



ИОНОСФЕРНОЕ ГИДИРОВАНИЕ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН НА ПРОТЯЖЁННЫХ ТРАССАХ

А. В. Щелкалин, Ю. К. Калинин

Рассматривается процесс распространения декаметровых радиоволн на протяженных среднеширотных трассах. На примере кругосветных трасс показывается, что доминирующим механизмом вблизи максимально применимой частоты является скольжение электромагнитной волны вдоль вогнутой поверхности ионосферной области F2. Приводятся примеры синтеза дистанционно-частотной характеристики кругосветного радиосигнала. Высказывается гипотеза, что время задержки кругосветного сигнала не зависит от гелиогеофизических условий на трассе.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ИОНОСФЕРА, РАДИОТРАССА, ДЕКАМЕТРОВЫЕ РАДИОВОЛНЫ, КРУГОСВЕТНЫЙ СИГНАЛ, ДИСТАНЦИОННО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

ВВЕДЕНИЕ

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. Широко известны механизмы гидирования, связанные с макромасштабными пространственными осцилляциями волновых пакетов в волноводах «Земля – область F2» и «область E – область F2» [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 вполне «конкурентоспособен» с двумя названными механизмами. В соответствии с этим ниже рассматриваются результаты теоретических и экспериментальных исследований.

Вначале исследуются свойства точного решения эталонной задачи определения пространственной структуры поля наземного источника в пространстве между земной поверхностью и ионосферой с резкой границей [Веггер, 1949; Макаров и др., 1982]. Далее предполагается, что установленные в таком решении спиральные волны и «прилипшие» к вогнутой поверхности ионосферы волны сохраняют свою структуру и в случае плавной модели ионосферы. Производится анализ структуры пути интегрирования в контурном интеграле Ватсона, представляющего собой модель процесса ионосферного гидирования декаметровых радиоволн на протяжённых трассах. Затем оценивается роль различных факторов, приближающих исходную модель среды к реальным свойствам ионосферы.

ЭТАЛОННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В ПРОСТРАНСТВЕ МЕЖДУ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И ИОНОСФЕРОЙ

В свете проводимого рассмотрения представляется целесообразным рассмотреть эталонную модель процесса распространения декаметровых радиоволн в пространстве между земной поверхностью и ионосферой. В качестве такой модели выберем решение задачи о поле аксиально симметричного точечного наземного источника в сферически симметричной среде. При этом

свойства среды представимы разрывной функцией от радиальной координаты r . Функция терпит разрывы на земной поверхности $r = a$ и на условной внутренней поверхности ионосферы $r = b$. Тем самым определяются три области с различными диэлектрическими проницаемостями: внутри земной поверхности, в пространстве между ней и ионосферой и в самой ионосфере.

Сошлёмся на труды [Vremmer, 1949; Фейнберг, 1999; Яковлев и др., 2009; Макаров и др., 1982]. Из них следует, что систему уравнений Максвелла в задаче о поле аксиально симметричного источника в сферически-слоистой среде можно свести к волновому уравнению для единственной, отличной от нуля радиальной компоненты вектор - потенциала U . В волновой зоне величина U пропорциональна радиальной компоненте поля. Методом разделения переменных решение данной задачи можно представить в виде ряда Дебая по зональным гармоникам [Стрэттон, 1948]:

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

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

Следует сделать замечание относительно ряда (1). Полином Лежандра является, осциллирующей функцией аргумента, число нулей которой равно номеру n на интервале изменения θ от нуля до π [Абрамовиц и др., 1979]. Вместе с тем электромагнитная волна характеризуется длиной λ . Дифракция не может существенно изменить длину волны. То есть в ряде (1) существенны те члены, номер которых близок к числу длин волн, укладываемых вдоль экватора, $n_{eq} = 2\pi a/\lambda$, где радиус Земли, $a \approx 6370$ км.

