

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 528.8+551.46.0

ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ДЛИННЫХ ВОЛН

© 2019 г. А. С. Запевалов*

*Морской гидрофизический институт РАН,
Российская Федерация, 229011 Севастополь, ул. Капитанская, 2*

*E-mail: sevzepter@mail.ru

Поступила в редакцию 09.11.2017 г.

После доработки 31.10.2018 г.

Принята к публикации 05.11.2018 г.

Проанализированы эффекты, вызванные изменениями локального угла падения при распространении резонансных волн по криволинейной поверхности, образованной длинными волнами. Построены модели, описывающие зависимость геометрического коэффициента рассеяния от угла падения при зондировании морской поверхности в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах. Развита методика, позволяющая сблизить модельные и полученные по данным измерений с космического аппарата оценки поляризаационного отношения. Найдено, что учет криволинейности поверхности примерно в полтора раза улучшает соответствие модельных расчетов данным прямым измерений.

DOI: 10.1134/S0033849419040132

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время основной объем информации о процессах, протекающих в океане и в пограничном слое атмосферы, получают на основе анализа данных дистанционного зондирования с космических аппаратов. При дистанционном зондировании практически вся информация считывается с морской поверхности. Ее достоверность во многом определяется корректностью и полнотой моделей, описывающих рассеяние радиоволн морской поверхностью.

Основные положения теории рассеяния радиоволн на морской поверхности были сформулированы в начале 70-х годов [1, 2]. Было установлено, что при малых углах падения (примерно до 20°) регистрируемый сигнал определяет механизм квазизеркального отражения. При углах падения 20°...70° доминирующим является резонансный (брегговский) механизм рассеяния.

В рамках резонансного механизма рассеяния длина радиоволны λ и длина резонансной поверхностной волны Λ_R связаны соотношением

$$\Lambda_R = \lambda / (2 \sin \theta), \quad (1)$$

где θ – угол падения. Из (1) следует, что резонансными являются волны, длина которых сопоставима с длиной радиоволны. Зондирование морской поверхности из космоса в основном осуществляется радиолокаторами, работающими в сантиметровом диапазоне длин волн [3]. Соответственно, ре-

зонансное рассеяние происходит на гравитационно-капиллярных и самых коротких гравитационных волнах, которые часто называют рябью.

В поле морских волн всегда присутствуют составляющие, длина и энергия которых больше длины и энергии волн ряби [4]. Поэтому рябь распространяется по криволинейной поверхности, что оказывает заметное влияние на характеристики поля радиоволн, рассеянных на границе океан–атмосфера [5–7].

Цель данной работы – провести анализ влияния уклонов, создаваемых длинными по сравнению с рябью волнами, на поле рассеянных назад радиоволн миллиметрового, сантиметрового и дециметрового диапазонов.

1. НОРМИРОВАННОЕ СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ПЛОСКОЙ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В ситуации, когда резонансные волны распространяются по плоской поверхности, нормированное сечение обратного рассеяния можно записать в виде [5]

$$\sigma_{pp}^0 = 8\pi k^4 |G_{pp}(\theta)|^2 [\Xi(\vec{K}_R) + \Xi(-\vec{K}_R)], \quad (2)$$

где p – вид поляризации, первый индекс соответствует поляризации излучаемого сигнала, второй – принимаемого; $|G_{pp}(\theta)|^2$ – коэффициент рассеяния, зависящий от вида поляризации, а также от

