

К теории радиолокационного контраста морского волнения при наличии пленки поверхностно-активного вещества

І. Резонансное рассеяние

А. Г. Боев, Г. Э. Карвицкий

Радиоастрономический институт НАН Украины
310002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 17 октября 1997 г.

В работе построена теория радиолокационного контраста морского волнения при наличии пленки поверхностно-активного вещества (ПАВ) в условиях резонансного рассеяния радиоволн от поверхности моря. Проанализированы зависимости контраста от длины и угла падения зондирующей радиоволны и параметров пленки.

В роботі побудовано теорію радіолокаційного контрасту морського хвилювання при наявності плівки поверхнево-активної речовини (ПАР) в умовах резонансного розсіяння радіохвиль від поверхні моря. Проаналізовано залежності контрасту від довжини та кута падіння зондуєчої радіохвилі.

Загрязнение морской поверхности пленками поверхностно-активных веществ (ПАВ) уверенно экспериментально наблюдалось при зондировании морской поверхности электромагнитными волнами сантиметрового и дециметрового диапазонов [1-4]. Радиолокационный логарифмический контраст при этом достигал величины 20 децибел и более.

Теория радиолокационного контраста морского волнения при наличии пленки ПАВ рассматривалась в работе [5]. Однако при этом авторы использовали приближенное уравнение для спектра высот волн [6,7], неадекватное рассматриваемой ситуации, так как оно не учитывает резонансного характера возбуждения поверхностных волн пульсациями ветрового давления.

Излагаемая ниже теория радиолокационного контраста построена на основе уравнений гидродинамики с учетом упомянутого обстоятельства. В пренебрежении процессами поверхностной и объемной диффузии ПАВ, в рамках модели резонансного рассеяния радиоволн морской поверхностью проведен численный анализ контраста морского волнения под масляной и нефтяной пленками в зависимости от длины зондирующей радиоволны и ее угла падения.

Показано, что зависимость контраста от длины поверхностной волны имеет минимум, глубина и положение которого достаточно сильно зависят от поверхностной активности пленки. Гравитационный интервал поверхностных волн более чувствителен к активным пленкам, логарифмический контраст здесь достигает величины 30 децибел. Слабо активные пленки более контрастны в ка-

пиллярном диапазоне поверхностных волн, однако контраст их существенно ниже.

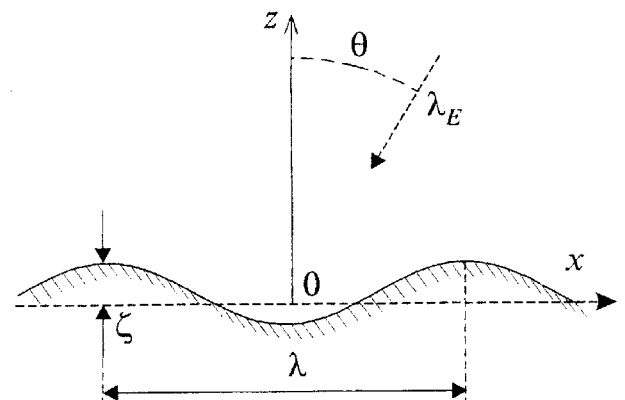


Рис. 1. Схема радиозондирования морской поверхности

1. Жидкость с плотностью ρ занимает пространство $z \leq 0$ (море), плоскость $z = 0$ соответствует невозмущенной поверхности моря, координаты x , y описывают положение точки на ней (рис. 1). Поверхность моря находится под действием турбулентного ветра, который будет характеризоваться средней скоростью V и случайным полем давления P_w ; часть моря покрыта пленкой ПАВ.

Два участка моря — чистый и покрытый пленкой (загрязненный), облучаются электромагнитной волной длины λ_E под углом падения θ (рис. 1). Задача состоит в определении влияния пленки на радиолокационный контраст

$$K = W_S / W_0,$$

представляющий собой отношение мощностей сигналов, отраженных загрязненным — W_S и чистым — W_0 участками моря. Введя в рассмотрение удельную эффективную площадь рассеяния (УЭПР) — σ [8,9], придем к следующей формуле для контраста

$$K = \sigma_S / \sigma_0, \quad (1.1)$$

где индексы “S” и “0” характеризуют, соответственно, загрязненный и чистый участки моря.

