

УДК 621.396+550.388

ЗАГОРИЗОНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН

© 2013 г. Ю. К. Калинин, А. В. Щелкалин

Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, Росгидромета, г. Москва

e-mail: kalinplat@rambler.ru

Поступила в редакцию 26.03.2012 г.

После доработки 30.05.2012 г.

Проанализированы решения задачи о поле точечного источника в сферически слоистой среде. Для модели в виде трехслойного волновода использовано решение в форме интеграла Ватсона. Рассмотрение особенностей на плоскости переменной интегрирования позволило приближенно представить интеграл как суперпозицию трех волн. Две из них связаны с взаимодействием первичной сферической волны с нижней выпуклой и верхней вогнутой границами раздела. Третья волна связана с попеременным воздействием с обеими границами. Четвертая волна обусловлена взаимодействием первичной волны со случайными неоднородностями внешней среды – ионосферы. Здесь моделирование осуществлено на основе уравнений Грина. Рассмотренные уникальные данные самолетных измерений напряженности поля наземного источника свидетельствуют об эффективности моделирования загоризонтного распространения декаметровых волн на основе суперпозиции всех четырех названных волновых пакетов.

DOI: 10.7868/S0016794013020077

1. ВВЕДЕНИЕ

Для описания всех механизмов проникновения декаметровых радиоволн за горизонт надлежит обратиться к рассмотрению эталонной задачи о поле аксиально-симметричного источника в сферически слоистой среде. Уместно отметить, что такое свойство модели среды требуется в малой части пространства, так называемой области, существенной для распространения радиоволн [Фейнберг, 1999]. Вне этой области среда может быть произвольной, в частности такой же, как и внутри ее, (исключая ситуацию азимутальной многолучевости). Целый ряд свойств решения задачи о поле в сферически симметричной среде устанавливается в частном случае аксиально-симметричного источника в виде радиального электрического диполя, находящегося вблизи нижней границы раздела трехслойной среды [Vremmer, 1949; Макаров и Федорова, 1982]. То есть в сферической системе координат (r, θ, φ) с началом, совмещенным с центром Земли и полярной осью – с осью диполя, рассматриваются две концентрические сферы $r = a$ и $r = b$. В пространстве между ними $a < r < b$ находится вакуум, т.е. $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$. Следуя выводам работы [Макаров и Федорова, 1982], будем считать, что свойства среды вне интервала $a < r < b$ могут зависеть только от координаты r (сферическая слоистость). В соответствии с моделью среды решение также не будет зависеть от координаты φ .

Ссылаясь на работы [Vremmer, 1949; Фейнберг, 1999; Яковлев и др., 2009; Макаров и Федорова, 1982], можно привести систему уравнений Макс-

велла к волновому уравнению для единственной, отличной от нуля, радиальной компоненты вектор-потенциала U . Методом разделения переменных решение данной задачи можно представить в виде ряда Дебая по зональным гармоникам [Стреттон, 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. Радиальная функция $f(n, r)$ выражается через линейную комбинацию функций $\xi^{1,2}(x)$, в свою очередь равных $\xi^{1,2}(x) = (\pi x/2)^{1/2} H_{n+1/2}^{(1),(2)}(x)$, т.е. пропорциональных комплексно сопряженным функциям Ханкеля полуцелого порядка. Функции $R_1(n)$ и $R_2(n)$. Это коэффициенты 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 Федорова, 1982].

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РЯДА ЗОНАЛЬНЫХ ГАРМОНИК

Следует сделать замечание относительно ряда (1). Полином Лежандра является осциллирующей функцией аргумента, число нулей которой равно номеру n на интервале изменения θ нуля до π [Абрамовиц и Стиган, 1979]. Вместе с тем электромагнитная волна характеризуется длиной λ . Ди-