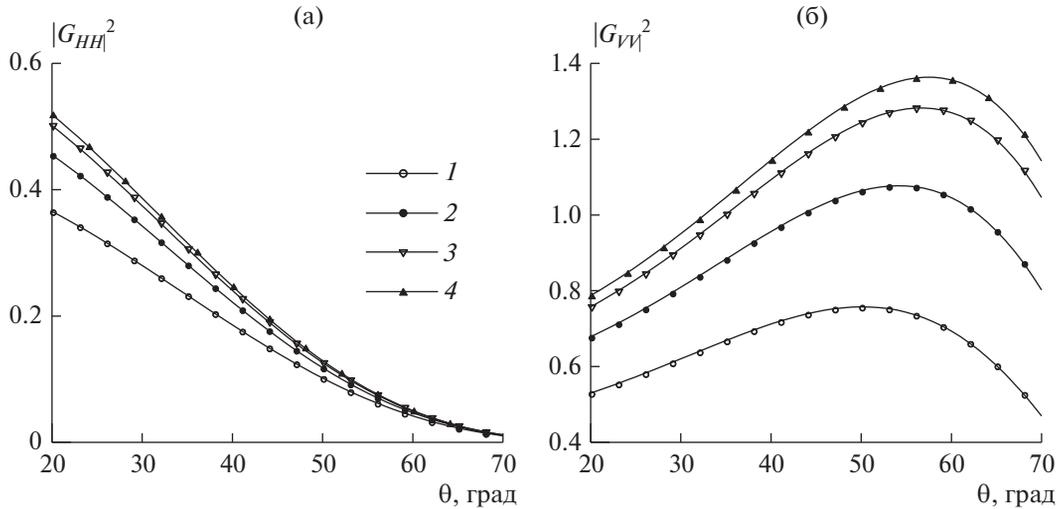


Рис. 1. Зависимости коэффициента рассеяния $|G_{pp}|^2$ HH -поля (а) и VV -поля (б) от угла падения θ при длине волны 0.4 (1), 1 (2), 3 (3) и 10 см (4).

электрофизических свойств морской воды; $\Xi(\vec{K}_R)$ – двумерный спектр морской поверхности; \vec{K}_R – волновой вектор резонансной компоненты поверхностных волн. Наличие двух слагаемых $\Xi(\vec{K}_R)$ и $\Xi(-\vec{K}_R)$ обусловлено тем, что резонансное рассеяние создают волны, удовлетворяющие условию (1) и распространяющиеся как в прямом, так и обратном направлении относительно направления радиозондирования. Поскольку спектр $\Xi(\vec{K}_R)$ является случайной величиной, то и параметр σ_{pp}^0 – случайная величина.

В общем случае коэффициент рассеяния зависит от угла падения радиоволн и относительной диэлектрической проницаемости морской воды [8]

$$G_{VV}(\theta) = \cos^2 \theta \frac{(\varepsilon - 1) [\varepsilon(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta]}{[\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}]^2}, \quad (3)$$

$$G_{HH}(\theta) = \cos^2 \theta \frac{(\varepsilon - 1)}{[\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}]^2}, \quad (4)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость морской воды под границей раздела океан–атмосфера. Относительная диэлектрическая проницаемость является функцией трех переменных: температуры T и солёности S морской воды, а также частоты ν зондирующей радиоволны.

Для дальнейшего анализа воспользуемся моделью, описывающей относительную диэлектри-

ческую проницаемость, которая построена на основе двухчастотной аппроксимации Дебая [9]

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_s(T, S) - \varepsilon_1(T, S)}{1 + i\nu/\nu_1(T, S)} + \frac{\varepsilon_1(T, S) - \varepsilon_\infty(T, S)}{1 + i\nu/\nu_2(T, S)} + \varepsilon_\infty(T, S) - i \frac{\sigma(T, S)}{2\pi\varepsilon_0\nu}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_s(T, S)$ – статическая диэлектрическая проницаемость; $\varepsilon_1(T, S)$ – промежуточный диэлектрический параметр; $\varepsilon_\infty(T, S)$ – “оптическая” диэлектрическая проницаемость; $\nu_1(T, S)$, $\nu_2(T, S)$ – первая и вторая частоты релаксации Дебая; $\sigma(T, S)$ – электропроводность воды; ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Зависимости коэффициента рассеяния от угла падения, полученные при разных длинах зондирующей радиоволны, представлены на рис. 1. Расчеты проведены для температуры, равной 17.5° , что соответствует средней температуре поверхностных вод Мирового океана, и при солёности 35‰, соответствующей его средней солёности.

2. НОРМИРОВАННОЕ СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ПРИСУТСТВИИ ДЛИННЫХ ВОЛН

Если в волновом поле присутствуют составляющие, длина которых удовлетворяет условию

$$\Lambda \gg \Lambda_R, \quad (6)$$

то модель (2), описывающая распространение резонансных волн по плоской поверхности, становится некорректной, поскольку подстилающая поверхность является криволинейной. Это при-

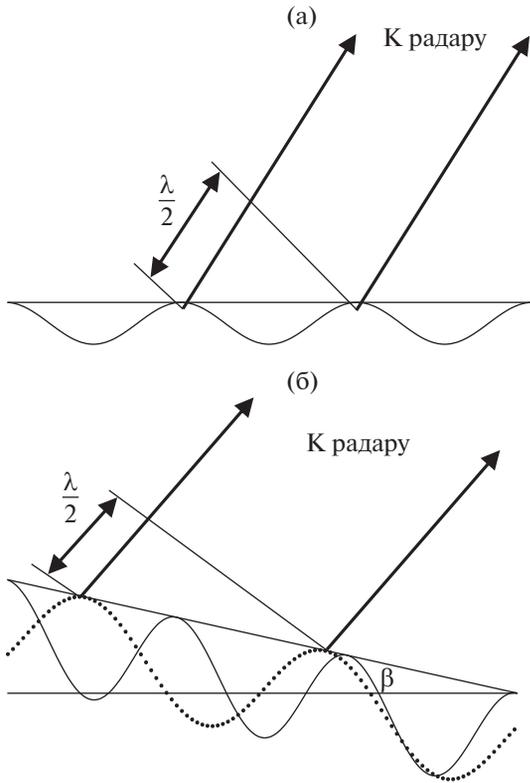


Рис. 2. Резонансное рассеяние на волнах, распространяющихся по горизонтальной (а) и наклонной (б) поверхностям.