В условиях резонансного рассеяния ($\theta \neq 0, \pi/2$) выражение для УЭПР имеет следующий вид [7,8]

$$\sigma = 16\pi k_E^4 |F(\epsilon, \theta)|^2 S(k, V) \delta(k - 2k_E \sin \theta), \quad (1.2)$$

где F — “электродинамический множитель”, зависящий от диэлектрической проницаемости моря ϵ , угла падения и поляризации радиоволны; $S(k, V)$ — спектр высот морского волнения.

Волновое число поверхностной волны k связано с волновым числом k_E радиоволны резонансным соотношением

$$k = 2k_E \sin \theta, \quad (1.3)$$

что отражено в (1.2) наличием δ -функции.

Наличие ПАВ на поверхности моря способно изменять его эффективную диэлектрическую проницаемость, однако для реальных пленок чистых ПАВ с толщинами $h \approx 10^{-5} \div 10^{-7}$ см

$$k_E h \sqrt{|\epsilon_S|} \ll 1,$$

(ϵ_S — диэлектрическая проницаемость ПАВ) и влиянием ϵ_S на множитель F в (1.2) можно пренебречь. В этих условиях выражение для контраста имеет следующий вид

$$K = \frac{S(k, V)}{S_0(k, V)} \delta(k - 2k_E \sin \theta), \quad (1.4)$$

и исходная задача сводится к задаче о влиянии пленки ПАВ на спектр морского волнения.

Эффект гашения морских волн масляными пленками известен очень давно (см. [10]). Первое теоретическое описание влияния пленки на волны выполнил О. Рейнольдс в 1880 году (см. [11]). Наиболее подробное исследование в этом направлении проведено В. Г. Левичем [12]. В этом плане настоящая работа является дальнейшим продолжением этих исследований.

2. Рассмотрим картину движения жидкости в плоской поверхностной волне с волновым вектором \vec{k} . Направим ось x вдоль \vec{k} , ось y — вдоль гребня волны. В этой системе координат свойства

движения в волне не зависят от y , отсутствует и компонента скорости жидкости вдоль гребня волны.

Волновое движение малой амплитуды в жидкости будет описываться следующей системой уравнений

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{P} + \nu \Delta \vec{v}, \quad \text{div} \vec{v} = 0, \quad (2.1)$$

где

$$\tilde{P} = P + \rho g z, \quad \vec{v} = \{v_x, 0, v_z\}, \quad \nu = \mu / \rho.$$

Здесь P — давление, g — ускорение свободного падения, \vec{v} — скорость, μ — коэффициент вязкости. Возмущения поверхности ζ вызываются при этом нормальной компонентой скорости

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = v_z \quad \text{при } z = 0. \quad (2.2)$$

В глубине жидкости возмущения полей должны исчезать. На поверхности, покрытой пленкой с коэффициентом поверхностного натяжения α_S , зависящим от поверхностной концентрации ПАВ — c , задаются нормальная и тангенциальная компоненты напряжений с учетом поверхностного натяжения и тангенциальной силы

$$\vec{F} = \nabla \alpha_S = \frac{d\alpha_S}{dc} \nabla c, \quad (2.3)$$

возникающей в пленке при деформации [11,12]. В итоге при $z = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{P}{\rho} + \frac{\alpha_S}{\rho} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} - 2\nu \frac{\partial v_z}{\partial z} &= \frac{P_w}{\rho}, \\ \nu \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{d\alpha_S}{dc} \frac{\partial c}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

К уравнениям (2.1) и условиям (2.2) - (2.4) следует добавить уравнение баланса концентрации в пленке. В пренебрежении процессами поверхностной и объемной диффузии ПАВ будем иметь

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (c_0 v_x) = 0 \quad \text{при } z = 0, \quad (2.5)$$

где c_0 — невозмущенная концентрация ПАВ в пленке. В дальнейшем будем считать ее постоянной.

