

Влияние затенений на статистические характеристики зеркальных элементов при многолучевом распространении над морем

Ю. Ф. Логвинов

*Институт радиофизики и электроники Национальной Академии наук Украины
310085, Харьков, ул. ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 17 октября 1997 г., после переработки 9 января 1998 г.

В работе исследовано влияние сильных затенений на характеристики зеркальных элементов при многолучевом распространении над морем при малых углах скольжения. Показано, что концентрация таких элементов возрастает на концевых участках трассы по сравнению с ее средней частью, причем этот эффект усиливается при уменьшении высот корреспондирующих пунктов до значений, близких к высоте неровностей. Отмечено, что полученные при очень малых углах скольжения количественные оценки числа незатененных отражающих элементов и их кривизны указывают на невозможность объяснения в рамках геометрической оптики и приближения Кирхгофа реально наблюдаемых интенсивностей отраженного шероховатой поверхностью сигнала. С учетом полученных данных по средней кривизне зеркальных элементов поверхности исследованы границы применимости наиболее употребимых в настоящее время математических методов: метода касательной плоскости и метода дифракции на полубесконечном экране.

У роботі досліджено вплив сильних затіненнь на характеристики дзеркальних елементів при багатопроменовому поширенні радіохвиль над морем при малих кутах ковзання. Показано, що концентрація таких елементів зростає на кінцевих ділянках траси порівняно з її середньою частиною, до того ж цей ефект посилюється при зменшенні висот кореспондуючих пунктів до значень, близьких до висоти нерівностей. Відзначено, що отримані при дуже малих кутах ковзання кількісні оцінки числа незатіненених відбиваючих елементів та їх кривини вказують на неможливість пояснення у рамках геометричної оптики та наближенні Кірхгофа інтенсивностей сигналу, які реально спостерігаються при відбитті шорсткуватою поверхнею. З урахуванням отриманих даних щодо середньої кривини дзеркальних елементів поверхні досліджено межі застосування сучасних математичних методів: методу дотичної площини та методу дифракції на напівнескінченному екрані.

Введение

Существующая теория многолучевого распространения сантиметровых и миллиметровых радиоволн над статистически неровными поверхностями [1,2] не позволяет объяснить ряд эффектов, наблюдаемых при углах скольжения, существенно меньших эффективных наклонов неровностей [3,4]. Одной из причин этого при очень сильных затенениях неровностей поверхности может быть несоответствие свойств переизлучающих элементов допущениям, используемым в теоретических работах. В таких условиях переизлучать могут лишь немногочисленные, остающиеся незатененными элементы, находящиеся в окрестностях вершин наиболее высоких неровностей, и их характеристики могут сильно отличаться от средних для всей поверхности. Расчетно-теоретическими методами в настоящее время можно оценить только среднее и дисперсию числа отражающих точек [5], да и то с многочисленными упрощающими предположениями. Избежать многих неконтролируемых допущений и уточнить границы применимости некоторых математических методов можно при использовании моделирования на ЭВМ механизма многолучевого распространения радиоволн

над статистически неровной поверхностью. Принципы такого моделирования применительно к распространению радиоволн над поверхностью моря с ветровым волнением и полученные результаты излагаются в данной работе.

Метод моделирования и результаты

Моделирование осуществлялось в рамках метода геометрической оптики, при использовании которого получены и результаты теоретических работ [1,2,5]. Оно состояло из двух этапов. На первом моделировалась форма поверхности моря с волнением как функция координат и времени, на втором в лучевом приближении находились освещенные отражающие элементы поверхности и определялись их параметры, характеризующие переизлученное ими поле: положение в пространстве, кривизна поверхности и наклон [6,7].