водит к изменению локального угла падения θ [2]. Соответственно, меняется условие резонанса (1) и величина коэффициента рассеяния $|G_{pp}(\theta)|^2$. Чтобы учесть этот эффект, в (1) и (2) нужно перейти к новой переменной $\theta_L = \theta - \beta$, где β – локальный угол наклона поверхности в направлении зондирования. Волны, которые удовлетворяют условию (6), будем называть длинными.

Эффект присутствия длинной волны иллюстрирует рис. 2. Он включает два фрагмента: отражение от резонансной волны, распространяющейся по горизонтальной поверхности (см. рис. 2а) и отражение от волн, распространяющихся по наклонной поверхности (см. рис. 2б). Видно, что волна, для которой выполнялось условие резонанса на плоской поверхности (сплошная кривая), на наклонной поверхности этому условию не соответствует. В данном случае условию резонанса соответствует более длинная волна (пунктир). В случае смены знака локального угла наклона поверхности β условию резонанса будет соответствовать более короткая волна.

При описании шероховатости морской поверхности используются две характеристики, каковыми являются уклоны ξ (первые пространственные производные возвышений поверхности) и углы укло-

нов β . Между собой эти характеристики связаны соотношением $\xi = \text{tg } \beta$. Уклоны морской поверхности малы и, как правило, используется аппроксимация $\xi \approx \beta$.

Чтобы учесть криволинейность поверхности, по которой распространяются резонансные волны, в работах [5, 10] было предложено усреднять σ_{pp}^0 по всему диапазону уклонов, создаваемых длинными волнами. Усреднение проводится с весом, пропорциональным плотности вероятностей уклонов в рамках аппроксимации $\xi \approx \beta$. Анализ ошибок, связанных с использованием данной аппроксимации, был проведен в работе [11], в которой показано, что дисперсии уклонов ξ^2 на 8% процентов выше, чем дисперсии углов β^2 . Различие в оценках статистических моментов более высоких порядков заметно больше.

Чтобы учесть влияние волн более длинных, чем резонансные волны, в работе [7] было предложено использовать усреднение σ_{pp}^0 по углам наклонов

$$\sigma_{pp}^L = \int \sigma_{pp}^0(k, \theta_L, \alpha) P(\beta) d\beta, \quad (7)$$

где P – функция плотности вероятностей углов β . Чтобы осуществить эту процедуру, двумерный спектр морской поверхности в выражении (2) надо представить как функцию локального угла падения. Промежуточные выкладки описаны в работе [7], здесь приведем выражение для σ_{pp}^L в окончательной форме:

$$\sigma_{pp}^L = \int 2\pi k^2 |G_{pp}(\theta_L)|^2 \frac{S(k2 \sin \theta_L)}{\sin \theta_L \cos \theta_L} \times [\Theta(k2 \sin \theta_L, \alpha) + \Theta(k2 \sin \theta_L, \alpha + \pi)] P(\beta) d\beta, \quad (8)$$

где S – одномерный спектр волновых чисел; α – азимутальный угол; Θ – функция азимутального распределения энергии поверхностных волн, удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_{-\pi}^{\pi} \Theta(\alpha) d\alpha = 1. \quad (9)$$

Морское волнение является слабо нелинейным процессом, и статистические моменты уклонов могут отклоняться от значений, соответствующих распределению Гаусса. Поскольку нелинейность мала и отклонения также малы, то в первом приближении можно принять, что распределение параметра β является гауссовским [12]. В этом случае, чтобы определить функцию плотности вероятностей, достаточно задать дисперсию угла наклона морской поверхности β^2 .

