

УДК 551.46

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ МОРЕМ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

В. А. Зуйков, Г. П. Кулемин, В. И. Луценко

Рассматриваются особенности экспериментальных угловых зависимостей удельной ЭПР моря при малых углах скольжения (менее $0^{\circ},5$), полученные на волнах 3,2 см, 8 мм и 4 мм. Оценивается влияние на нее повышенной рефракции в приводном слое тропосферы, а также брызг, образующихся при обрушивании морских волн.

Экспериментальные исследования обратного рассеяния радиоволн СВЧ диапазона морской поверхностью при скользящих углах наиболее полно проведены в дециметровом и сантиметровом диапазонах частот [1]; в миллиметровом диапазоне, особенно при углах скольжения менее $0^{\circ},5$, экспериментальные данные о характеристиках отраженного сигнала практически отсутствуют.

Угловые зависимости удельной эффективной поверхности рассеяния (σ°) в основном хорошо согласуются с теоретическими результатами, полученными в рамках двухмасштабной модели морской поверхности [2, 3]. Согласно этой модели в диапазоне углов скольжения менее нескольких градусов σ° меняется пропорционально четвертой степени угла скольжения, что объясняется как интерференцией, так и маскирующим эффектом «первой морской волны» на все последующие.

Однако авторы [4] отметили, что в трехсантиметровом диапазоне волн в условиях повышенной рефракции для углов скольжения свыше $0^{\circ},1$ выполняется зависимость $\sigma^{\circ} \sim \psi$ (где ψ — угол скольжения), в то время как при стандартной рефракции сохраняется зависимость $\sigma^{\circ} \sim \psi^4$ для углов скольжения меньше критического.

В условиях обрушивания морских волн и появления брызг зависимость $\sigma^{\circ}(\psi)$ при малых углах скольжения также должна отличаться от предсказываемой теорией, особенно в миллиметровом диапазоне волн.

1. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования обратного рассеяния морской поверхностью проведены на волнах 3,2 см, 8,15 мм и 4,1 мм при использовании различных поляризаций излучения и приема. Измерительный комплекс работал в импульсном режиме с длительностями импульсов 0,2 и 0,4 мкс и частотами повторения 2,5 и 5,0 кГц. Мощность в импульсе составляла 100 кВт на волне 3,2 см, 48 кВт — на волне 8,15 мм и 15 кВт — на волне 4,1 мм.

Измерения проводились в районе г. Севастополя в течение 1977—1979 гг. Измерительный комплекс размещался на обрывистом берегу на высоте 5,5 м от уровня моря; наличие больших глубин, достигающих 20—25 м на дальности не более 500 м от берега, позволило с достаточной достоверностью экстраполировать полученные результаты на открытое море.

Регистрация отраженных сигналов производилась с помощью фотописца типа Н-115 и двухканального магнитофона с аналоговой записью. Для калибровки использовались эталонные уголкового отражатели. Суммарная погрешность оценки удельной ЭПР морской поверхности, согласно расчету, не превышала 4 дБ.

Как уже отмечалось ранее [5], отраженный от моря сигнал при малых углах скольжения имеет ряд особенностей, наиболее заметных при горизонтальной поляризации. На малых дальностях (до 1—1,5 км), кроме непрерывного шумоподобного отражения, наблюдаются «всплески» сигнала, на 10—15 дБ превышающие средний уровень. С дальнейшим уменьшением угла скольжения отражения приобретают ярко выраженный импульсный характер, непрерывный сигнал исчезает, что может быть обусловлено затенением большей части волн «первой» крупной волной. Частота появления «всплесков» при уменьшении угла скольжения также уменьшается.

В качестве основного параметра, характеризующего состояние морской поверхности, нами выбрана скорость ветра, что обусловлено как сравнительно простой связью между ней и параметрами морской волны, так и преобладающим влиянием ветра на интенсивность отражений от поверхности моря.

Исследования зависимости принятой мощности от дальности (угла скольжения), проведенные на трех волнах, позволяют отметить в ней ряд особенностей.