Поверхность моря, в соответствии с [8], в линейном приближении представлялась в виде суммы большого числа гармонических волн, имеющих различную амплитуду, длину, направление распространения и случайную фазу. В декартовой системе координат, плоскость XOY которой совпадает со средней плоскостью шероховатой по-

верхности, можно записать текущие высоты случайной поверхности в виде:

$$z(x, y, t) = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \sqrt{(G(\omega_i, \vartheta_j) \Delta\omega \Delta\vartheta)} \times \cos(\omega_i t + \xi_{ij} - R_i(x \cos \vartheta_j + y \sin \vartheta_j)), \quad (1)$$

где ϑ_j – угол между направлением распространения элементарной волны и осью OX; $\omega_i = \omega_1 + i\Delta\omega$ – частота элементарного колебания; $\Delta\omega$ – шаг дискретизации по частоте; $\Delta\vartheta$ – шаг дискретизации по углу; t – время (для “замороженной” поверхности равно константе); ξ_{ij} – случайная величина, равномерно распределенная на интервале $[0; 2\pi]$, имеющая физический смысл начальной фазы; $R_i = 2\pi\lambda_i^{-1}$ – волновое число, соответствующее элементарному колебанию; λ_i – длина волны элементарного колебания. Частота и волновое число колебания связаны дисперсионным соотношением

$$\omega_i = \sqrt{gR_i}, \quad (2)$$

где g – ускорение свободного падения. Описание поверхности (1) удобно тем, что позволяет моделировать на ЭВМ не только пространственные трехмерные поверхности, но и изменение их формы во времени. В выражении (1) фактор случайности обеспечивает случайная величина ξ_{ij} . Амплитуды гармонических составляющих в формуле (1) задавались соотношением:

$$G(\omega_i, \vartheta_j) = G(\omega_i) \cdot Q(\omega_i, \vartheta_j), \quad (3)$$

где $Q(\omega_i, \vartheta_j)$ – функция углового распределения энергии; $G(\omega)$ – энергетический спектр случайной поверхности. Для его описания при развитом морском волнении использовался одномерный энергетический спектр Пирсона-Московитца, приведенный в [9]. Функция углового распределения энергии для различных состояний моря в соответствии с [10] бралась в виде:

$$Q(\omega, \vartheta) = \frac{0,5\chi\omega_s(\omega_s + 1)^{-2} \exp[-\chi|\vartheta|\omega_s(\omega_s + 1)^{-2}]}{1 - \exp[-(\pi\chi/2) \cdot \omega_s(\omega_s + 1)^{-2}]}, \quad (4)$$

где $\omega_s = \omega/\omega_{\max}$, ω – частота; ω_{\max} – частота, соответствующая максимуму спектра морского волнения; χ – коэффициент, учитывающий силу волнения, он изменяется в пределах от 8 (для штормового волнения) до 3 (для очень слабого волнения).

После моделирования формы морской поверхности на ней определялись элементы, удовлетворяющие условию зеркального отражения, и проводилась их проверка на затененность как со стороны источника, так и приемника. Набор данных для статистической обработки обеспечивался генерацией взаимонезависимых поверхностей, получаемых подстановкой в (1) независимых случайных ξ_{ij} .

Рассмотрим результаты моделирования для случая, когда направление главного бега волн совпадало с направлением трассы распространения радиоволны. В таблице представлены данные о среднем числе зеркальных точек при различных высотах корреспондирующих пунктов и при различных состояниях морской поверхности.

Таблица. Среднее число зеркальных элементов для различных состояний морского волнения и при различной геометрии трассы

$\sigma_M = 0,36$ м										
$d = 3000$ м										
$H_{и.п.}$, М	1,2	2	3	4	6	10	20	40		
$N_{б.зат.}$	527,4	524,1	518,8	513,3	502,9	497,5	465,1	450,3		
$N_{зат.}$	1,3	3,7	8,7	14,3	21,6	39,6	93,3	199,2		
$d = 600$ м										
$\sigma_M = 0,36$ м					$\sigma_M = 0,18$ м					
$H_{и.п.}$, М	1,2	2	10	20	40	0,6	1	2	5	10
$N_{б.зат.}$	102,5	99,6	77,7	64,1	52,3	213,2	208,3	202,7	185,9	168,1
$N_{зат.}$	1,7	6,6	39,2	55,5	51,5	3,8	8,6	18,2	47,1	84,9

Примечание: d – дальность трассы; σ_M – среднеквадратическое отклонение высот морского волнения; $H_{и.п.}$ – высоты источника и приемника; $N_{б.зат.}$ – среднее число зеркальных точек без учета затенений; $N_{зат.}$ – среднее число зеркальных точек с учетом затенений.