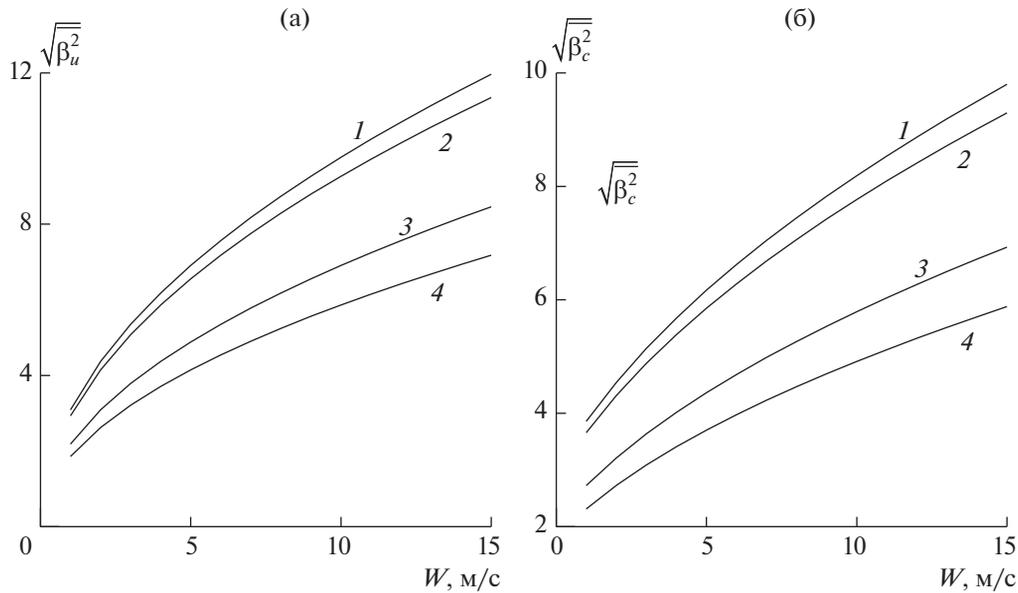


Рис. 3. Зависимости от скорости ветра W среднеквадратических измеренных вдоль (а) и поперек (б) направления ветра величин углов наклонов морской поверхности $\sqrt{\beta^2}$, создаваемых волнами, удовлетворяющими условию (6); зондирование на длинах радиоволн 0.4 (1), 1 (2), 3 (3) и 10 см (4).

Для дальнейшего анализа будем использовать результаты оптических измерений уклонов морской поверхности, полученные в работе [13]

$$\overline{\xi_u^2} = 0.00316W, \tag{10}$$

$$\overline{\xi_c^2} = 0.003 + 0.00192W, \tag{11}$$

где $\overline{\xi_u^2}$ и $\overline{\xi_c^2}$ – дисперсии уклонов вдоль и поперек направления ветра соответственно; W – скорость ветра на высоте 10 м. В дальнейшем, если выражение справедливо как для продольной, так и для поперечной компонент, нижний индекс не указывается.

Длины волн оптического диапазона много меньше длины самых коротких волн на морской поверхности. Поэтому оценки дисперсий уклонов, полученные в результате оптических измерений, определяются уклонами, создаваемыми всеми составляющими поля морских волн [14], т.е. волнами, длина которых как больше, так и меньше длины резонансных волн. Чтобы выделить часть дисперсии уклонов, создаваемых волнами, длина которых удовлетворяет условию (6), в работе [15] предложена полуэмпирическая функция

$$\overline{\xi_f^2}(f, W) = \begin{cases} (0.3 + 0.2f)\overline{\xi^2}(W) & \text{при } f \leq 35 \text{ ГГц} \\ \overline{\xi^2}(W) & \text{при } f \geq 35 \text{ ГГц} \end{cases}, \tag{12}$$

где f – частота зондирующей радиоволны, в ГГц; $\overline{\xi_f^2}(f, W)$ – дисперсия уклонов, создаваемая волнами, удовлетворяющими условию (6). Поскольку частота и длина радиоволны однозначно связаны между собой, не сложно построить аналогичную (12) функцию, где аргументом является длина радиоволны. Среднеквадратические величины углов наклонов морской поверхности $\sqrt{\beta^2}$, рассчитанные с учетом указанных выше различий между дисперсиями уклонов $\overline{\xi^2}$ и дисперсиями углов наклонов $\overline{\beta^2}$, представлены на рис. 3.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОТНОШЕНИЯ

Одной из важных характеристик радиолокационных сигналов является поляризационное отношение [16, 17]. При зондировании морской поверхности на разных поляризациях характеристики рассеянных назад сигналов различны, что при использовании поляризационного отношения позволяет получить дополнительную информацию о рассеивающей поверхности.