На волне 3,2 см при углах скольжения от 0°,5 до 0°,1 зависимость принятой мощности от дальности может быть аппроксимирована выражением $P_{пр} \sim r^{-5} \div r^{-7}$. Как известно [6], при некотором критическом угле

$$\psi_{кр} = \lambda/5H, \quad (1)$$

где H — эффективная высота морской волны, а λ — длина волны, в зависимости $\sigma^0(\psi)$ происходит переход от области плато к интерференционной области, и при $\psi < \psi_{кр}$ должна выполняться зависимость $P_{пр} \sim r^{-7}$. Однако из анализа данных, приведенных на рис. 1а (усредненные результаты 8 опытов, проведенных при скорости ветра 6—8 м/с), видно, что имеется большая переходная зона, в которой $P_{пр} \sim r^{-5}$.

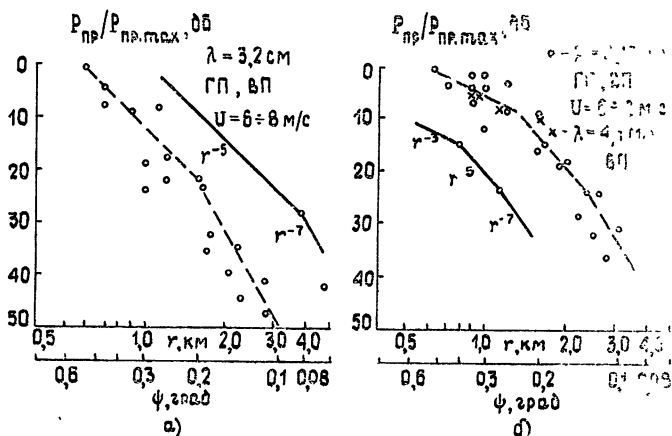


Рис. 1. Зависимость принятой мощности от дальности.

Переходная зона простирается до 1,5—2 км, и лишь затем выполняется соотношение для интерференционной области. В длинноволновой части сантиметрового диапазона переходная область не наблюдалась [6].

В миллиметровом диапазоне заметен переход от зависимости $P_{пр} \sim r^{-3}$, характерной для области плато, к зависимости $\sim r^{-5} \div r^{-7}$.

В качестве иллюстрации на рис. 16 приведена зависимость $P_{пр} = f(r)$, полученная в те же дни, что и данные рис. 1а. Из анализа рис. 16 видно, что переходная зона, в которой $P_{пр} \sim r^{-5}$, перекрывает дальности от 1 км до 2—2,5 км (энергетический потенциал измерительной системы на волне 4,1 мм не позволил получить данные для углов скольжения меньше критического, поэтому на этой волне выполняется зависимость $P_{пр} \sim r^{-3}$; эти результаты отмечены на рис. 16 крестиками).

Для оценки величины критического угла в зависимости от скорости ветра и длины волны нами использовано дающее хорошее совпадение с экспериментальными данными выражение

$$\psi_{кр} = \lambda/0,015 U^{2,5}, \quad (2)$$

где U — скорость ветра, м/с; λ — длина волны, м.

Приведенные данные характеризуют зависимость $\sigma^\circ = f(\psi)$. В ней также прослеживается большая переходная область, в которой не выполняется соотношение $\sigma^\circ \sim \psi^4$. На рис. 2 приведен график $\sigma^\circ = f(\psi)$ для трех волн, хорошо иллюстрирующий указанную особенность, особенно в диапазоне миллиметровых волн.

Следует отметить, что в миллиметровом диапазоне волн происходит более быстрое «насыщение» удельной ЭПР при увеличении скорости ветра, чем на волне 3 см. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведена зависимость $\sigma^\circ = f(U)$ для угла скольжения $\psi = 0^\circ,25$. Как видно из рисунка, на волне 8 мм рост σ° с увеличением скорости ветра происходит до значений $U = 5 \div 7$ м/с; дальнейшее усиление ветра не приводит к заметному увеличению σ° .

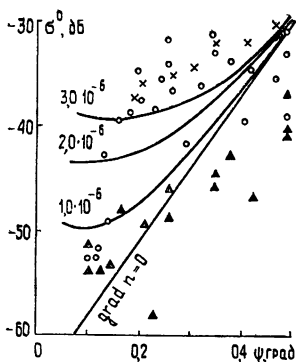


Рис. 2.