Видно, что для симметричных трасс и без учета затенений увеличение высот корреспондирующих пунктов приводит к снижению числа зеркальных точек. Это объясняется уменьшением числа элементов поверхности с наклонами, для которых выполняется условие зеркального отражения. Практический интерес представляет число незатененных (т. е. участвующих в формировании поля в пункте наблюдения) зеркальных точек. Из таблицы видно, что с уменьшением высот корреспондирующих пунктов происходит значительное уменьшение среднего числа таких точек. Это объясняется возрастанием площади затененных участков случайной поверхности. Так, для дальности трассы 3 км среднее число незатененных зеркальных точек для высот корреспондирующих пунктов 40 м составляет 199,2, а для высот 1,2 м – 1,3.

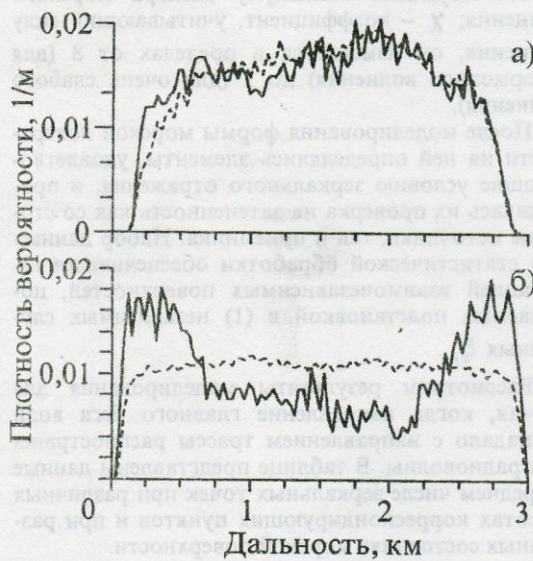


Рис. 1. Нормированные распределения плотности вероятности:

а) высоты корреспондирующихся пунктов 40 м,
б) высоты корреспондирующихся пунктов 10 м

Нормированные распределения плотности вероятности появления зеркальных точек вдоль трассы представлены на рис. 1. Штриховой линией показаны распределения зеркальных элементов без учета влияния затенений, а сплошной линией – с учетом затенений. Параметры морского волнения были следующими: среднеквадратичное отклонение высот морского волнения – 0,36 м, эффективный наклон неровностей – 0,05 радиан, длина энергонесущей волны – 80 м. Кривые плотности вероятности появления зеркальных точек с учетом и без учета затенений (рис. 1, а – высоты корреспондирующих пунктов 40 м) с точностью до раз-

броса значений практически совпадают, несмотря на затенение более половины всех зеркальных точек. Аналогичные кривые для высот корреспондирующих пунктов 10 м (рис. 1, б) имеют существенные отличия друг от друга. Видно, что при учёте затенений возникают максимумы вблизи конечных участков трассы, чего не наблюдается для кривой распределения без учета затенений. Следует отметить, что при этом плотность вероятности появления зеркальных точек без учета затенений приблизительно постоянна для всей трассы за исключением конечных участков, где происходит ее спад до нуля по причине отсутствия фацетов с необходимыми для зеркального отражения наклонами.