Если резонансные волны распространяются по плоской горизонтальной поверхности, то, как следует из (2), поляризационное отношение определяется только коэффициентами рассеяния на горизонтальной (HH) и вертикальной (VV) поляризациях

$$R^0 = \sigma_{VV}^0 / \sigma_{HH}^0 = |G_{VV}(\theta)|^2 / |G_{HH}(\theta)|^2. \tag{13}$$

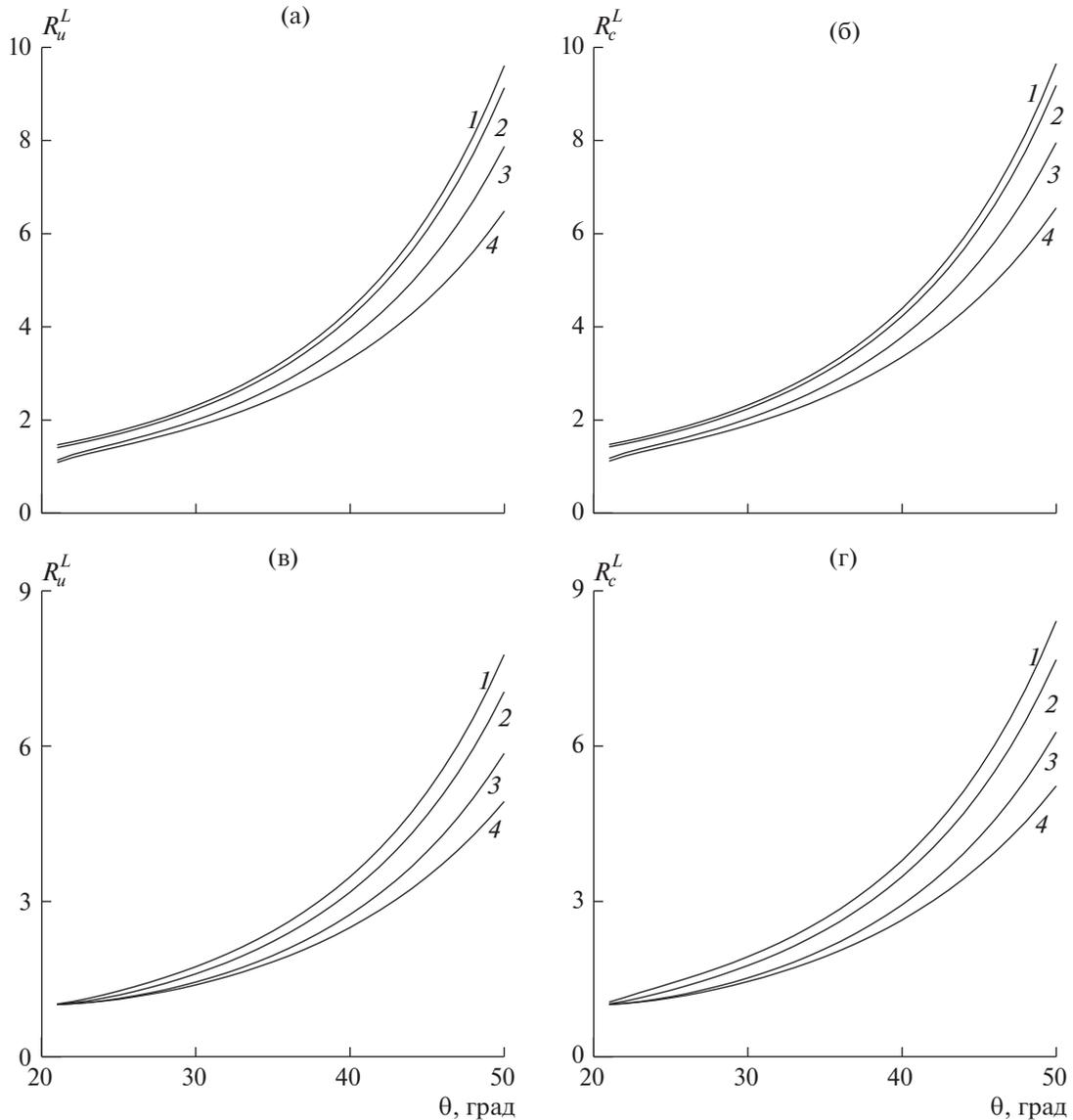


Рис. 4. Поляризационные отношения, рассчитанные для зондирования вдоль R_u^L (а, в) и поперек R_c^L (б, г) направления ветра, при скорости ветра 3 (а, б) и 15 м/с (в, г) и длинах волн 0.4 (1), 1 (2), 3 (3) и 10 см (4).