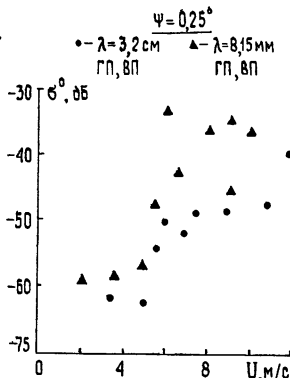


Рис. 3.

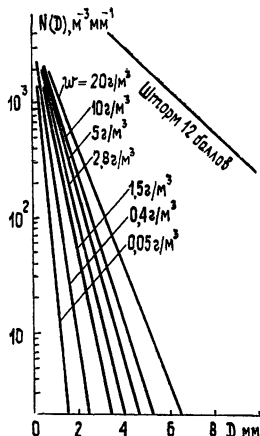


Рис. 4.

Рис 2 Угловая зависимость σ° (экспериментальные данные — треугольники — волна 3,2 см, кружки — 8,15 мм, крестики — 4,1 мм, сплошные линии — расчет для различных градиентов показателя преломления).

Рис. 3. Зависимость σ° от скорости ветра.

Рис 4 Распределение капель по размерам для различной водности.

Во всех представленных зависимостях не делалось различия в поляризации. Удельная ЭПР на горизонтальной поляризации при имевших место в опытах углах скольжения превышала σ° на вертикальной поляризации на 1—2 дБ, что не превосходит точности определения ее величины.

2. ВЛИЯНИЕ ПОВЫШЕННОЙ РЕФРАКЦИИ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ

Одной из причин появления большой переходной зоны от области плато к области интерференции, наблюдаемой как в миллиметровом, так и в коротковолновой части сантиметрового диапазона, может

явиться повышенная рефракция с очень высокими градиентами в приводном слое атмосферы [4]. В этих условиях действительный угол скольжения оказывается больше определяемого из геометрических соображений, что и приводит к росту удельной ЭПР. Действительно, примем, что в области интерференции выполняется зависимость

$$\sigma^\circ = k \psi^4, \quad (3)$$

где $k = \text{const}$, $\psi = \psi_r + \psi_p$, $\psi_r \approx h_{\text{РЛС}}/r$ — геометрический угол скольжения, $h_{\text{РЛС}}$ — высота размещения антенн, r — дальность до исследуемого участка морской поверхности, $\psi_p = (1/2)r \text{grad } n$ — угол скольжения за счет рефракции, $\text{grad } n$ — градиент показателя преломления.

Тогда при условии постоянства $\text{grad } n$ в приводном слое тропосферы

$$\sigma^\circ = k [\psi_r + (h_{\text{РЛС}}/2r) \text{grad } n]^4, \quad (4)$$

т. е. величина удельной ЭПР для малых углов скольжения, определяемых из геометрических соображений, оказывается выше, чем это следует из (3). В качестве иллюстрации на рис. 2 сплошными кривыми приведены зависимости $\sigma^\circ = f(\psi_r)$ для нескольких значений градиента показателя преломления. Как видно из него, экспериментальные значения σ° соответствуют $|\text{grad } n| \geq (2 \div 3) \cdot 10^{-6}$.

Проведение радиофизических исследований сопровождалось метеорологическими измерениями, в результате которых определялись показатель преломления и его градиент в приводном слое тропосферы на высотах менее 11,5 м над уровнем моря. Прежде всего следует отметить высокую изменчивость градиента показателя преломления g в течение суток, достигавшую $2-2,5 N \text{ м}^{-1}$, причем в слое 0—5 м он, как правило, превышал величину $-0,157 N \text{ м}^{-1}$, т. е. существовали условия тропосферного волновода.

Следует отметить, что в слое 0—5 м лишь в 12% случаев наблюдались значения $|g| < 0,157 N \text{ м}^{-1}$, а в остальное время существовала повышенная рефракция с условиями, необходимыми для возникновения атмосферного волновода. В то же время в слое 5—11 м эти условия существовали в 50% случаев.

По результатам работы [7], полученным в другом районе Черноморского побережья, условия повышенной рефракции с $|\text{grad } n| \geq 0,157 N \text{ м}^{-1}$ в слое 0,5—40 м существуют до 20—25% общего времени наблюдения и достигают 67% в июле.