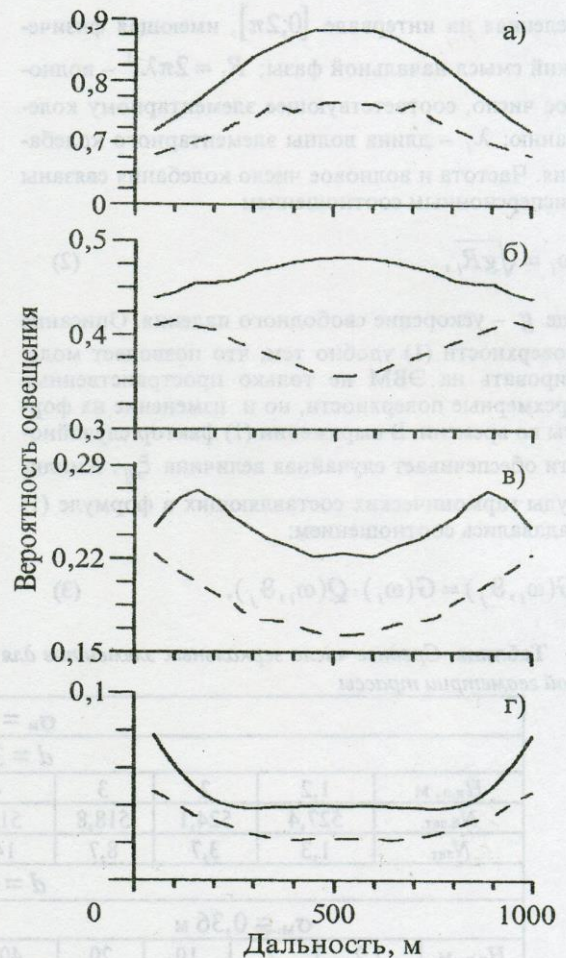


Рис. 2. Зависимость вероятности освещения от дальности трассы:

а) угол скольжения 0,1 радиан,
б) угол скольжения 0,05 радиан,
в) угол скольжения 0,03 радиан,
г) угол скольжения 0,01 радиан

Механизм появления повышенной концентрации зеркальных точек вблизи концевых участков трассы поясняет рис. 2. На нем представлены полученные путем моделирования вероятности освещенности элементов поверхности из обоих корреспондирующих пунктов; приводимые значения углов скольжения соответствуют середине трассы. Расчеты производились для двух поверхностей с эффективными высотами 0,18 м и 0,36 м и эффективным наклоном 0,05 радиан. Сплошной линией обозначены вероятности освещенности при эффективной высоте 0,18 м (длина энергосущей волны 40 м). Видно, что при угле скольжения 0,1 радиан (рис. 2,а) вероятность освещенности имеет максимум в средней части трассы (для симметричной трассы). При уменьшении угла до 0,05 радиан, когда он становится равным эффективному углу наклона элементов поверхности, вблизи концевых участков трассы начинается относительный рост вероятности освещенности (см. рис. 2,б). При дальнейшем уменьшении угла скольжения (рис. 2,в) происходит снижение вероятности освещенности в центральной части трассы по сравнению с ее концами. Последующее уменьшение угла приводит к тому, что концевые максимумы функции освещенности становятся еще более выраженными (см. рис. 2,г). Штриховой линией на этих же рисунках показаны вероятности освещенности поверхности моря с эффективной высотой волн 0,36 м. Видно, что в этом случае затенения более значительны, и относительный рост вероятности освещенности вблизи концевых участков трассы наблюдается уже при угле скольжения 0,05 радиан. Так как при малых углах скольжения концентрация зеркальных элементов вдоль трассы при игнорировании влияния затенений практически постоянна (см. рис. 1,б), то при учете затенений вид зависимости плотности вероятности появления зеркальных точек будет качественно повторять вид зависимости вероятности освещенности. В точке приема амплитуда сигнала, переизлученного единицей площади поверхности от концевых участков трассы, должна быть больше, так как к влиянию фактора $1/r_1 r_2$ [1,2], (r_1, r_2 — расстояния от источника до элемента поверхности и от элемента поверхности до приемника соответственно), добавляется влияние бимодальной функции концентрации зеркальных элементов вблизи концевых участков трассы. Это согласуется с выводами работы [11].

