Рис. 33. Результаты расчётов и экспериментальные данные о зависимости от частоты обходного фактора

КС: А. 1,3 – расчёт обходного фактора для экспоненциально-параболической модели при различном выборе МПЧ- $F2-4000$ . 2, 4 – то же, но для линейно-экспоненциальной модели. 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.

В первой группе (А) результаты измерений  $\tau_{\text{КС}}$  представлены на пяти частотах с разбросом  $\Phi$  (вертикальные отрезки) в интервале 1,04 – 1,05. Здесь же даны результаты модельных расчетов при различных гипотезах о величине максимально наблюдаемой частоты (МНЧ  $\approx 18$  МГц и 22 МГц).

В первом случае расчет велся для экспоненциально – параболической модели (кривые 1, 3), во втором случае для экспоненциальной модели (кривая 2, 4). По данным второй группы (Б) расчет велся по экспоненциально-параболической модели при различных трактовках результатов измерений  $\tau_{\text{КС}}$ . Следует отметить, что в схеме совмещенного приема, если не приняты специальные меры, неизвестно по какому азимуту движется основной пакет радиоволн, формирующий сигнал.

То есть в формулах для расчета  $\tau_{\text{КС}}$  (или  $\Phi$ ) выбираются некоторые ориентировочные параметры. Кривая 5 в обоих случаях соответствует результатам расчета по методу АИ.

Таким образом, по данным обеих работ, использующих одни и те же модельные аппроксимации можно предположить, что из декаметровых радиоволн различного типа, гидрируемых ионосферой на протяженных трассах, именно скользящая волна характеризуется задержкой не зависящей от частоты и отсутствием смещения по отношению к данным эксперимента.

Следует отметить, что рассматриваемая картина была бы неполной без указания способа построения траекторий радиоволн на трассах типа «Земля - Земля» при учёте продольной неоднородности ионосферы. Но такой способ уже существует на основе метода плавных возмущений [Попов, 1984]. Именно этот метод позволяет определить судьбу малой части энергии декаметровой волны, которая для конкретной рабочей частоты может вернуться на той или иной дальности к земной поверхности. На рисунке 34 представлена модельная траектория среднеширотного КС для условий эксперимента, проводившегося в ФГБУ «ИПП» [Акимов и др., 2014]. Показано, что для частоты  $f = 12$  МГц волновой пакет, излучаемый из столичной области под азимутом около  $300^\circ$ , возвратится к земной поверхности на дальности КС, то есть 40 тыс. км. Такой возврат будет иметь место также на дальности около 12 тыс. км. Для трасс другой длины потребуется для этих

ионосферных условий другая частота. На рисунке 34 модельно отображено основное «русло» движения энергии наземного источника – утолщённая белая кривая, соединяющая вершины скачков. Нижняя тонкая красная линия ограничивает область попадания траекторий КС.