фракция не может существенно изменить длину волны. То есть в ряде (1) существенны те члены, номер которых близок к числу длин волн, укладываемых вдоль экватора $\tilde{n} = 2\pi a/\lambda$, где радиус Земли, $a \approx 6370$ км. То есть для декаметрового диапазона \tilde{n} является величиной порядка 10^6 . Естественно, для использования ряда Дебая применительно к моделированию процесса распространения декаметровых радиоволн потребовалась бы процедура его приближенного суммирования. А это, в свою очередь, потребовало бы наличия приближенных формул для $H_{n+1/2}^{(1)(2)}(x)$ в области, где и аргумент и порядок характеризуется величиной \tilde{n} . Эта 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; Алебастров и др., 1984] известно, что кругосветная волна претерпевает затухание, связанное с воздействием ионосферы, порядка 20 дБ. Вместе с тем функции $P_n(\cos\theta)$ являются незатухающими. Иными словами, помимо условия соответствующей периодичности, возникает условие затухания модельной функции примерно на порядок при соответствующем изменении аргумента. Г.Н. Ватсон в своей знаменитой работе [Watson, 1918] нашел путь разрешения этих трудностей. А именно: сумма зональных гармоник Дебая была представлена в виде контурного интеграла от выражения, стоящего под суммой, в котором вместо целочисленного значения n рассматривалась комплексная величина. В работе [Калинин и Ручкин, 1976] этому интегралу был придан вид

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

Связь между обозначениями в формулах (1) и (2) очевидна. В работах [Bremmer, 1949; Макаров и Федорова, 1982; Калинин и Ручкин, 1976] дается трактовка преобразований контура C . Его начальная структура в виде петли, охватывающей полуось Rev , деформируется с тем, чтобы охватить все особенности поведения подынтегрального выражения на плоскости ν . В перечисленных работах отмечается наличие группы полюсов, которые соответствуют различным механизмам проникновения декаметровых волн за горизонт. На рисунке 1 из публикации [Bremmer, 1949] приведена структура исходного контура C и структура его деформации в виде нескольких петель. К ним, прежде всего, следует отнести группу полюсов, охватываемую петлей C_G , с максимальными значениями $Im \nu$. Они сохраняются при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Эта группа соответствует зем-

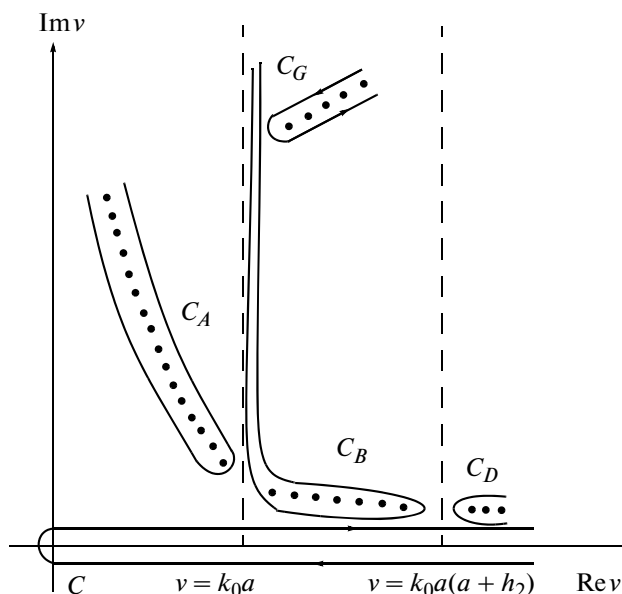


Рис. 1. Схема трансформации первичного контура интегрирования в интеграле Ватсона в совокупность контуров, соответствующих различным механизмам загоризонтного распространения декаметровых радиоволн.

ной волне. На оси Rev отмечены два значения: $\nu = k_0 a$ и $\nu = k_0 b$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве). В области $\nu < k_0 a$ находится контур C_A , внутри которого расположены полюса также сохраняющиеся при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Можно предположить, что вблизи минимальных значений $Im \nu$ контура C_A находится седловая точка комплексной фазы подынтегрального выражения (2). Соответствующие процедуры приводят к представлению о сферических волнах “скачкового” поля. Контур C_B на рис. 1 соответствует полюсам, исчезающим при предельном переходе $a \rightarrow \infty$. Здесь возможны разные трактовки этой части поля. Чаще всего говорят о “хордовом” распространении радиоволн, или о шепчущей галерее, или об “оторванном канале”. Наконец, в работе [Макаров и Федорова, 1982] вводится и обосновывается представление о волне, скользящей по вогнутой поверхности. 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 ν_0 так, чтобы это соответствовало экспериментальным данным о кругосветных сигналах. Существование полюсов, охватываемых контуром C_D в работе [Bremmer, 1949] вообще подвергается сомнению.