Зависимость от характеристик шероховатости морской поверхности появляется, если на поверхности присутствуют длинные волны, которые изменяют нормированное сечение обратного рассеяния, —

$$R^L = \sigma_{VV}^L / \sigma_{HH}^L. \quad (14)$$

Азимутальное распределение энергии морских волн является наиболее узконаправленным на масштабах энергонесущих доминантных волн, с уменьшением длины волн оно расширяется и приближается к изотропному [18]. Будем полагать, что в тех пределах, в которых меняется длина резонансной волны, изменениями функции углового распределения волновой энергии можно

пренебречь. Также будем полагать, что одномерный спектр возвышений морской поверхности на масштабах волн ряби соответствует соотношению $S(K) \sim K^{-3}$ [19]. В рамках указанных приближений получаем

$$R^L = \frac{\int |G_{VV}(\theta_L)|^2 \sin^{-4}(\theta_L) \cos^{-1}(\theta_L) P(\beta) d\beta}{\int |G_{HH}(\theta_L)|^2 \sin^{-4}(\theta_L) \cos^{-1}(\theta_L) P(\beta) d\beta}. \quad (15)$$

Зависимости поляризационного отношения от угла падения, рассчитанные для двух скоростей ветра при зондировании морской поверхности вдоль и поперек направления ветра, представлены на рис. 4. Видно, что с усилением ветра поляризационное отношение уменьшается (см. рис. 4в, 4г).

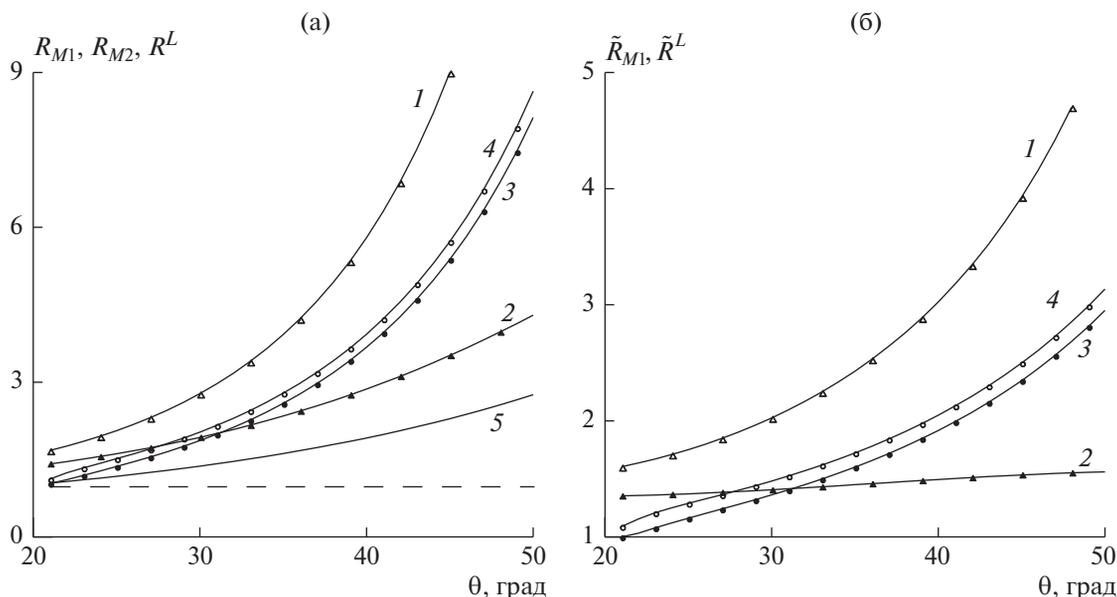


Рис. 5. Модели поляризационного отношения (а): $R_{M1}(\delta = 0.6)$ (кривая 1), $R_{M1}(\delta = 0)$ (кривая 2); R_u^L (кривая 3), R_c^L (кривая 4), R_{M2} (кривая 5); отклонения поляризационных отношений от эмпирической модели R_{M2} (б): $\tilde{R}_{M1}(\delta = 0.6)$ (кривая 1), $\tilde{R}_{M1}(\delta = 0)$ (кривая 2); \tilde{R}_u^L (кривая 3), \tilde{R}_c^L (кривая 4). На рис. 5а штриховой линией показан уровень, равный единице. На рис. 5б этот уровень совпадает с осью ОХ.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОТНОШЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Выше было отмечено, что данные измерений поляризационного отношения при зондировании с космических аппаратов значительно отличаются от данных, полученных в рамках модели резонансного рассеяния [20]. Полуэмпирическая модель, описывающая зависимость поляризационного отношения от угла падения, была предложена в работе [5]

$$R_{M1}(\theta, \delta) = \frac{(1 + 2 \operatorname{tg}^2 \theta)^2}{(1 + \delta \operatorname{tg}^2 \theta)^2}, \quad (16)$$

где $\delta = \text{const}$. При $\delta = 0.6$ эта модель достаточно хорошо аппроксимирует данные [20], при $\delta = 0$ она соответствует теоретическому поляризационному отношению для резонансного рассеяния, при $\delta = 1$ – зеркальному отражению [5, 21]. Модель (16) построена на основе измерений радаром с синтезированной апертурой, установленным на спутнике RADARSAT-1, и с помощью модели SMOD4 [22], предназначенной для интерпретации информации, получаемой с помощью спутниковых скаттерометров. Установленный на спутнике RADARSAT-1 радар работал в С-диапа-

зоне, которому соответствуют радиоволны с длиной волны от 3.75 до 7.5 см.