Рассмотрим далее влияние затенений на зависимость распределения вдоль трассы высот незатененных отражающих элементов. Снижение высот корреспондирующих пунктов приводит к изменению средней высоты переизлучающих элементов по сравнению с ее значением в отсутствие учета затенений, когда она соответствует средней

плоскости неровной поверхности (см. рис. 3). Это объясняется преимущественным затенением участков поверхности у основания неровностей, а освещенными остаются только вершины наиболее высоких неровностей. Так, при высотах источника и приемника 40 м и среднеквадратичном отклонении высот морской поверхности 0,36 м средняя высота зеркальной точки над средней плоскостью составляет около 0,32 м, а при высотах корреспондирующих пунктов 3 м она составляет около 0,9 м, то есть более чем в два раза превышает среднеквадратичную высоту неровностей. При дальнейшем снижении высот корреспондирующих пунктов остаются освещенными с обеих сторон только наиболее высокие выступы поверхности, в случае морской поверхности — гребни самых высоких волн. При этом изменении средних высот зеркальных точек по длине трассы не наблюдается, а изрезанность графиков объясняется недостаточной статистической обеспеченностью из-за сокращения при малых углах скольжения числа незатененных зеркальных точек, по значениям которых производится усреднение.

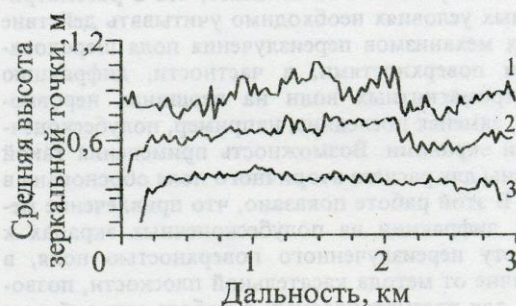


Рис. 3. Зависимость средней высоты зеркальной точки от дальности трассы:

- 1 — высоты корреспондирующих пунктов 3 м,
- 2 — высоты корреспондирующих пунктов 10 м,
- 3 — высоты корреспондирующих пунктов 40 м

От кривизны поверхности в точке отражения зависит дифференциальная поверхность рассеяния элемента и, в конечном счете, амплитуда переизлучаемого им поля в точке приема [2]. На рис. 4 представлены результаты определения средней кривизны отражающих элементов поверхности для трассы протяженностью 3 км при нескольких значениях высот корреспондирующих пунктов; модель морского волнения соответствовала длинам энергосущей волны 40 и 80 м при эффективной высоте волнения 0,18 и 0,36 м соответственно. Как видно из рисунка, средняя кривизна поверхности в точках зеркального отражения с точностью до разброса значений не зависит от места отражающего участка на трассе. Можно

отметить лишь уменьшение средней кривизны при увеличении высот корреспондирующих пунктов, что связано с постепенным возрастанием вероятности освещенности более низких вершин, кривизна которых в среднем меньше кривизны наиболее высоких гребней. При принятых для моделирования значениях параметров морского волнения по всей трассе средняя кривизна изменяется вокруг среднего значения, равного $K=0,015 \text{ м}^{-1}$ для развитого морского волнения с длиной энергонесущей волны 80 м и $K=0,03 \text{ м}^{-1}$ для энергонесущей волны 40 м. Данные о средней кривизне зеркально переизлучающих элементов, представленные на рис. 4, а также количественные оценки числа незатененных отражающих элементов (см. табл.) указывают на невозможность объяснения в рамках геометрической оптики и приближения Кирхгофа реально наблюдаемых интенсивностей отраженного шероховатой поверхностью сигнала при очень малых углах скольжения, так как число отражающих элементов убывает при этом до значений порядка единиц, в то время как экспериментальные данные [12] говорят о росте уровня вторичного поля с уменьшением высот корреспондирующих пунктов. Это означает, что в рассматриваемых условиях необходимо учитывать действие иных механизмов переизлучения поля шероховатыми поверхностями, в частности, дифракцию электромагнитных волн на вершинах неровностей, заменяя последние, например, полубесконечными экранами. Возможность применения такой замены для расчета вторичного поля обоснована в [13]. В этой работе показано, что привлечение метода дифракции на полубесконечных экранах к расчету переизлученного поверхностью поля, в отличие от метода касательной плоскости, позволяет для рассматриваемых в работе условий распространения радиоволны избежать противоречий с данными натурального эксперимента.