Дальнейшее “движение” в сторону рассмотрения загоризонтного распространения декаметровых радиоволн может быть осуществлено по-разному. Это зависит от стремления отдать предпо-

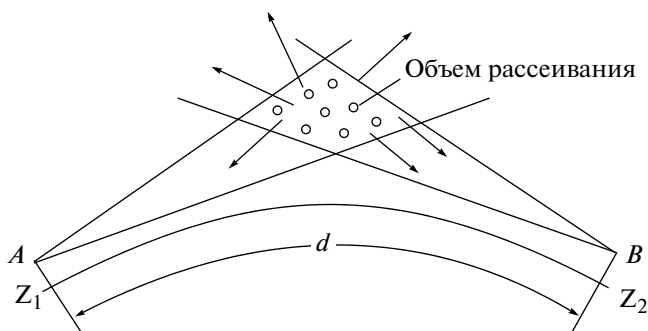


Рис. 2. Схема загоризонтного распространения дециметровых радиоволн за счет рассеяния на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях.

чение одной из трех ситуаций. А именно: когда речь идет о взаимодействии первично излученной сферической волны источника либо с одной из двух введенных выше вогнутой и выпуклой сферических поверхностей, либо попеременно с обеими. Но есть основания для того, чтобы суммировать напряженности полей, связанные со всеми тремя механизмами: земной волной, скачковой и скользящей. Для каждой из них существуют свои интервалы дальности и частоты, в пределах которых доминирует тот или иной механизм.

3. ПРОНИКНОВЕНИЕ РАДИОВОЛН ЗА ГОРИЗОНТ ЗА СЧЕТ РАССЕЯНИЯ НА ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Единую модель проникновения дециметровых радиоволн за горизонт в виде интеграла Ватсона следует дополнить еще одним механизмом – рассеянием на ионосферных неоднородностях. В качестве математической модели этого механизма следует использовать формулу Грина, например в том виде, как это было сделано в книге [Фейнберг, 1999]. Так, пусть U является функцией координат R , описывающей распространение радиоволн в сглаженной среде – ионосфере с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0(R)$. При этом реальная проницаемость будет отличаться от нее на случайную величину $\delta\varepsilon(R)$. Тогда для функции $V(R, \varepsilon)$, где $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$, можно написать соотношение:

$$V(R, \varepsilon) = U(R, \varepsilon_0) + \frac{1}{4\pi} \int \delta\varepsilon(R') V(R', \varepsilon) U(R - R', \varepsilon_0) dR', \quad (3)$$

где интегрирование происходит по объему, ограниченному толщиной ионосферы, см. схему на рис. 2.

Здесь z_1 и z_2 обозначают высоту точки излучения A и высоту точки наблюдения B . Объем рассеяния в данном случае ограничен диаграммами на-

правленности передающей и приемной антенн. В случае ненаправленных антенн объем рассеяния будет определяться засвеченной областью толщи ионосферы. В формировании границ этой области будут участвовать плоскости, касательные к земной поверхности и проходящие через точки A и B , а также условные сферические поверхности, соответствующие нижней и верхней границам ионосферы. Решение уравнения (3) возможно на основе метода итераций. Но в случае $|\delta\varepsilon| \ll 1$ можно ограничиться только первой итерацией – заменой под интегралом $V(R, \varepsilon)$ на $U(R, \varepsilon_0)$. Тогда интеграл в уравнении (3) будет характеризовать поле, рассеянное на ионосферных неоднородностях без учета так называемого многократного рассеяния. При этом возможна ситуация, когда на земной поверхности поле $U(r = a, \varepsilon_0)$ пренебрежимо мало, главной частью поля является рассеянное поле. Этот механизм проникновения дециметровых радиоволн за горизонт обусловлен тем, что рассеивающий объем находится выше плоскостей горизонта точек A и B .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ САМОЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

На разных удалениях от источника дециметровых радиоволн будут доминировать радиальные компоненты поля различной природы E_i , $i = 1, 2, 3, 4$. Эти поля надлежит сложить, образовав полное поле E дециметрового источника, проникающее за горизонт:

$$E = \sum_{i=1}^4 E_i. \quad (4)$$

В сумме (4) E_1 – поле земной волны; E_2 – поле рассеяния на ионосферных неоднородностях; E_3 – поле скачковой волны; E_4 – поле скользящей волны. В подтверждение справедливости такого суммирования можно сослаться на эксперименты с самолетными измерителями поля наземного источника [Акимов и др., 2008].