Соответственно для декаметрового диапазона n_{eq} является величиной порядка 10^6 (в отличие, например, от задачи рассеяния световых волн на водяной пыли, когда n_{eq} на порядки меньше). Естественно, для использования ряда Дебая применительно к моделированию процесса распространения декаметровых радиоволн потребовалась бы процедура его приближённого суммирования. А это, в свою очередь, потребовало бы наличия приближённых формул для $H_{n+1/2}^{(1),(2)}(x)$ в области, где и аргумент, и порядок характеризуется величиной n_{eq} . Эта математическая задача до сих пор не решена. Можно указать на главную причину этой трудности. Из экспериментов по наклонному зондированию ионосферы при регистрации кратных кругосветных сигналов [Альперт, 1972; Краснушкин, 1982; Основы, 1984] известно, что кругосветная волна претерпевает затухание, связанное с воздействием ионосферы, порядка 6 - 20 дБ. Вместе с тем функции $P_n(\cos \theta)$ являются незатухающими. То есть помимо условия соответствующей периодичности, возникает условие затухания модельной функции примерно в 2 - 10 раз при соответствующем изменении аргумента. Ватсон в своей знаменитой работе [Watson, 1919] нашёл путь разрешения этих трудностей. Использовано свойство **неединственности** математических моделей периодических процессов. А именно сумма зональных гармоник Дебая была представлена в виде контурного интеграла от выражения, стоящего под суммой, в котором вместо целочисленного значения n рассматривалась комплексная величина ν . В работах [Калинин, 2012; Калинин и др., 2013] интеграл Ватсона использовался в виде, представленном формулой (2). Далее в соответствии с теоремой Коши о вычетах первоначальный контур C был деформирован. Связь между обозначениями в формулах (1) и (2) очевидна.

$$U \sim \int_C \frac{P_\nu(\cos(\pi-\theta)) g_\nu(a, \{\varepsilon(r)\}), g_\nu(r, \{\varepsilon(r)\})}{[1 - Q(\nu, \{\varepsilon(r)\})] \sin \pi \nu} d\nu \quad (2)$$

В работах [Vremmer, 1949; Макаров и др., 1982; Калинин и др., 2013] даётся трактовка деформации контура C . Его начальная структура в виде петли, охватывающей полуось $Re \nu$,

обуславливает равенство интеграла (2) ряду зональных гармоник (1). Далее контур C деформируется так, чтобы охватить все особенности подынтегрального выражения на плоскости v . В перечисленных работах отмечается наличие групп полюсов, которые соответствуют различным механизмам проникновения декаметровых волн за горизонт. То есть осуществлён переход от представления решения в виде ряда зональных гармоник к ряду нормальных волн. По теореме Коши суммы этих рядов равны. Именно этот факт означает **неединственность представления решения**. На рис.1 из [Bremmer, 1949] приведена структура исходного контура C и структура его деформации в виде нескольких петель. К ним, прежде всего, следует отнести группу полюсов, охватываемую петлёй C_G , с максимальными значениями $Im v$. Они сохраняются при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Эта группа соответствует земной волне. На оси $Re v$ отмечены два значения: $v = k_0 a$ и $v = k_0 b$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве). В области $v < k_0 a$ находится контур C_A , внутри которого находятся полюса, также сохраняющиеся при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Было показано, что вблизи минимальных значений $Im v$ контура C_A находится седловая точка комплексной фазы подынтегрального выражения (2) [Bremmer, 1949]. Соответствующие процедуры приводят к представлению этой части интеграла в виде сферических волн «скачкового» поля. Наконец, в работе [Макаров и др., 1982] обосновывается представление о волне, скользящей по вогнутой поверхности (термин – «скользящая волна» введён в более поздних работах.) Следует отметить, что в работе [Калинин, 1987], по-видимому, впервые было предложено вычислять интеграл Ватсона на контуре C_B с помощью теоремы о среднем, выбирая точку v_0 так, чтобы это соответствовало экспериментальным данным о кратных кругосветных сигналах [Альперт, 1972; Краснушкин, 1982; Основы. 1984].