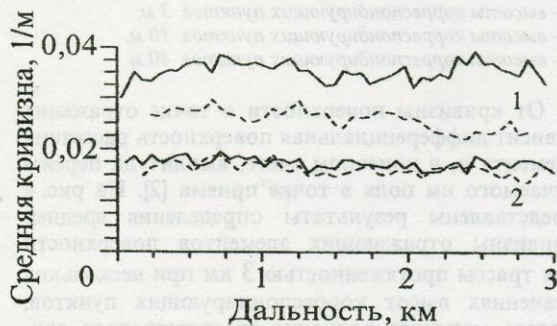


Рис. 4. Зависимость средней кривизны зеркального элемента от дальности трассы:

- высоты корреспондирующих пунктов 10 м,
- высоты корреспондирующих пунктов 40 м;
- 1 — энергонесущая длина морской волны $\Lambda_M = 40 \text{ м}$,
- 2 — $\Lambda_M = 80 \text{ м}$

Для уточнения границ применимости метода касательной плоскости воспользуемся критерием работы [14] для минимального угла скольжения, подставив в выражение (5) данные о средней кривизне зеркально переизлучающих элементов поверхности:

$$\sin \psi \gg \frac{1}{\sqrt[3]{RK^{-1}}}, \quad (5)$$

где ψ — угол скольжения, K — кривизна поверхности, $R=2\pi \cdot \lambda^{-1}$ — волновое число, λ — длина радиоволны. Результаты расчетов по выражению (5) представлены на рис. 5. Горизонтальными прямыми показаны граничные значения угла скольжения для различных длин волн, выше которых возможно применение метода касательной плоскости. На этом же рисунке для различных высот корреспондирующих пунктов показаны кривые текущего угла скольжения ψ в зависимости от текущей координаты вдоль трассы, полученные по выражению (6):

$$\psi(d) = |\beta(d) - \alpha(d)|, \quad (6)$$

где β — угол скольжения относительно средней плоскости поверхности, α — наклон зеркального элемента поверхности относительно оси ОХ, совпадающей со средней плоскостью поверхности. Значение α можно рассчитать аналитически. Из рис. 5 видно, что применение метода касательной плоскости возможно только для конечных участков трассы, протяженность которых мала по сравнению с протяженностью всей трассы.

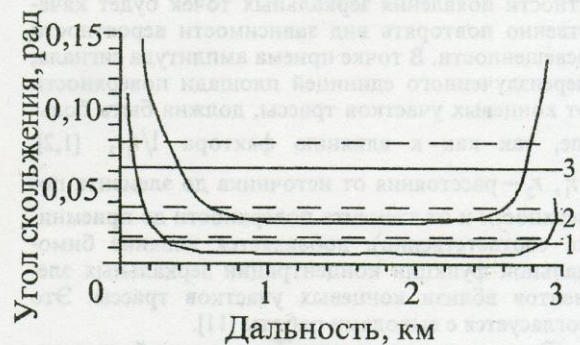


Рис. 5. Зависимость угла скольжения в точке зеркального отражения от дальности трассы:

- кривизна $0,015 \text{ м}^{-1}$,
- кривизна $0,03 \text{ м}^{-1}$;
- 1 — $\lambda = 0,1 \text{ м}$, 2 — $\lambda = 0,01 \text{ м}$, 3 — $\lambda = 0,001 \text{ м}$

В качестве критерия замены реального препятствия (в нашем случае – гребня волны) полубесконечным экраном можно воспользоваться выражением для граничного радиуса кривизны реального препятствия, выраженного в метрах, [15]:

$$\rho \leq \sqrt{\pi r_1^3 r_2^3 \lambda^{-1} d^{-3}} \cdot 10^{-6}, \quad (7)$$