В 2007 г. запущен спутник RADARSAT-2, на борту которого установлен многофункциональный радар с синтезированной апертурой. Радар позволяет осуществлять зондирование Земли на четырех поляризациях (VV , HH , VH и HV). Как и радар предыдущего спутника этой серии, радар RADARSAT-2 работает в С-диапазоне. С его помощью была получена эмпирическая зависимость поляризационного отношения от угла падения при зондировании в С-диапазоне [23]

$$R_{M2} = 0.283 \exp(2.452\theta) + 0.350.$$

Модель R_{M2} и рассмотренные выше модели, описывающие поляризационное отношение, представлены на рис. 5а. Расчет по модели R^L проводился для скорости ветра 10 м/с, при длине радиоволны, соответствующей середине С-диапазона ($\lambda = 5.6$ см). Наибольшие отклонения от эмпирической зависимости R_{M2} имеет модель резонансного рассеяния $R_{M1}(\delta = 0)$. Используемая в данной работе процедура учета влияния уклонов, создаваемых длинными волнами, позволяет приблизить модельные оценки поляризационного отношения к эмпирической зависимости R_{M2} .

Чтобы количественно оценить отклонения результатов модельных расчетов от эмпирической зависимости R_{M2} , на рис. 5б представлены отно-

шения $\tilde{R}_{M1} = R_{M1}/R_{M2}$ и $\tilde{R}^L = R^L/R_{M2}$. Видно, что отклонения от R_{M2} растут при увеличении угла падения. В зависимости от угла падения отклонение полуэмпирической модели $R_{M1}(\delta = 0.6)$ от R_{M2} составляет от 35 до 56%.

Рассчитанные по моделям $R_{M1}(\delta = 0)$ и R^L поляризационные отношения в несколько раз превышают эмпирическую зависимость R_{M2} . При угле падения, равном 50° , $\tilde{R}_{M1}(\delta = 0) = 5.3$ и $\tilde{R}^L \approx 3$. С уменьшением угла падения расхождения между эмпирическими и модельными значениями поляризационного отношения снижаются. При угле падения, равном 25° , получаем $\tilde{R}_{M1}(\delta = 0) = 1.8$ и $\tilde{R}^L \approx 1.2$. Таким образом, учет криволинейности поверхности, по которой распространяются резонансные волны, позволяет примерно в полтора раза улучшить соответствие модельных расчетов данным прямым измерений.

Анализ данных, приведенных на рис. 5, показывает, что существуют не учтенные в рассмотренных моделях факторы, оказывающие значительное влияние на рассеяние радиоволн морской поверхностью. Одним из таких факторов являются механизмы рассеяния, связанные с обрушением волн [6]. Их роль наиболее высока при зондировании под настильными углами [24]. В рамках лабораторного эксперимента для диапазона углов падения $79^\circ \dots 85.5^\circ$ было показано, что обрушение волны является основным источником деполяризации рассеянных сигналов [25]. С уменьшением угла падения влияние обрушающихся волн снижается, но пока не ясно, в какой мере этот фактор влияет на поляризационное отношение в диапазоне $\theta = 20^\circ \dots 50^\circ$.

Существует еще один фактор, который может оказывать значительное влияние на механизм резонансного рассеяния. Этим фактором, который нигде ранее не обсуждался, является быстрая потеря когерентности в поле ветровых волн [26]. По данным измерений в лотках когерентность сохраняется на расстоянии одной-двух длин волн, а в морских условиях это расстояние уменьшается до половины длины волны [27].

Следует также отметить, что изменчивость поля морских поверхностных волн на масштабах волн ряби до настоящего времени остается не достаточно хорошо изученной. Во многом это обусловлено технической сложностью измерений их спектральных характеристик в морских условиях. Для дальнейшего развития радиоокеанографических методов исследования океана необходимо уточнить форму спектра волн ряби и угловое распределение их энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ эффектов, которые обусловлены изменениями локального угла падения при распространении резонансных волн по криволинейной поверхности, созданной длинными составляющими волнового поля. Построены зависимости геометрического коэффициента рассеяния от угла падения при зондировании морской поверхности в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах. Для расчетов использована модель, описывающая относительную диэлектрическую проницаемость морской воды как функцию ее температуры и солёности, а также частоты зондирующей радиоволны.