Применяя к системе (2.1) - (2.5) преобразование Лапласа по времени и преобразование Фурье по координате x , найдем

$$v_x = \left[u_1(\omega, k) e^{kz} + u_2(\omega, k) e^{-mz} \right] e^{-i\omega t + ikx},$$

$$v_z = -i \left[u_1(\omega, k) e^{kz} - \frac{k}{m} u_2(\omega, k) e^{-mz} \right] e^{-i\omega t + ikx},$$

$$\frac{P}{\rho} = -gz + \frac{\omega}{k} u_1(\omega, k) e^{-i\omega t + ikx + kz}, \quad (2.6)$$

$$\zeta = \frac{1}{\omega} \left[u_1(\omega, k) - \frac{k}{m} u_2(\omega, k) \right] e^{-i\omega t + ikx},$$

$$c = \frac{k}{\omega} c_0 [u_1(\omega, k) + u_2(\omega, k)] e^{-i\omega t + ikx},$$

где ω — спектральный параметр,

$$m = k [1 - i\omega / (\nu k^2)]^{1/2}.$$

Значение этого корня выбирается так, чтобы обеспечить убывание полей вглубь жидкости.

Амплитуды u_1 и u_2 в выражениях (2.6) определяются, в свою очередь, спектральной компонентой ветрового давления $P_w(\omega, k)$

$$u_1 = \frac{P_w(\omega, k) k}{\rho \omega_s^2 \Delta} \left[\frac{i\omega^2}{\omega_s^2} - \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s m}{\omega k} \right], \quad (2.7)$$

$$u_2 = -\frac{P_w(\omega, k) m}{\rho \omega_s^2 \Delta} \left[\frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s}{\omega_s} \right],$$

где

$$\omega_s = \left[gk + \frac{\alpha_s k^3}{\rho} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

частота собственных поверхностных волн в отсутствие затухания [13], $\gamma_0 = 2\nu k^2$. Знаком Δ в формулах (2.7) обозначено следующее выражение

$$\Delta = \left[\frac{\omega^2}{\omega_s^2} - 1 + i \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} \right] \left[\frac{i\omega^2}{\omega_s^2} - \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s m}{\omega k} \right] - \left[1 + i \frac{\gamma_0 \omega m}{\omega_s^2 k} \right] \left[\frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s}{\omega_s} \right] \quad (2.9)$$

Влияние растяжения пленки на амплитуду волн в формулах (2.8) - (2.9) проявляется через параметр

$$\gamma_s = p \omega_c^2 / \omega_s, \quad (2.10)$$

где $\omega_c = [\alpha_s k^3 / \rho]^{1/2}$ — частота капиллярных поверхностных волн,

$$p = \frac{c_0}{\alpha_s} \frac{d\alpha_s}{dc} \quad (2.11)$$

— “силовой” параметр пленки, характеризующий возникающую в ней силу (2.3). Он представляет собой безразмерную поверхностную активность пленки [10] (в дальнейшем — активность).

Как видно из (2.6), поля состоят из двух компонент с различными законами убывания вглубь жидкости. Потенциальная волна (индекс 1) убывает на расстоянии k^{-1} , вихревая волна (индекс 2) убывает гораздо сильнее (на масштабе m^{-1}), совершая при этом мелкомасштабные осцилляции. В отсутствие пленки ($\gamma_s = 0$) вихревая волна плохо генерируется полем давления, так как при этом (см. (2.7))

$$\frac{u_2}{u_1} \Big|_{\gamma_s=0} \approx \left(\frac{\gamma_0}{\omega} \right)^{1/2} \ll 1.$$

Роль пленки состоит в том, что она, создавая поверхностные напряжения, усиливает вихревую волну, увеличивая тем самым диссипацию энергии жидкости [12].