Однако полученные экспериментальные величины g оказались, в среднем, ниже значений, требуемых для объяснения угловой зависимости σ° , т. е. механизм влияния повышенной рефракции не дает полного объяснения полученным результатам.

3. ВЛИЯНИЕ МОРСКИХ БРЫЗГ НА УГЛОВУЮ ЗАВИСИМОСТЬ УДЕЛЬНОЙ ЭПР

При воздействии ветра на морскую поверхность в условиях обрушивания волн на границе раздела воздуха и воды возникает промежуточная зона переменной плотности, представляющая собой смесь кофечных объемов воды и воздуха. Если в сантиметровом диапазоне волн, особенно в его длинноволновой части, можно пренебречь вкладом отражений от брызг в суммарный рассеянный сигнал, то в миллиметровом диапазоне при малых углах скольжения этот вклад может оказаться существенным.

С учетом рассеяния радиоволн СВЧ диапазона от брызг, срывае-
вых с гребней волн и образующихся при разрушении последних, сум-
марная ЭПР может быть представлена в виде

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_{бр}. \quad (5)$$

ЭПР морской поверхности определяется выражением [1]

$$\sigma_m = \sigma_m^\circ(\psi, U) \frac{c \tau_n}{2} r \theta_{0,5}, \quad (6)$$

где $\sigma_m^\circ(\psi, U)$ — удельная ЭПР морской поверхности, являющаяся функ-
цией угла скольжения ψ и скорости ветра U ; τ_n — длительность им-
пульса РЛС, c — скорость света, r — дальность до облучаемого участка
поверхности, $\theta_{0,5}$ — ширина диаграммы направленности РЛС в азиму-
тальной плоскости по уровню половинной мощности. Второе слагаемое
в (5) определяет вклад в суммарную ЭПР, вносимую отражением от
брызг, и может быть вычислено как интеграл по объему V :

$$\sigma_{бр} = \int_V \eta(h, U) dV,$$

где $\eta(h, U)$ — удельная объемная ЭПР брызг, определяемая как функ-
ция высоты h над морской поверхностью и скорости ветра U .

В предположении однородности удельной объемной ЭПР в плоско-
сти сечения $h = \text{const}$ это выражение упрощается и приобретает вид

$$\sigma_{бр} = r \frac{c \tau_n}{2} \theta_{0,5} \int_0^\infty \eta(h, U) dh. \quad (7)$$

Тогда с учетом (6) и (7) выражение (5) принимает вид

$$\sigma = \frac{c \tau_n}{2} r \theta_{0,5} \left[\sigma_m^\circ(\psi, U) + \int_0^\infty \eta(h, U) dh \right],$$

а удельная ЭПР

$$\sigma^\circ = \sigma_m^\circ \left(1 + \int_0^\infty \eta(h, U) dh / \sigma_m^\circ \right). \quad (8)$$

Удельная объемная ЭПР $\eta(h, U)$ по аналогии с рассеянием на дожде-
вых каплях может быть определена из следующего соотношения:

$$\eta(h, U) = \int_0^\infty \sigma(D, \lambda) N(D, h, U) dD, \quad (9)$$

где $\sigma(D, \lambda)$ — ЭПР капли радиусом D , $N(D, h, U)$ — число капель
радиусом от D до $D + dD$ в единице объема, λ — длина волны РЛС.
Величина ЭПР отдельной сферической частицы рассчитывается по из-
вестной формуле Ми [8]:

$$\sigma(D, \lambda) = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (a_n - b_n) \right|^2, \quad (10)$$

где коэффициенты a_n и b_n определяются сложным образом через функ-
ции Бесселя и Ханкеля.