где r_1 – расстояние от источника до вершины препятствия; r_2 – расстояние от вершины препятствия до приёмника; d – наклонная дальность от источника до приёмника; λ – длина радиоволны. Если радиус кривизны препятствия на трассе меньше полученного по (7), то при расчетах дифрагированного поля правомерна замена этого препятствия полубесконечным экраном. Вследствие того, что при малых углах скольжения зеркально переизлучающие элементы поверхности находятся, как правило, на гребнях самых высоких волн, полученными выше данными о средней кривизне зеркальных элементов поверхности можно воспользоваться при анализе критерия (7).

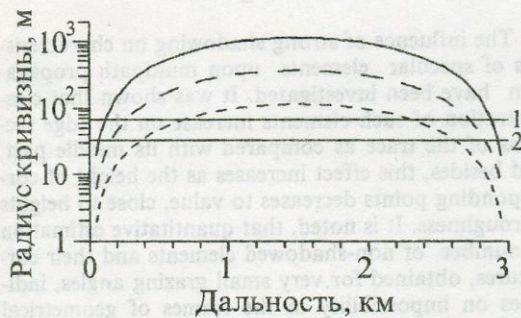


Рис. 6. Зависимость граничного радиуса кривизны от дальности трассы:

— $\lambda = 0,001$ м,

— — — $\lambda = 0,01$ м,

— · — · — $\lambda = 0,1$ м;

1 – $\rho = 33,3$ м, 2 – $\rho = 66,6$ м

На рис. 6 представлены расчетные кривые граничного радиуса кривизны для трех значений длин радиоволн. Горизонтальными линиями показаны значения для средних радиусов кривизны 33,3 м и 66,6 м, соответствующие средней кривизне $0,03$ м⁻¹ и $0,015$ м⁻¹ соответственно. Из рисунка видно, что при сделанных предположениях о форме поверхности при морском волнении представление переизлученного вершинами неровностей поля, как продукта дифракции на полубесконечных экранах волн миллиметрового и более

длинноволновых диапазонов, справедливо для большей части трассы, за исключением ее концевых участков. Однако при этом следует учитывать, что спектр Пирсона-Московитца не описывает пригребневой области ветровых волн, где согласно [16] на поверхности возникают структуры с короткими пространственными периодами и происходит существенное “обострение” вершины волны. Поэтому механизм переизлучения СВЧ радиоволн на этих участках трассы требует дополнительного изучения.

Выводы

Отметим следующие особенности, наиболее важные как с точки зрения построения прикладных расчетных моделей многолучевого распространения, аналогичных предлагаемому в [11], так и для развития теории этого явления.

Во-первых, исследован случай, когда высоты корреспондирующих пунктов сравнимы с высотами неровностей поверхности. В этой ситуации при углах скольжения, меньших эффективных углов наклона неровностей, вследствие влияния затенений средний наклон освещенных отражающих элементов оказывается существенно меньше той же величины для исходной поверхности без учета затенений. Концентрация таких элементов возрастает на концевых участках трассы по сравнению с ее средней частью, причем этот эффект усиливается при уменьшении высот корреспондирующих пунктов до значений, близких к высоте неровностей. Это означает, что при моделировании влияния многолучевого распространения на работу радиосистем, аналогичном рассмотренному, например, в [11], необходимо соответствующим образом корректировать форму и размеры “блестящей зоны”, а также распределение удельной эффективной поверхности рассеяния по трассе.

Во-вторых, полученные количественные оценки числа незатененных отражающих элементов и их кривизны указывают на невозможность объяснения в рамках геометрической оптики и приближения Кирхгофа реально наблюдаемых интенсивностей отраженного шероховатой поверхностью сигнала при очень малых углах скольжения, так как число отражающих элементов убывает при этом до значений порядка единиц. Это означает, что в рассматриваемых условиях необходимо учитывать действие иных механизмов переизлучения поля шероховатыми поверхностями, в частности, дифракцию электромагнитных волн на вершинах неровностей, как это предложено, например, в [13].