Параметр γ_s из (2.10) имеет размерность частоты, характеризует частоту собственных колебаний пленки, энергию ее деформации и, согласно (2.6) и (2.7), влияние пленки на амплитуды потенциального и вихревого полей. Для спектра высот морского волнения из (2.7) получим

$$S(\omega, k) = \overline{\zeta^2} = \frac{|u_1 - (k/m)u_2|^2}{2|\omega^2|}. \quad (2.12)$$

Здесь чертой обозначено усреднение по статистическому ансамблю поверхностных волн [14]. Как видно из (2.7) и (2.12), спектр высот морского волнения зависит от свойств жидкости, пленки и спектра ветрового давления $\overline{P_w^2(\omega, k; V)}$.

3. Наибольший практический интерес представляет спектр собственных морских волн, частоты которых определяются корнями Δ из (2.9)

$$\left[\frac{\omega^2}{\omega_s^2} - 1 + i \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} \right] \left[\frac{i\omega^2}{\omega_s^2} - \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s m}{\omega k} \right] - \left[1 + i \frac{\gamma_0 \omega m}{\omega_s^2 k} \right] \left[\frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s}{\omega_s} \right] = 0. \quad (3.1)$$

При этом вещественная часть ω определяет частоту собственных колебаний жидкости, мнимая — коэффициент затухания γ . В предположении о слабом затухании вещественная часть будет близка к ω_s из (2.8), и решение уравнения (3.1) можно отыскивать в виде

$$\omega = \overline{\omega} \equiv \omega_s + i\gamma, \quad |\gamma| \ll \omega_s. \quad (3.2)$$

Можно показать, что это предположение хорошо выполняется для всего диапазона частот морского волнения. Для коэффициента затухания из (3.1) получим следующее выражение:

$$-\frac{\gamma}{\omega_s} = \frac{\frac{\gamma_0}{\omega_s} \left[1 - \frac{\gamma_s}{\omega_s} \sqrt{\frac{\omega_s}{\gamma_0}} + \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right) + \frac{1}{2} \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right)^{3/2} \right]}{1 - 2 \frac{\gamma_s}{\omega_s} \sqrt{\frac{\omega_s}{\gamma_0}} + 2 \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right)} \quad (3.3)$$

С точностью до обозначений оно совпадает с выражением для коэффициента затухания, полученного В. Г. Левичем [12].

При $\gamma_s = 0$ коэффициент затухания совпадает с коэффициентом затухания волны вследствие вязкости [13]

$$-\gamma = \gamma_0 = 2\nu k^2 \quad (3.4)$$

При $\gamma_s / \omega_s \geq 1$ в силу малости отношения γ_0 / ω_s для коэффициента затухания получим следующее выражение:

$$\gamma \approx -\frac{1}{2\sqrt{2}} (\nu k^2 \omega_s)^{1/2} \quad (3.5)$$

Эта ситуация соответствует случаям активных, так называемых, “нерастяжимых” пленок [11,12]. Возмущения концентрации ПАВ в пленке, тангенциальная скорость жидкости на поверхности при этом невелики

$$c \propto v_x|_{z=0} \propto \left(\frac{\gamma_0}{\omega_s} \right)^{1/2}$$

Сила, возникающая в пленке, существенна

$$F \propto p c \propto p \left(\frac{\gamma_0}{\omega_s} \right)^{1/2},$$

так как параметр p не мал.

Вместе с тем, коэффициент затухания γ из (3.3) имеет максимум при

$$\frac{\gamma_s}{\omega_s} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right)^{1/2} = 1, \quad (3.6)$$

равный

$$-\gamma_h = \frac{\sqrt{2}}{2} (\omega_s \nu k^2)^{1/2} \quad (3.7)$$

Это значение в два раза превышает коэффициент затухания “нерастяжимой” пленки.

Условие (3.6) в капиллярном диапазоне длин выполняется для пленки с поверхностной активностью

$$p_h \approx \left(\frac{\gamma_0}{\omega_s} \right)^{1/2} \ll 1. \quad (3.8)$$

Пленку с такой активностью будем называть жесткой. Можно показать, что в условиях (3.6) и (3.8) доля энергии жидкости, затрачиваемой на деформацию пленки, является максимальной.