В сантиметровом диапазоне волн, когда $\rho = 2\pi D/\lambda \ll 1$, расчет ЭПР отдельной частицы упрощается, так как в формуле (8) можно пренебречь членами, содержащими ρ в степени выше пятой; тогда

$$\sigma = \pi^5 D^6 / \lambda^4 | (m^2 - 1) / (m^2 + 2) |^2, \quad (11)$$

где $m = (\epsilon - 1) / (\epsilon + 2)$, ϵ — диэлектрическая проницаемость воды. Однако на волнах короче 1 см использование (11) приводит к значительным погрешностям, поэтому расчет ЭПР отдельной частицы необходимо проводить с использованием выражения (10). Как показано в [9], для сферических водяных капель использование для расчетов формулы (10) в сантиметровом диапазоне возможно при $\rho < 0,13$. По мере дальнейшего увеличения ρ ЭПР капли становится меньше величины, даваемой формулой (11), и испытывает колебания в соответствии с различными резонансами сферической частицы. Качественная сторона явления аналогична наблюдаемой для сферы с бесконечной проводимостью, но резонансные максимумы и минимумы колеблются вокруг меньшей средней величины, чем в случае металлической сферы, что связано с влиянием множителя $| (m^2 - 1) / (m^2 + 2) |$, т. е. диэлектрической проницаемости воды. Исследование зависимости этого множителя от длины волны показало, что он незначительно падает с укорочением длины волны вплоть до волны 6 мм. Так, на волне 3,2 см этот множитель равен 0,928, на волне 1,24 см — 0,916, а на волне 6,2 мм — 0,87. Лишь с дальнейшим укорочением длины волны $\lambda \leq 3$ мм происходит заметное уменьшение диэлектрической проницаемости воды и, следовательно, этого множителя [9].

Распределение морских брызг по размерам в настоящее время изучено крайне плохо. Распределение морских брызг было получено, в основном, на больших высотах над поверхностью воды и на побережье моря [10, 11]; лишь в ограниченном числе работ [12–14] имеются экспериментальные данные о распределении брызг по размерам на малых высотах над поверхностью моря. Анализ этих работ позволяет сделать вывод о том, что как и для дождей, распределение капель по размерам в единице объема может быть описано распределением Маршалла — Пальмера [12]

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad [m^{-3} \cdot cm^{-1}], \quad (12)$$

где

$$\Lambda = aI^b = 41I^{-0,21} [cm^{-1}], \quad (13)$$

$N_0 = 8 \cdot 10^4 [m^{-3} \cdot cm^{-1}]$, I — интенсивность в мм/час.

Учитывая связь между интенсивностью и водностью ω , показанную в [9], можно получить соотношение

$$I = 7,75 \omega^{1,14}, \quad (14)$$

где ω — водность в г/м³. С учетом соотношений (13) и (14) получим

$$\Lambda \approx 26,7 \omega^{-0,24}. \quad (15)$$

На рис. 4 приведены распределения капель по размерам для различной водности, полученные с использованием данных [12, 13]. Семейство прямых с водностью 1,5–10,0 г/м³ соответствует волнению моря в 4–6 баллов, верхняя прямая на графике дает распределение капель для тропического шторма силой 12 баллов. Эти распределения капель являются функциями скорости ветра (морского волнения) и высоты над поверхностью моря, так как с увеличением высоты концентрация капель в единице объема уменьшается.

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о концентрации брызг в приводном слое имеют невысокую точность из-за трудности

взятия проб на очень малых высотах над поверхностью моря при сильном ветре. Более надежные данные могли бы быть получены по измерениям потока солевых частиц [11, 12], однако они дают сведения лишь о тех каплях, которые вследствие малых размеров не вернулись обратно в воду. Механизм образования брызг исследовался более детально в аэродинамических трубах [10], но эти эксперименты далеко не адекватны естественному процессу. В качестве примера полученных экспериментально зависимостей водности от скорости ветра на рис. 5а показана эта зависимость, полученная в работе [13] на высоте 13 см над поверхностью моря. Точками на этом рисунке обозначены экспериментальные данные [13], штриховой линией — полученная нами аппроксимация зависимости $\omega = f(U)$, где U — скорость ветра, м/с. Аппроксимирующая функция имеет вид (в диапазоне скоростей ветра 5—20 м/с)

$$\omega [г/см^3] = A \exp(cU), \quad (16)$$

где $A = 3 \cdot 10^{-12} г/см^3$, $c = 0,83 м^{-1} с$.