Первый эксперимент представлял собой измерения интенсивности сигнала, излучаемого наземным источником вдоль ионосферных радиотрасс на расстояниях, охватывающих первый скачок. На рисунке 3 представлены результаты определения, по терминологии (4), полей E_1 , E_2 , E_3 с помощью измерителя напряженности поля, установленного на самолете АН-10. 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. Эксперимент проводился в начале семидесятых годов прошлого века над европейской частью России в околорядное

время летом. На рисунке 3 представлена усредненная кривая (стрелки — разброс результатов измерений) относительной изменчивости измерений поля. По оси абсцисс отложено отношение дальности D к длине первого скачка D_S , рассчитанной по методу геометрической оптики. По оси ординат отложено отношение измеренного поля E к величине поля E_0 в свободном пространстве на дальности D . Кривая состоит из нескольких участков. Первый “спадающий” участок, начинающийся на дальности ~ 300 км, соответствует заходу самолета под плоскость горизонта, определенной высотой 10 км с дальнейшим убыванием сигнала при дифракции волны в область тени — поле E_1 . Далее следует почти горизонтальный участок, обусловленный рассеянием на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях, — поле E_2 . После него следует участок возрастания сигнала на 40–50 дБ на дальности D_S , примерно до расчетного уровня односкачкового сигнала, определяемого в основном сферической расходимостью волны на этой дальности без учета эффекта фокусировки. Данные, представленные на рис. 3, 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.

Второй эксперимент связан с использованием самолетных измерителей на ионосферной трассе длиной до 8000 км. 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 ~ 2000 км, располагавшихся последовательно. При их одновременном взлете примерно в полуденное местное время (для середины участка измерений) длительность измерений составляла ~ 2.5 ч. Излучение производилось на серии частот, охватывавших дневную летнюю МПЧ — $F_2 - 3000$. 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 20–30 дБ. На рисунке 4 приняты обозначения для следующих зависимостей: 1 — затухание в свободном пространстве; 2 — максимальное значение поля на высоте ионосферного канала; 3–4 — разброс амплитуд сигналов НЗ (левая шкала) и КС (отсутствующая на рисунке правая шкала, сдвинутая на 20 дБ); 5 — сплошные участки — поле E_1 в ближней зоне и E_3 — на дальности одного скачка, штриховая линия — оценка по данным рис. 3 рассеянного поля — E_2 и данные стандартного расче-

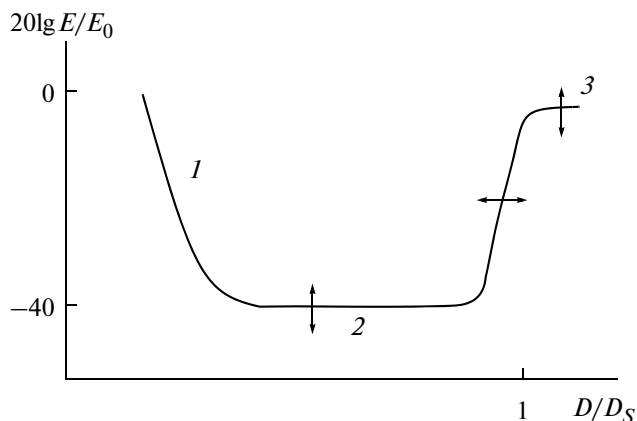


Рис. 3. Обобщенные данные самолетных измерений напряженности поля наземного источника декаметровых радиоволн на дальности одного “скачка” (1–3 тыс. км), нормированной по дальности значениями долгосрочного прогноза и по амплитуде затуханием в свободном пространстве на этой дальности.

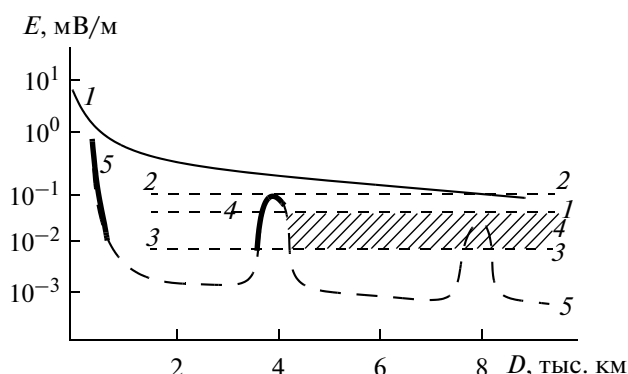


Рис. 4. Обобщенные данные самолетных измерений напряженности поля прямых и кругосветных сигналов наземного источника декаметровых радиоволн на протяженной ионосферной трассе.

та затухания на дальности второго скачка без учета эффекта фокусировки.