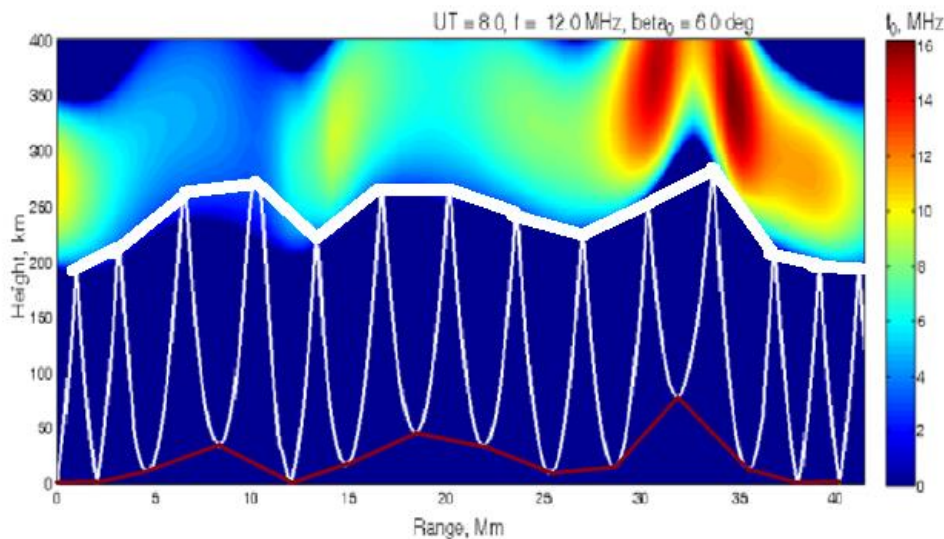


Рис. 34. Модельная траектория среднеширотного КС.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квазисферическая структура ионосферы является фактором, обуславливающим удержание ниже главного максимума ионизации декаметровых радиоволн от наземного источника. Для расстояний по земной поверхности между ним и точкой наблюдения, превосходящих половину радиуса Земли, данное удержание названо ионосферным гидированием декаметровых радиоволн на протяжённых трассах на частотах ниже МПЧ. Широко известны механизмы гидирования, связанные с макромасштабными пространственными осцилляциями волновых пакетов в волноводах «Земля – область  $F_2$ » и «область  $E$  – область  $F_2$ » [Гуревич и др., 1979; Яковлев и др., 2009]. Вместе с тем следует отметить, что механизм скольжения декаметровых волн вдоль вогнутой поверхности ионосферы на протяжённых трассах может оказаться вполне «конкурентоспособным» с двумя названными механизмами. А в части оценок задержки сигнала обладает определёнными преимуществами.

## ЛИТЕРАТУРА

- Акасофу С. Полярные сияния и магнитосферные бури. – М.: Мир. 1971. С. 317.
- Акимов В.Ф., Калинин Ю.К. Введение в проектирование ионосферных загоризонтных радиолокаторов. – М.: Техносфера. 2017. С. 492.
- Акимов В.Ф., Васькин А.А., Дзвонковская А.Л., Калинин Ю.К. Дифракционная радиоволна на протяжённых трассах декаметрового диапазона волн вблизи МПЧ –  $F_2$  – 4000 // Электромагнитные волны и электронные системы. 2008. Т. 13. № 4. С. 47-54.
- Акимов В.Ф., Калинин Ю.К., Тасенко С.В. Односкачковое распространение декаметровых радиоволн. – Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ – МЦД». 2014. С. 260.
- Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. – М.: Наука. 1960. С. 568.
- Ахмедшин Р.Л., Калинин Ю.К., Рождественская Л.Л. Обратная задача односкачкового возвратно-наклонного зондирования // Геомагнетизм и аэронавигация. 1991. Т. 31. № 6 с. 1021.

- Бирюков А.В., Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф. и др. Измерение концентрации и частоты соударений электронов во время полета геофизической ракеты «Вертикаль - 4» // Космические исследования. 1978. Т. 16. Вып. 5. С. 715-719.
- Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.: Наука. 1973. С. 343.
- Брылёв И.С., Калинин Ю.К., Кузьминский Ф.А. и др. Дифракционный захват коротких радиоволн ионосферным волноводом и его характеристики, полученные с помощью геофизических ракет // ДАН. 1977. Т. 235. № 4. С. 802
- Вертоградов Г.Г. Комплексные исследования наклонного распространения декаметровых радиоволн на трассах различной протяжённости. Диссертация доктора физико-математических наук: 01.04.03 / Вертоградов Геннадий Георгиевич, ФГОУВПО «ЮФУ». – Ростов-на-Дону, 2007, - 432 с.
- Всехсвятская И.С., Калинин Ю.К. О фокусировке коротких волн вблизи антипода // Геомагнетизм и аэрномия. 1979. № 3. С. 470.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Физматгиз. 1960. С. 552.
- Гитина Г.М., Калинин Ю.К. и др. К расчёту максимально применимых частот декаметровых радиосигналов на протяжённых ионосферных трассах методом трёх точек. В сборнике «Распространение декаметровых радиоволн». - М.: АН СССР. 1980.
- Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. - М.: Наука. 1979.
- Дзвонковская А.Л. Расчет характеристик многолучевого распространения радиоволн КВ-диапазона для адаптации систем связи и локации // Нелинейный мир. 2006. Т. 4. № 10. С. 541-546.
- Дэвис Л. Радиоволны в ионосфере. – М.: Мир. 1973. С. 502
- Жулина Е.М., Керблай Т.С., Ковалевская Е.М. и др. Основы долгосрочного прогнозирования. – М.: Наука. 1969.
- Иванов-Холодный Г.С., Калинин Ю.К. Геофизическая инвариантность области  $F$  – причина стабильности кругосветных сигналов // ДАН. 1984. Т. 279. С. 339.
- 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. 108-116.
- Калинин Ю.К. Вопросы ионосферной геофизики и радиофизики. – Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ – МЦД». 2012. С. 259.
- Калинин Ю.К. Новые виды прогнозирования характеристик ионосферных радиосигналов. В сборнике под ред. Авдюшина С.И. и Данилова А.Д. Ионосферно-магнитная служба. – Л-д.: Гидрометеиздат. 1987. С. 244.
- Калинин Ю.К., Котонаева Н.Г., Перминова Е.С., Михайлов В.В. Тридцатиминутный прогноз максимально применимой частоты на односкачковых трассах. Международная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн», ИРЭМВ – 2015, Дивноморское, 28 июня – 3 июля, 2015 г.
- Калинин Ю.К., Сергеенко Н.П. Трансполярное распространение декаметровых радиоволн // Изв. ВУЗов Радиофизика. 2009. т. 52. № 2. с. 118 - 127.
- Калинин Ю.К., Щелкалин А.В. Загоризонтное распространение декаметровых радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия. 2013. Т. 53. № 2. С. 228-232
- Крашенинников И.В. Прогнозирование ионосферного распространения радиоволн на основе решения прямой и обратной задач многочастотного наклонного радиозондирования ионосферы. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук: 01.04.03 / Крашенинников Игорь Васильевич, Учреждение Российской академии наук Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН). – Троицк, 2011. – 328 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.
- Месячный прогноз максимально применимых частот (МПЧ). - М.: Гидрометеиздат. Периодическое издание.
- Основы загоризонтной радиолокации / В.А.Алебастров, Э.Ш.Гойзман, И.М.Заморин и др.; Под ред. А.А.Колосова. - М.: Радио и связь, 1984. – 256 с.