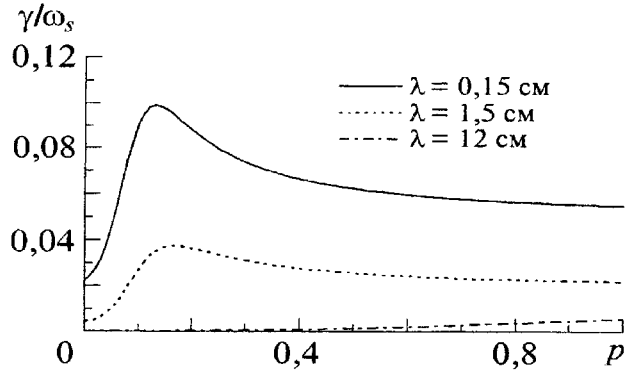


Рис. 2. Зависимость относительного коэффициента затухания γ / ω_s от безразмерной поверхностной активности масляной пленки ($\alpha_s = 33$ дин/см)

На рис. 2 представлена зависимость γ / ω_s от активности p масляной пленки ($\alpha = 33$ дин/см) для поверхностных волн различной длины. Видно, что жесткость пленки сильнее проявляется в капиллярном диапазоне длин волн.

В условиях слабого затухания функцию Δ из (2.9) можно представить в виде

$$\Delta = \Delta(\bar{\omega}) + (\omega - \bar{\omega}) \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \right)_{\bar{\omega}} \approx$$

$$\approx [(\omega - \omega_s) - i\gamma] \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \right)_{\bar{\omega}},$$

где γ задано формулой (3.3). При этом выражения для амплитуд волн u_1 и u_2 из (2.7) запишутся следующим образом:

$$u_1 = \frac{P_w(\omega, k) k}{\rho \omega_s^2 [(\omega - \omega_s) - i\gamma] \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \right)_{\bar{\omega}}} \times$$

$$\times \left[\frac{i\omega^2}{\omega_s^2} - \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s m}{\omega k} \right],$$

$$u_2 = -\frac{P_w(\omega, k) m}{\rho \omega_s^2 [(\omega - \omega_s) - i\gamma] \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \right)_{\bar{\omega}}} \left[\frac{\gamma_0 \omega}{\omega_s^2} + i \frac{\gamma_s}{\omega_s} \right],$$

где

$$\left(\frac{\partial \Delta}{\partial \omega}\right)_{\omega} \cong \frac{2i}{\omega_s} \left[1 + \frac{\gamma_s m}{\omega_s k}\right]. \quad (3.9)$$

Видно, что модули амплитуд u_1 и u_2 имеют резко выраженные максимумы на частоте собственных поверхностных волн ω_s из (2.8).

Так как высота потенциальной волны много больше высоты вихревой волны,

$$|u_1| \gg \frac{k}{m} |u_2|,$$

то спектр высот определяется потенциальными волнами

$$S = \frac{1}{2|\omega|^2} |u_1|^2$$

и равен

$$S = \frac{k^2 \prod(k, V)}{4\rho^2 \omega_s^2 \gamma^2}, \quad (3.10)$$

где

$$\prod(k, V) = \frac{1}{2} |P_w(k, V)|^2 \quad (3.11)$$

— волновой спектр ветрового давления.

4. Спектр морского волнения на чистой поверхности вычисляется по формулам, аналогичным предыдущим

$$S_0(k, V) \approx \frac{1}{2} \frac{|u_0|^2}{\omega_0}, \quad (4.1)$$

где u_0 — амплитуда потенциальной волны

$$u_0 = \frac{k P_w}{\rho \omega_0^2 [(\omega - \omega_0) - i\gamma_0]} \left[\frac{\partial \Delta_0}{\partial \omega} \right]_{\omega_0} \left[\frac{i\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_0^2} \right], \quad (4.2)$$

$$\omega_0 = \left[\rho g k + \frac{\alpha_0 k^3}{\rho} \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

— собственная частота поверхностных волн на чистой воде (для морской воды $\alpha_0 = 73$ дин/см),

Δ_0 — функция (2.9) при $\gamma_s = 0$ и $\omega_s = \omega_0$.