В-третьих, полученные в результате моделирования данные о средней кривизне зеркальных элементов на поверхности позволили уточнить границы применения используемых в настоящее время

мя методов расчета рассеяния поля элементами неровной поверхности применительно к морскому волнению: метода касательной плоскости и метода дифракции на полубесконечных экранах. Качественный анализ критериев (5) и (7) показал, что при форме поверхности, описываемой спектром Пирсона-Московитца, метод касательной плоскости применим только на концевых участках трассы, а метод дифракции на полубесконечной плоскости – для центральных участков трассы. Таким образом, при построении модели многолучевого распространения радиоволн СВЧ над поверхностью моря для получения характеристик вторичного поля необходимо учитывать вклад обоих механизмов, особенно для описания явлений в переходной области, когда углы скольжения соизмеримы с эффективными наклонами неровностей.

Литература

1. P. Beckman, A. Spizzichino. The scattering of electromagnetic wave from rough surface. London, Pergamon press, 1963, 303 p.
2. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние радиоволн на статистически неровной поверхности. Москва, Наука, 1972, 424 с.
3. Г. П. Кулемин, В. Б. Разказовский. Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами. Киев, Наукова думка, 1987, 230 с.
4. В. Б. Разказовский, Ю. А. Педенко. Зарубежная радиоэлектроника. 1996, №7, с. 29-39.
5. А. И. Михайловский, И. М. Фукс. Радиотехника и электроника. 1993, 38, №1, с. 112-122.
6. Ю. Ф. Логвинов. Тез. докладов IV Всесоюзной школы по распротр. ММ и СубММ волн в атмосфере. Н. Новгород, Изд-во НИРФИ, 1991, с. 88-89.
7. Ю. Ф. Логвинов. В сб. научных трудов: Распр. радиоволн ММ и СубММ диапазонов. Харьков, Изд-во ИРЭ АН УССР, 1989, с. 82-87.
8. Ю. М. Крылов. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Ленинград, Гидрометеоздат, 1966, 255 с.
9. Акустика океана. Под ред. Л. М. Бреховских. Москва, Наука, 1974, 693 с.
10. И. Н. Давидан. Ветровое волнение в Мировом океане. Ленинград, Гидрометеоздат, 1985, 255 с.
11. Д. Бартон. ТИИЭР. 1974, 62, №6, с. 37-61.
12. В. А. Зуйков, Ю. А. Педенко, В. Б. Разказовский. В сб. научных трудов: Распространение радиоволн ММ и субММ диапазона. Харьков, Изд-во ИРЭ АН УССР, 1989, с. 76-82.
13. Ю. Ф. Логвинов, Ю. А. Педенко, В. Б. Разказовский. Изв. вузов. Радиофизика. 1996, 39, №5, с. 547-558.
14. Е. А. Фейнберг. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Москва, Изд-во АН СССР, 1961, 535 с.
15. D. K. Barton. Radar-77 Int. Conf. London, 1977, pp. 308-312.
16. A. D. Rozenberg, D. C. Quigley, W. K. Melville, A. G. Mondloch. IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing. 1995, 33, No. 6, pp. 1037-1046.

Influence of Strong Shadowing on Characteristics of Specular Elements upon Multipath Propagation

Yu. F. Logvinov

The influence of strong shadowing on characteristics of specular elements upon multipath propagation have been investigated. It was shown that concentration of such elements increase on the edge sections of the trace as compared with its middle part, and besides, this effect increases as the height of corresponding points decreases to value, close to heights of roughness. It is noted, that quantitative estimation of number of non-shadowed elements and their curvatures, obtained for very small grazing angles, indicates on impossibility in the frames of geometrical optics and Kirchhoff approaches to explain the intensity of signals reflected by rough surface that are really observed. The bounds of applicability of the most used mathematical methods, the method of tangent plane and the method of diffraction on semiinfinite screen, with taking into account of data concerned to average curvature of specular elements of the surface were investigated.