- Попов А.В. Метод плавных возмущений в теории широких нерегулярных волноводов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 01.04.03. / Попов Алексей Владимирович, АН СССР, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн – М.: 1986. – 344 с.
- Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Под ред. Н.В.Медниковой. – М.: Наука. 1977. С. 342.
- Рябова Н.В. Радиоканалы однолучевого распространения коротких волн и их технические характеристики // Труды IX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж. 2003. Т. 3. С. 955 - 964.
- Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. – М.: Гостехиздат. 1948.
- Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: Наука, 496 с. 1999.
- Чернов Ю.А. Возвратно-наклонное зондирование ионосферы. – М.: Связь. 1971. С. 203.
- Чернышов О.В., Васильева Т.Н. Прогноз максимально применимых частот. – М.: Наука. 1973. С. 386.
- Чернышов О.В., Шапиро Б.С. Аналитическое описание сферическими функциями карт геометрических параметров слоя *F2* ионосферы. // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 17. № 6. 1977. С. 1111 – 1112.
- Щелкалин А.В. Моделирование дистанционно-частотных характеристик сигналов кругосветного эха // Сб. докладов XVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC-2010). Воронеж. 2010. Т. 2. С. 1297-1301.
- Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г. Распространение радиоволн. – М.: ЛЕНАНД. 2009. С. 495.
- Baster Rov, Showen R. Ducted Propagation in the Ionospheric Surveillance Application // SRI Inst. Techn. Rep. 1979. no. 48.
- Bremmer H. Terrestrial Radiowaves. – Amsterdam.: Elsevier Publ. 1949.
- Epstein P. Reflection of waves in an inhomogeneous media. Acad. Sc. Amer. 1930. Vol. 16. P. 627–637.
- Fenwick R.B. Round-the-World High-Frequency Propagation // Techn. Rep. № 71. Radioscience Laboratory. Stanford University. 1963.
- Watson G.N. The transmission of electric waves round the earth // Proc. Roy. Soc. 1919. V.A 95. 546-563.

## THE ISSUES OF VERTICAL AND OBLIQUE SOUNDING OF THE IONOSPHERE

Yu.K. Kalinin, V.V. Alpatov, A.Yu. Repin, A.V. Shchelkalin

Discusses various schemes of vertical and oblique sounding of the ionosphere. Examples of ionograms as an intermediate product of data processing of the pulse measurement method are given. The results relating to the various schemes of predicting the state of the ionospheric trails. Much attention is paid to the round-the-world signals of decameter range of radio waves. Various methods of modeling the dependence of their delays on the operating frequency are compared.

**KEYWORDS:** IONOSPHERE, SENSING, IONOGRAM, THE CRITICAL FREQUENCY, FORECAST, ROUND-THE-WORLD SIGNAL, MAXWELL'S EQUATION, THE MODEL.