Проведя соответствующие вычисления, получим следующее выражение для контраста собственного морского волнения под пленкой

$$K = \frac{\omega_0^2 \gamma_0^2}{\omega_s^2 \gamma^2} \frac{\prod(k, V)}{\prod_0(k, V)} \delta(k - 2k_E \sin \theta), \quad (4.4)$$

где \prod_0 — волновой спектр ветрового давления над чистой поверхностью, γ и γ_0 — коэффици-

енты затухания, определенные, соответственно, формулами (3.3) и (3.4).

Не останавливаясь здесь на выяснении влияния различной степени шероховатости чистой и загрязненной поверхности на спектр ветровых флуктуаций, а также роли нелинейных эффектов [14], будем считать, что

$$\prod(k, V) = \prod_0(k, V). \quad (4.5)$$

Для контраста (4.4) получим при этом следующее выражение

$$K = \frac{\omega_0^2 \left[1 - 2 \frac{\gamma_s}{\omega_s} \sqrt{\frac{\omega_s}{\gamma_0}} + 2 \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right) \right]^2 \delta(k - 2k_E \sin \theta)}{\omega_s^2 \left[1 - \frac{\gamma_s}{\omega_s} \sqrt{\frac{\omega_s}{\gamma_0}} + \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right) + \frac{1}{2} \frac{\gamma_s^2}{\omega_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\gamma_0} \right)^{3/2} \right]^2} \quad (4.6)$$

Из (4.4) видно, что контраст обратно пропорционален квадрату коэффициента затухания

$$K \approx \gamma^{-2},$$

как и положено при возбуждении периодическим источником резонансной системы со слабым затуханием. В работе [5] контраст пропорционален первой степени коэффициента затухания ($K \approx \gamma^{-1}$) и не учитывает различия частот капиллярных волн на чистом и загрязненном участках моря, что связано, как отмечалось ранее, с использованием приближения, неадекватного рассматриваемой ситуации.

На рис. 3 представлена зависимость контраста морского волнения под масляной пленкой от длины поверхностной волны при различных значениях поверхностной активности пленки. На левой шкале рисунка отложен контраст из формулы

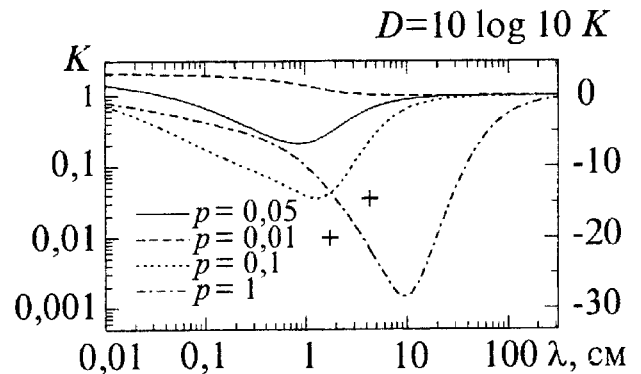


Рис. 3. Зависимость контраста K и логарифмического контраста D от длины поверхностной волны при наличии масляной пленки ($\alpha_s = 33$ дин/см) (крестики — данные эксперимента из [1])

(4.6), на правой —логарифмический контраст в децибелах

$$D = 10 \cdot \lg K.$$

Видно, что контраст имеет минимум, глубина и положение которого зависят от p . Зависит от p и положение длинноволновой границы влияния пленки. Отметим, что несмотря на сравнительно слабый эффект гашения волн пленкой (см. рис. 2), величина контраста достигает достаточно больших значений, что делает радиолокатор весьма чувствительным инструментом для изучения этого явления. Это связано с тем, что гашение волн пленкой фиксируется на фоне еще более слабого эффекта влияния вязкой диссипации на волны, который характеризуется коэффициентом затухания γ_0 из (3.4). Коэффициент γ_0 убывает с увеличением длины волны сильнее, чем коэффициент затухания γ из (3.3), и с этим связано наличие убывающей ветви контраста на рис. 3. Наличие же возрастающей ветви связано с тем, что с ростом длины волны уменьшается сила, возникающая в пленке, так как

$$F \approx \frac{d\alpha_s}{dx} \approx \alpha_s / \lambda.$$

Поэтому, начиная с некоторой длины волны, пленка как бы “выключается”. Балансом этих эффектов и определяется значение длины волны λ_m , на которой контраст имеет минимум.