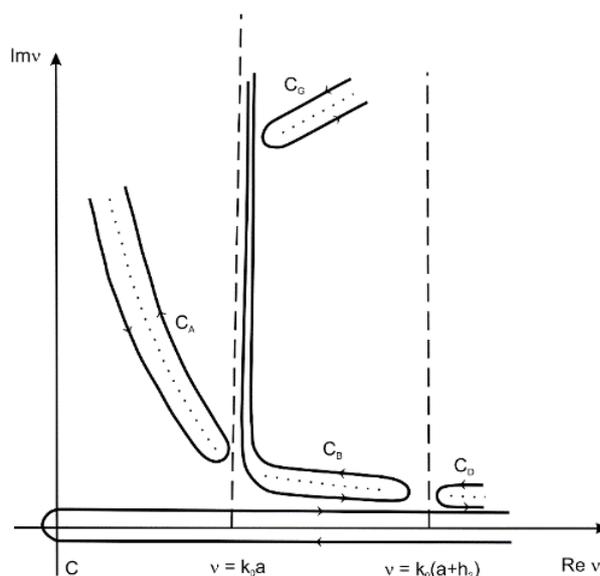


Рис. 1. Контур интегрирования в интеграле Ватсона

То есть имеет место в некотором смысле эволюция подходов к математическому моделированию процесса распространения декаметровых волн. И если ряд Дебая содержал порядка 10^6 слагаемых, то ряд вычетов по контуру C_A после приближённого суммирования – только 2-4 слагаемых. А ряд вычетов по контуру C_B – вообще одно. Вместе с тем именно этот последний полуэмпирический результат побуждает к более подробному рассмотрению поведения исходного ряда Дебая и интеграла Ватсона в окрестностях точки $v = k_0 b$.

СВОЙСТВА ЗОНАЛЬНЫХ ГАРМОНИК РЕШЕНИЯ ЭТАЛОННОЙ ЗАДАЧИ НА ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСОТАХ

Прежде всего, следует отметить, что контур C_B на рис. 1 соответствует полюсам, исчезающим при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Для протяжённых ионосферных радиотрасс требуется учёт конечного значения a . Здесь были известны разные трактовки этой части поля. Отметим, что для случая скалярных звуковых волн использовался образ «шепчущей галереи». Для траекторий

векторных дециметровых волн использовались представления о хордовом распространении, а также об «оторванном канале» [Гуревич и др., 1979]. В контексте работы [Макаров и др., 1982], где исходным является точное решение уравнений Максвелла в сферически слоистой среде, наиболее существенен вопрос о форме эквифазной поверхности электромагнитной волны на ионосферных высотах. При этом рассматривается случай аксиально-симметричного точечного источника в сферически слоистой среде, свойства которой изменяются скачкообразно на границах сфер $r = a$ и $r = b$. Предполагается, в пространстве между сферами находится вакуум. При этом радиальные зависимости поля выражаются точно с помощью функций $\xi_n^{1,2}(kr)$, отличающихся множителем $(\pi kr/2)^{1/2}$ от соответствующих функций Ханкеля $H_{n+1/2}^{(1),(2)}(kr)$. Тип волн, образующих зональную гармонику, **различен** при $n > kr$ и при $n < kr$ (что обусловлено различием асимптотик $\xi^{1,2}(kr)$). Так при $n < kr$ эти (однородные) волны можно назвать **спиральными**, поскольку уравнения их фазовых фронтов:

$$B(r, n) \pm (n + 1/2)\theta = const,$$

где $B(r, n)$ равно интегралу в пределах от $n + 1/2$ до kr от функции $A(x) = [1 - (n + 1/2)^2 x^{-2}]^{1/2}$, представляет собой уравнение эвольвенты круга $x = kr$ или спирали. Углы падения спиральных волн α_n и β_n , как это следует из последнего выражения, определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_n &= (n + 1/2)/ka, \\ \sin \beta_n &= (n + 1/2)/kb. \end{aligned}$$

На рисунке 2 схематически изображены фазовые фронты спиральных волн, образующих зональную гармонику $\xi_n^{(1)}(kr)P_n(\cos \theta)$.