Развитый в работе подход к моделированию резонансного рассеяния на криволинейной поверхности позволил сблизить экспериментальные и теоретические оценки поляризационного отношения. Учет криволинейности поверхности примерно в полтора раза улучшает соответствие модельных расчетов данным прямым измерений. Несмотря на это, остаются заметные расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями поляризационного отношения. Объясняется это тем, что существует ряд не учтенных факторов. Их можно разделить на две группы. К первой относятся механизмы рассеяния, вызванного обрушением волн. К ней также можно отнести изменения механизма резонансного рассеяния полем поверхностных волн, в котором потеря когерентности происходит на масштабах порядка длины волны. Вторую группу составляют факторы, связанные с недостаточной изученностью характеристик коротких морских волн, определяющих резонансное рассеяние. Этими характеристиками являются спектры, построенные в пространстве волновых чисел, а также функции углового распределения волновой энергии.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Развитие методов оперативной океанологии на основе междисциплинарных исследований процессов формирования и эволюции морской среды и математического моделирования с привлечением данных дистанционных и контактных измерений” (№ 0827-2018-0002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. // ЖЭТФ. 1952. Т. 23. № 3. С. 275.
2. Басс Ф.Г., Брауде С.Я., Калмыков А.И. и др. // Успехи физ. наук. 1975. Т. 116. С. 741.
3. Пустовойтенко В.В., Радайкина Л.Н., Терехин Ю.В., Коротяев Г.К. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2008. № 16. С. 45.
4. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980.

5. *Thompson D., Elfouhaily T., Chapron B.* // Geosci. Remote Sensing Symp. Proc. 1998 (IGARSS '98). doi 10.1109/IGARSS.1998.692411
6. *Kudryavtsev V.N., Hauser D., Caudal G., Chapron B.A.* // J. Geophys. Res. 2002. V. 108. № C3. P. FET-2-1.
7. *Запевалов А.С.* // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 2. С. 266.
8. *Plant W.J.* // Waves Random Media. 2003. V. 13. P. 339.
9. *Meissner T., Wentz F.J.* // IEEE Trans. 2004. V. GRS-42. № 9. P. 1836.
10. *Romeiser R., Alpers W., Wismann V.* // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № C11. P. 25, 237.
11. *Запевалов А.С., Лебедев Н.Е.* // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 1. С. 28.
12. *Zapevalov A.S., Pustovoitenko V.V.* // Radiophys. Quantum Electron. 2010. V. 53. № 2. P. 100.
13. *Cox C., Munk W.* // J. Opt. Soc. Am. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
14. *Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Николаев А.Г.* // РЭ. 2009. Т. 54. № 8. С. 915.
15. *Wilheit T.T.* // IEEE Trans. 1979. V. GE-17. № 4. P. 244.
16. *Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А.* Поляризация радиоволн. Поляризационная структура радиолокационных сигналов. М.: Радиотехника, 2005.
17. *Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А.* Поляризация радиоволн. Радиолокационная поляриметрия. М.: Радиотехника, 2007.
18. *Запевалов А.С.* // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31. № 6. С. 835.
19. *Монин А.С., Красицкий В.П.* Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
20. *Unal C.M.H., Snoeij P., Swart P.J.F.* // IEEE Trans. 1991. V. GRS-29. № 4. P. 621.
21. *Horstmann J., Koch W., Lehner S., Tonboe R.* // IEEE Trans. 2000. V. GRS-38. № 5. P. 2122.
22. *De Chiara G., Crapolichchio R., Migliaccio M., Lecomte P.* // Proc. SPIE 4880, Remote Sensing of the Ocean and Sea Ice 2002. 2003; doi 10.1117/12.463156
23. *Vachon P.W., Wolfe J.* // IEEE Trans. 2011. V. GRS-8 (Lett.). № 3. P. 456.
24. *Булатов М.Г., Раев М.Д., Скворцов Е.И.* // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2007. Т. 4. № 1. С. 280.
25. *Lee P.H.Y., Barter J.D., Beach K.L. et al.* // IEEE Trans. 1998. V. AP-46. № 1. P. 14.
26. *Запевалов А.С., Большаков А.Н., Смолов В.Е.* // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 4. С. 545.
27. *Христофоров Г.Н., Запевалов А.С., Смолов В.Е.* // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 6. С. 636.