Там же, на рис. 3 (крестиками) приведены данные экспериментов из работы [1], полученные при зондировании радиоволнами длиной $\lambda_E = 3,2$ см и 10 см морской поверхности с пленкой из смеси автола и керосина. Положение экспериментальных точек указывает на пленку с поверхностной активностью $p = 0,2 \div 0,3$.

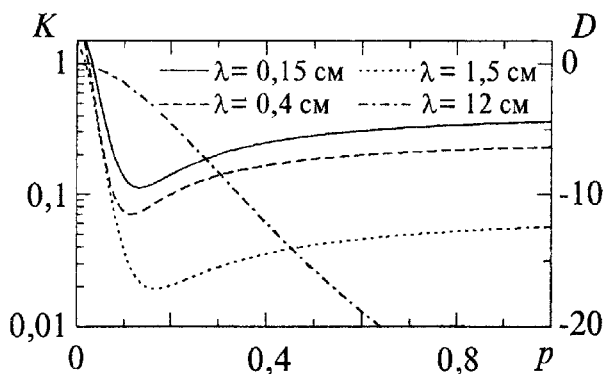


Рис. 4. Зависимости контраста от поверхностной активности пленки p для поверхностных волн различной длины

На рис. 4 представлены зависимости контраста от активности пленки для различных длин волн: капиллярного ($\lambda = 0,15; 0,4$ см), переходного

($\lambda = 1,5$ см) и гравитационного ($\lambda = 12$ см) диапазонов. Видно, что капиллярный диапазон более чувствителен к слабоактивным, но жестким пленкам. В гравитационном же диапазоне проявляются более контрастно активные пленки.

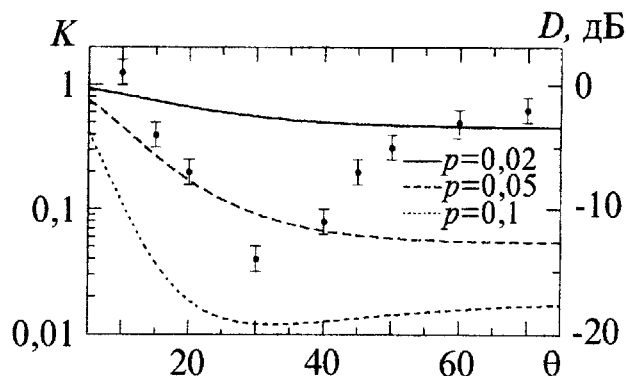


Рис. 5. Угловые зависимости контрастов K и D для радиоволны длиной $\lambda_E = 2,15$ см при различной активности нефтяной пленки ($\alpha_s = 60$ дин/см). Кружочки — данные эксперимента из [3]

На рис. 5 приведены зависимости контраста морского волнения под нефтяной пленкой ($\alpha_s = 60$ дин/см) от угла падения радиоволны длиной $\lambda_E = 2,15$ см. Там же (кружками) изображены данные экспериментов работы [3]. Видно, что часть экспериментальной зависимости до углов $\theta < 45^\circ$ достаточно хорошо коррелирует с теоретической зависимостью для пленки с активностью $p = 0,05$. Различие теории с экспериментом при малых углах падения $\theta \leq 10^\circ \div 15^\circ$ связано с изменением механизма рассеяния радиоволн. Здесь резонансное рассеяние сменяется квазирезонансным (кирхгоффовским).

При больших углах падения ($\theta > 45^\circ$) эксперимент в отличие от теории указывает на достаточно сильное уменьшение контраста. Такое уменьшение контраста не согласуется с данными работ [1,2] и может быть связано с наличием неоднородности толщины пленки и, следовательно, ее поверхностной активности по сечению нефтяного пятна, определяемого изменением угла θ . В рассматриваемом эксперименте [3] нефть выпускалась с кораблей достаточно далеко от скатерометра (при больших θ). Кроме того, на неоднородность толщины пленки, по-видимому, влиял и ветер, дующий с моря и мешающий пленке распространяться в сторону больших углов падения.