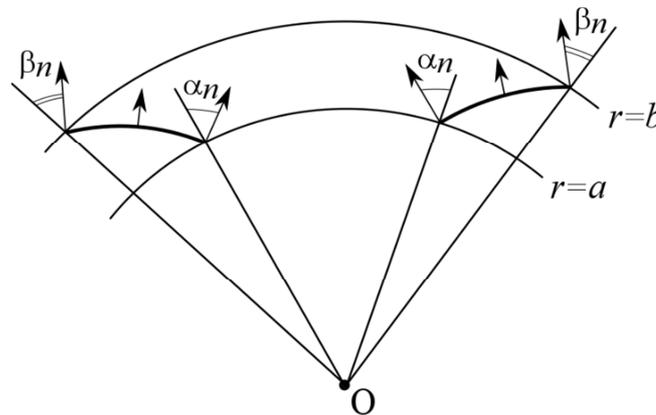


Рис.2. Схема фазовых фронтов спиральных волн

Стрелками указано направление нормалей к фазовым фронтам. Спиральные волны отражаются от стенок волновода по геометрическим законам, причём отражение сопровождается изменением типа спиральных волн. Левая часть рисунка 2 относится к восходящей ветви волны, когда движение волны совпадает с направлением нормали. Правая часть относится к нисходящей ветви траектории, и волна движется в направлении противоположном стрелке нормали.

В свою очередь при $n > kr$ волны, составляющие зональную гармонику, являются неоднородными. Им соответствуют полюса на рис.1, охватываемыми контуром C_D . Их фазовые фронты описываются уравнением конуса $\theta = const$. Они перпендикулярны поверхностям $r = a$ и $r = b$. То есть эти волны можно также назвать коническими. Амплитуды этих неоднородных волн экспоненциально растут с ростом r , и это также побуждает их назвать волнами, «прилипшими» к вогнутой поверхности $r = b$.

В более реалистической модели границу между средами $r = b$ можно считать размытой. В известной монографии [Бреховских, 1973] приведен пример сохранения структуры полей совокупности мнимых источников при размытии стенок волновода. Можно ожидать, что положение

о наличии спиральных волн и прилипших волн в строгом решении [Макаров и др., 1982] допускает перенос на ситуацию с размытыми границами. Геометрия этих прилипших волн схематически отображена на рис.3.