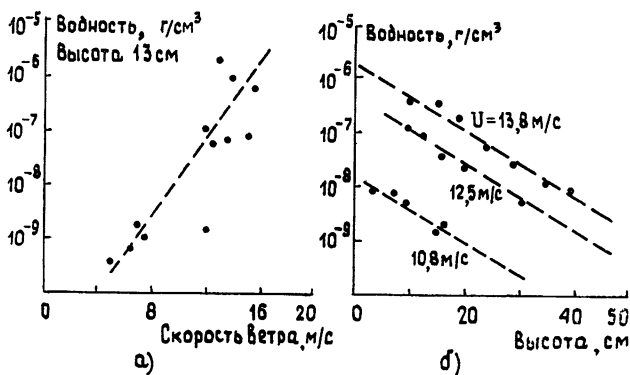


Рис. 5. Зависимость водности от скорости ветра и высоты над морской поверхностью (точки — экспериментальные данные, штриховые линии — аппроксимация).

Аппроксимация зависимости $\omega = f(U)$ экспоненциальной функцией совпадает с полученной в [12] аналогичной аппроксимацией концентрации солевых ядер от скорости ветра. Следует отметить, что аппроксимация зависимости $\omega = f(U)$ выражением (16) справедлива для скоростей ветра, не превышающих 18—20 м/с. Дальнейшее увеличение скорости ветра не приводит к заметному росту водности, так как число участков морской поверхности, на которых происходит разрушение волн, согласно [13], остается неизменным, что ограничивает скорость возникновения брызг. Авторы [14] наблюдали срыв брызг в аэродинамическом лотке при разных скоростях ветра на различных высотах над поверхностью воды. Вертикальное распределение водности, полученное с учетом данных этих авторов, приведено на рис. 5б. Видно, что водность быстро уменьшается с высотой, и на 30 см поток воды в брызгах составляет лишь 10% от его величины на уровне 10 см. Зависимость можно аппроксимировать выражением

$$\omega = \omega_0 \exp(-h/h_0), \quad (17)$$

где $h_0 \approx 7,62 см$, ω_0 — максимальное значение водности на нулевой высоте. Тогда с учетом (16) общая зависимость водности от скорости ветра и высоты над поверхностью воды может быть представлена в виде

$$\omega = A_0 \exp(0,83 U - h/h_0), \quad (18)$$

где $A_0 = 2,4 \cdot 10^{-11} [г/см^3]$.

С учетом полученного выражения для водности (18) проведен расчет максимальной удельной объемной ЭПР в функции скорости ветра (водности). При этом использовано распределение брызг по размеру согласно Маршаллу и Пальмеру (12), а для оценки ЭПР отдельной капли применена точная формула Ми (10). Результаты расчета $\eta_{\max} = f(U)$ приведены на рис. 6. Следует отметить, что на волне 8 мм значения η_{\max} на один-два порядка превышают полученные значения η_{\max} для волны 3,2 см. С увеличением скорости ветра свыше 13—15 м/с рост удельной объемной ЭПР в миллиметровом диапазоне начинает замедляться, это объясняется тем, что при увеличении скорости ветра возрастает число крупных капель, ЭПР которых вследствие осцилляции функции $\sigma(D, \lambda)$ может быть меньше, чем у капель меньших размеров.

С учетом данных рис. 6 рассчитана угловая зависимость удельной ЭПР, даваемая выражением (8). При этом предполагалось, что угловая зависимость удельной ЭПР морской поверхности аппроксимируется зависимостью

$$\sigma_m^{\circ} = \begin{cases} \sigma_{\max}^{\circ} (\psi/\psi_{\text{кр}})^4, & \psi < \psi_{\text{кр}} \\ \sigma_{\max}^{\circ}, & \psi \geq \psi_{\text{кр}} \end{cases} \quad (19)$$

Расчет проведен для волны $\lambda = 0,8$ см, $\sigma_{\max}^{\circ} = -30$ дБ и трех скоростей ветра: $U = 0, 12, 15$ м/с. Результаты расчета приведены на рис. 7. Из рисунка видно, что с повышением скорости ветра падение σ° с уменьшением угла скольжения резко замедляется.