Наблюдаемую экспериментальную зависимость можно объяснить, используя данные рис. 3, если считать, что активность пленки зависит от угла падения по закону

$$p(\theta) = \begin{cases} 0,05, & 0 \leq \theta \leq 45^\circ; \\ -1,6 \cdot 10^{-1} \left(\frac{\theta}{\pi} \right) + 0,9 \cdot 10^{-1}, & 45^\circ \leq \theta \leq \pi/2. \end{cases}$$

Анализируя зависимости контраста от длины волны и свойств ПАВ, можно сделать вывод о предпочтительности использования диапазона коротких гравитационных поверхностных волн для изучения эффектов поверхностного загрязнения моря. Наиболее перспективным в этом отношении представляется эксперимент, использующий трехчастотное радиозондирование, который бы позволял обнаруживать возрастающую ветвь контраста, констатировать наличие пленки и фиксировать ее поверхностную активность. Это дало бы возможность определить тип ПАВ, загрязняющего поверхность, и состояние, в котором оно находится.

Работа выполнена при поддержке Центра Радиолокационного Зондирования Земли им. А. И. Калмыкова и в рамках Европейской программы "Коперникус", контракт №IC15-СТ96-0816. Авторы благодарны А. Я. Матвееву и В. Н. Цымбалу за обсуждение экспериментальных данных.

Литература

1. Ю.М. Галаев, А.И. Калмыков, А.С. Курекин, Ю.А. Лемента, Б.А. Нелепо, И.Е. Островский, А.И. Пичугин, В.А. Пустовойтенко, Ю.В. Терехин. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977, 13, №4, с. 406-414.
2. A.I. Kalmykov, A.P. Pichugin, Yu.A. Sinitsyn, V.P. Shestopalov. Int. J. Remote Sensing. 1982, 3, No. 3, pp. 311-325.
3. J.W. Johnson, W.F. Groswell. Radio Sci. 1982, 17, pp. 611-617.

4. Д.М. Браво-Животовский, Л.С. Долин, С.А. Ермаков, Э.М. Зуйкова, А.Г. Лучинин, В.И. Титов. ДАН СССР. 1984, 276, №5, с. 1243-1245.
5. F.G. Bass, S.A. Pusenko. Journal of Electromagnetic Waves and Application. 1994, 8, №7, pp. 859-870.
6. Е.Н. Пелиновский. Изв. АН СССР. ФАО. 1978, 14, №11, с. 1167-1176.
7. С.А. Ермаков, Е.Н. Пелиновский, Т.Г. Талипова. Изв. АН СССР. ФАО. 1980, 16, №10, с. 1068-1076.
8. Ф.Г. Басс, И.М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Москва, Наука, 1972, 424 с.
9. Радиолокация поверхности Земли из космоса. Под ред. А.М. Митника, С.В. Викторова. Ленинград, Гидрометиздат, 1990, 200 с.
10. Д.А. Фридрихсберг. Курс коллоидной химии. Ленинград, Химия, 1984, 386 с.
11. Г. Ламб. Гидродинамика. Москва - Ленинград, ГИТТЛ, 1953, 928 с.
12. В.Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. Москва, ГИТТЛ, 1959, 669 с.
13. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Москва, ГИТТЛ, 1953, 788 с.
14. А.С. Монин, А.М. Яглом. Статистическая гидродинамика, ч.2. Москва, Наука, 1967, 720 с.
15. О. Филлипс. Динамика верхнего слоя океана. Москва, Мир, 1969, 266 с.

On Theory of Radar Sea Contrast in Presence of Surface-Active Film I. Resonant Scattering

A. G. Boev, G. E. Karvitsky

Theory of sea radiolocational contrast is built with account of surface-active substance. The wavelength and angle dependencies of the contrast are analyzed.