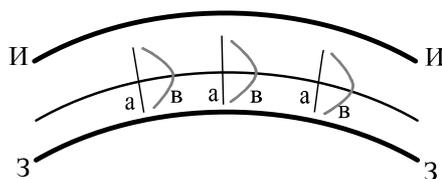


Рис. 3. Схема геометрии «прилипшей» волны

Кривая с внутренней штриховкой и знаками З — З соответствует земной поверхности. Две кривые, между которыми находятся знаки И — И, соответствуют «границам» ионосферы. Радиальные отрезки, помеченные буквами а, соответствуют радиальным (вертикальным) фазовым фронтам «прилипшей» волны $\theta = const$. Они же играют роль линий начального отсчёта для отображения зависимостей амплитуды «прилипшей» волны от высоты, то есть — высотного множителя — знаки «в» на рис. 3. Выбор подобной схемы геометрии основан на нескольких гипотезах. Во-первых, как уже отмечено, сделана умозрительная попытка переноса конкретного результата работы [Макаров и др., 1982] на ситуацию, когда резкие перепады свойств среды отсутствуют. Можно утверждать, что так называемая скользящая волна, образуемая полюсами, охватываемы контурами C_A и C_D , см. рис. 1, является суперпозицией спиральной и прилипшей волн. При этом естественно исходить из предположения, что направляющие свойства вогнутой поверхности есть довольно общее явление. Наличие на $n_e(h)$ — профиле «выступа», соответствующего E -области ионосферы усложнит картину полюсов на рис. 1. Появится «петля», охватывающая полюса, относящиеся к водам в « $E-F$ » волноводе, свойства которых исследованы в [Гуревич и др., 1979]. Но можно утверждать, что и в этом случае будут существовать полюса, охватываемые петлёй C_D . Возможны совмещения отдельных полюсов, относящихся к каналу в « $E-F$ » волноводе, и полюсов, относящихся к скользящей волне. Однако, таковые, по-видимому, разрешаются в пространстве задержек сигналов, как это показано в работе [Щелкалин, 2010].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ тонкой структуры зональных гармоник в задаче о поле точечного источника, расположенного вблизи границы сферически слоистых сред применительно к волнам декаметрового диапазона на ионосферных трассах позволяет установить ряд особенностей этих структур. В терминах контура интегрирования интеграла Ватсона, как **точного решения эталонной задачи**, обосновывается наличие двух типов волн — спиральной и прилипшей, по терминологии работы [Макаров и др., 1982]. Границей между ними служит точка $\nu = k_0 b$. Участки контура интегрирования C_v формируют спиральные волны, отражающиеся от ионосферы. Участки контура интегрирования C_D формируют прилипшую волну. Суперпозиция этих волн образует скользящую волну. Именно она обуславливает высокую энергетику кругосветных волн, поскольку ей соответствуют минимальные значения $Im \nu$. В заключение следует отметить, что скользящие волны наиболее отчётливо проявляются вблизи МПЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамовиц М., Стеган И. Справочник по специальным функциям. -М.: Наука, 1979.
2. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. -М.: Наука, 1972.—568 с.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. -М.: Наука, 1973. —343 с.
4. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. —М.: Наука. 1979.—248 с.

5. Калинин Ю.К. Новые виды прогнозирования характеристик ионосферных радиосигналов. В сборнике под ред. Авдошина С.И. и Данилова А.Д. Ионосферно-магнитная служба. — Л.-д.: Гидрометеоздат, 1987.—244 с.
6. Калинин Ю.К. Вопросы ионосферной геофизики и радиофизики. —Обнинск.: ВНИИГМИ-МЦД. 2012.—259 с.
7. Калинин Ю.К., Щелкалин А.В. Загоризонтное распространение декаметровых радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия 2013. — Т.53. № 2.— С. 228-232.
8. Краснушкин П.Е. О дальнем и сверхдальнем распространении коротких волн // Радио.1982.-- № 3.
9. 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.
10. Алебастров В.А., Гойхман Э.Ш., Заморин И.М. и др. Основы загоризонтной радиолокации / Под ред. А.А. Колосова. М.: Радио и связь, 1984. — 256 с.
11. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. —М.: Гостехиздат, 1948.
12. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. -М.: Наука, 496 с. 1961, 1999.
13. Щелкалин А.В. Моделирование дистанционно-частотных характеристик сигналов кругосветного эха. Сборник докладов XVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC-2010). Воронеж.: 2010, Т.2. — С. 1297-1301.
14. Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г. Распространение радиоволн. - М.: ЛЕНАНД, 2009. – 495 с.
15. Bremmer H. Terrestrial Radiowaves. — Amsterdam.: Elsevier Publ. 1949.
16. Watson G.N. Proc. Roy. Soc. London, 1919. — A95, №673.—P. 546

IONOSPHERIC GUIDING OF DECAMETER RADIO WAVES ON LONG TRANSMISSION PATHS

A.V. Shchelkalin, Yu. K. Kalinin

The process of decameter radio wave propagation on long medium-latitude transmission paths is considered. On the example of the round-the-world paths is shown that the electromagnetic wave sliding along a concave surface of the ionospheric region F2 is the dominant mechanism near the maximum usable frequency. Examples of the synthesis of distance-frequency characteristics of round-the-world signals are given. The hypothesis that the delay time of the signal does not depend on the heliogeophysical radio path conditions is expressed.

KEYWORDS: IONOSPHERE, RADIO PATH, DECAMETER RADIO WAVES, ROUND-THE-WORLD SIGNAL, DISTANCE-FREQUENCY CHARACTERISTIC