На рисунке 4 приведены сводные данные по трем участкам регистрации (выполненных на трех различных самолетах) на частоте, совпадающей со средним значением прогнозной МПЧ — $F_2 - 3000$ на трассе — ~ 20 МГц. Результаты отдельных измерений группировались возле кривой, представленной на рис. 4. По оси абсцисс отложена дальность D в тыс. км. Предполагается, что ось ординат имеет 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 — величини-

ны $\Gamma_{\text{КС}}$ является более предпочтительным по сравнению с методом определения $\Gamma_{\text{КС}}$ по отношениям амплитуд кратных сигналов, измеренных вблизи точки излучения. В данном методе использовались те же признаки, что и в методе кратных КС – формы сигнала, задержка КС по отношению к сигналу НЗ (138–139 мс). Геометрооптические расчеты показывают, что для условий проведения эксперимента зависимость напряженности поля (имеется в виду его главная компонента) дальности $E(D)$ на частоте, равной МПЧ – F_2 – 4000, должна характеризоваться двумя узкими максимумами – на дальности 4000 км и на дальности 8000 км. Оба “пятна” засветки должны иметь протяженность порядка 500 км. Второй максимум должен иметь амплитуду на ~12 дБ ниже первого (6 дБ – сферическая расходимость, 6 дБ – поглощение “скачкового” поля). В промежутке между максимумами $E(D)$ должна упасть 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 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.

5. ВЫВОДЫ

В работе исследованы эвристические свойства интеграла Ватсона и уравнения Грина. Они являются промежуточным этапом перехода от локальных уравнений Максвелла к нелокальным решениям задачи о поле точечного источника в сферически слоистой среде. Анализ интеграла Ватсона и уравнения Грина позволил выделить четыре известных типа решений. Среди них: две скользящие волны – по земной поверхности и по внутренней поверхности области F ионосферы; волна, связанная с попеременным взаимодействием с верхней и нижней сферами; волна рассеяния.

Сопоставление с данными уникальных самолетных экспериментов по измерению поля ионосферного источника на протяженных трассах свидетельствует об эффективности развиваемого подхода.

В завершение рассмотрения следует указать на то, что волна КС распространяется на трассах,

значительные участки которых могут существенно различаться по своим геофизическим свойствам. Здесь могут оказаться полезными приемы определения поля на составных трассах, которые были развиты при моделировании свойств земной волны [Фейнберг, 1999; Калинин, 1960].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 832 с. 1979.
- *Акимов В.Ф., Васькин А.А., Дзвонковская А.Л., Калинин Ю.К.* Дифракционная радиоволна на протяженных трассах декаметрового диапазона волн вблизи МПЧ – F_2 – 4000 // *Электромагнитные волны и электронные системы.* Т. 13. № 4. С. 47–54. 2008.
- *Алебастров В.А., Гойхман Э.Ш., Заморин И.М., Колосов А.А., Корато В.А., Кузьминский Ф.А., Кукис Б.С.* Основы загоризонтной радиолокации. М.: Радио и связь, 256 с. 1982.
- *Альперт Я.Л.* Распространение радиоволн и ионосфера. М.: Наука. 563 с. 1972.
- *Калинин Ю.К.* Некоторые вопросы распространения радиоволн над неоднородной сферической поверхностью Земли // *Труды ИЗМИРАН.* Вып. 17. С. 50–129. 1960.
- *Калинин Ю.К., Ручкин А.Д.* К методике выделения пакета волн, обладающих минимальным декрементом затухания, в случае точечного источника, находящегося в сферической квазислоистой среде // *Изв. вузов. Радиофизика.* Т. 19. № 2. С. 240–245. 1976.
- *Калинин Ю.К.* Новые виды прогнозирования характеристик ионосферных радиосигналов // *Ионосферно-магнитная служба* // *Ред. С.И. Авдюшин и А.Д. Данилов.* Л.: С. 127–128. 1987.
- *Макаров Г.И., Фёдорова Л.А.* Метод многократно отраженных волн в задаче о распространении электромагнитных волн в регулярных волноводах // *Изв. вузов. Радиофизика.* Т. 25. № 12. С. 1384–1409. 1982.
- *Стрэттон Дж.* Теория электромагнетизма. М: Гостехиздат. 540 с. 1948.
- *Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Наука, 496 с. 1999.
- *Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г.* Распространение радиоволн. М.: ЛЕНАНД. 496 с. 2009.
- *Bremmer H.* *Terrestrial Radiowaves.* Amsterdam: Elsevier Publ. 343 p. 1949.
- *Watson G.N.* The transmission of electric waves round the earth // *Proc. Roy. Soc. V.A* 95. P. 546–563. 1918.