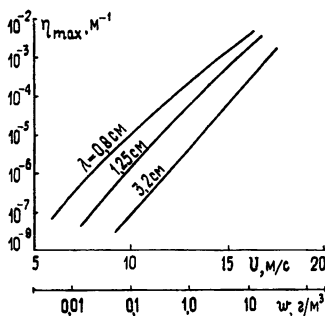


Рис. 6.

Рис 6 Зависимость удельной объемной ЭПР брызг от скорости ветра (водности)

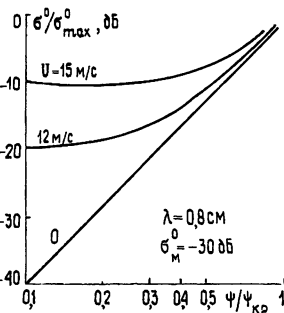


Рис. 7.

Рис. 7 Угловая зависимость σ° для различных скоростей ветра

Таким образом, появление брызг, связанных с обрушиванием морских волн, приводит на волнах миллиметрового диапазона к заметному возрастанию удельной ЭПР при малых углах скольжения.

Полученные зависимости учитывают средний вклад в рассеянный сигнал от брызг, находящихся в приводном слое, статистически устойчиво. Вклад от брызг в момент обрушивания волны оценивался в [15].

Падение σ° с дальнейшим уменьшением ψ (увеличением дальности) может быть объяснено влиянием затенения [3]. Поскольку в этом случае большая часть поверхности находится в зоне тени и вклад в рассеяние дают лишь отдельные участки, связанные с гребнями крупных волн, то начинает терять смысл само понятие удельной ЭПР.

Таким образом, исследование отражений от морской поверхности при малых углах скольжения показывает, что:

1) В угловой зависимости удельной ЭПР появляется переходная область, особенно хорошо выраженная в миллиметровом диапазоне.

2) Причинами появления этой области могут явиться два механизма: повышенная рефракция в приводном слое атмосферы и брызги, появляющиеся при разрушении морских волн.

3) В зависимости удельной ЭПР от скорости ветра в миллиметровом диапазоне волн «насыщение» наступает при меньших скоростях, чем в сантиметровом.

Проведен расчет влияния рассеяния от брызг с учетом их концентрации в приводном слое на общую ЭПР моря.

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по радиолокации /Под ред М Скольника. — М: Сов радио, 1976 — Т 1
2. Калмыков А. И., Островский И. Е., Розенберг А. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 6, с 1117.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности — М. Наука, 1972
4. Dyer F. B., Currie N. C. Int. IEEE/AP-S Symp. Program and Dig., Atlanta, 1974, № 4, p. 323.
5. Калмыков А. И., Курскин А. С., Лементя Ю. А., Пустовойтенко В. В. Препринт ИРЭ АН УССР № 40 — Харьков, 1974
6. Мишель — Зарубежная радиоэлектроника, 1972, № 7, с 13
7. Дорфман Н. А., Кабанов В. А., Кивва Ф. В., Тургенев И. С. — Изв АН СССР Сер Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 5, с. 549.
8. Распространение ультракоротких радиоволн /Под ред Б. А. Шиллерова — М Сов радио, 1954
9. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии — Л Гидрометеониздат, 1973
10. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. — Л: Гидрометеониздат, 1968
11. Woodcock A. H. — J. Meteor., 1953, 10, p. 362.
12. Woodcock A. H. — J. Meteor., 1952, 9, p. 200.
13. Monahan E. C. — J. Geoph Res, 1968, 73, № 4, p. 1127.
14. Okuda S., Hayami S. — Res Oceanog Works Japan, 1959, 5, p. 6
15. Калмыков А. И., Курскин А. С., Лементя Ю. А., Островский И. Е., Пустовойтенко В. В. — Изв вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 9, с 1316

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
21 мая 1980 г.

PECULIARITIES OF VHF RADIATION SCATTERING BY THE SEA WITH SMALL GRAZING ANGLES

V. A. Zujkov, G. P. Kulemin, V. I. Lutsenko

Peculiarities of experimental angular dependences of a specific effective surface scattering (ESS) of the sea are considered at small grazing angles (less than $0^\circ.5$), obtained at waves 3.2 cm, 8 mm and 4 mm. An effect is estimated of an increased refraction in the near-water layer of the troposphere as well as drops formed in wave breaking.