

## Радиолокационный контраст ветровой ряби на морской волне сейсмического происхождения

А. Г. Боев, А. А. Боева<sup>1</sup>, А. Я. Матвеев<sup>2</sup>

*Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина*

*<sup>1</sup>Харьковский национальный политехнический институт,  
ул. Фрунзе, 24, г. Харьков, 61002, Украина*

*<sup>2</sup>Центр радиофизического зондирования Земли им. А. И. Калмыкова НАН и НКА Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: matveyev@ire.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 7 июля 2010 г.*

Решена задача о радиолокационном контрасте ветровых волн короткого гравитационного и гравитационно-капиллярного диапазонов на морской поверхности, возмущенной волной сейсмического происхождения. Для зондирующих радиоволн с длинами 3 и 5.66 см исследованы зависимости радиолокационных контрастов от параметров сейсмической волны и глубины моря. Показана возможность уверенного радиолокационного обнаружения морской сейсмической волны очень малой амплитуды в начальной стадии ее развития.

### 1. Введение

Одной из актуальных задач, связанных с оперативным дистанционным мониторингом землетрясений, является задача раннего обнаружения морских волн сейсмического происхождения. Вдали от берегов они имеют малую амплитуду, очень большую длину волны [1, 2] и не заметны для человеческого глаза. Выходя на мелководье, эти волны увеличивают свою амплитуду и способны стать источниками значительных разрушений.

Радиолокационное обнаружение морских сейсмических волн предполагает решение задачи о влиянии их на спектр коротковолнового ветрового волнения – ветровой ряби, рассеивающей зондирующие радиоволны. Линейная трансформация коротких гравитационных волн длинной волной в приближении геометрической оптики изучалась в ряде работ (см. [3, 4]). Короткие волны считались свободными, не свя-

занными с давлением ветра. Влияние вертикальной скорости жидкости в длинной волне, ответственной за рост амплитуды коротких волн, не учитывалось. Длинная волна, по сути, моделировалась продольным слабо переменным и плавно неоднородным течением. Такая постановка задачи имеет определенную область применимости, однако является слишком упрощенной и не может быть использована для нахождения спектра высот и радиолокационного контраста (радиоконтраста) коротковолнового ветрового волнения.

В настоящей работе выражение для радиоконтраста ветровой ряби, развивающейся на длинной сейсмической волне, также строится на основе линейной, но более общей гидродинамической задачи о взаимодействии коротких волн с длинной волной с учетом давления ветра, вязкости, полного поля скоростей жидкости в длинной волне. Показано, что передний и задний склоны длинной волны по-раз-

ному влияют на спектр и радиоконтраст коротковолнового волнения. На переднем склоне короткие волны затухают, на заднем – усиливаются. Это связано с направлением вертикальной скорости движения жидкости в длинной волне. На переднем склоне она направлена вверх. При этом вертикальные поверхностные напряжения жидкости, создаваемые волновыми движениями, уменьшают действие ветрового давления, что приводит к уменьшению амплитуды коротких волн. На заднем склоне длинной волны вертикальная скорость направлена вниз, и эффект получается обратный. Здесь возникает явление аналогичное параметрическому резонансу в теории колебаний [5]. В итоге стационарный спектр высот ряби в системе координат, движущейся с волной, (далее – стационарный спектр) в линейном приближении может существовать лишь на длинных волнах с амплитудой, меньшей некоторого граничного значения. Для зондирующих радиоволн с длинами 3 и 5.66 см в работе проведены расчеты зависимостей радиолокационных контрастов от параметров слабых морских сейсмических волн.

## 2. Постановка задачи. Уравнения

Рассмотрим некоторый участок моря диаметром  $L$ , возмущенный поверхностной гравитационной волной сейсмического происхождения длиной  $\Lambda_{00}$  (длинная волна). Свяжем с некоторой точкой этого участка декартову систему координат так, чтобы плоскость  $z = 0$  соответствовала невозмущенной поверхности моря, а вектор  $\vec{r}(x, y)$  описывал положение точки на ней. Ось  $z$  направим вверх, ось  $x$  – в сторону движения длинной волны. Пусть в момент времени  $t = 0$  на поверхность моря начинает действовать случайное поле давления  $P_w(\vec{r}, t)$  турбулентного ветра, который генерирует поверхностные волны короткого гравитационного и гравитационно-капиллярного диапазонов (рябь). Задача состоит в определении влияния длинной волны на спектр высот коротких волн.

Как известно [6], в жидкости с “малой вязкостью” существует два типа поверхностных

волн. Это обычная потенциальная волна, “сосредоточенная” у поверхности, в слое толщиной порядка ее длины волны  $\lambda$ , и “вязкая” волна, сосредоточенная в слое толщиной  $\delta \ll \lambda$ . В связи с этим далее волновое движение будет считаться потенциальным, а влияние вязкости учитываться только в краевых условиях на поверхности. В итоге движение жидкости будет описываться следующими уравнениями:

$$\Delta_{II}\varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0; \quad \vec{V} = \vec{\nabla}\varphi; \quad \Delta_{II} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2};$$

$$-\infty < x, y < \infty; \quad z \leq 0;$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\zeta - \frac{\alpha}{\rho} \Delta_{II}\zeta + \frac{1}{2}V^2 = -\frac{1}{\rho} P_w(t, \vec{r}), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \quad \text{при} \quad z = 0.$$

Здесь  $\zeta(\vec{r}, t)$  – возмущение поверхности жидкости,  $\vec{V}(\vec{r}, z, t)$  – ее вектор скорости,  $\varphi(\vec{r}, z, t)$  – потенциал скорости,  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $g$  – ускорение свободного падения. Краевые условия в глубине жидкости будут записаны далее.

Решение системы (2.1) будем искать в виде:

$$\zeta = \zeta_0 + \zeta, \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi, \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v}. \quad (2.2)$$

Здесь индексом “0” обозначены величины, характеризующие движение в длинной волне, меняющиеся с периодом  $T = 2\pi/\Omega$  ( $\Omega$  – частота длинной волны). Величины без индекса описывают случайное коротковолновое движение, вызванное ветром. Из (2.1) и (2.2) после усреднения уравнений (обозначено далее чертой сверху) на интервале времени  $2\pi/\omega \ll \tau \ll 2\pi/\Omega$  ( $\omega$  – частота рассматриваемой короткой волны) получим для определения поля длинной волны следующую задачу:

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + g \zeta_0 = 0, \quad \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} = \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} \right) \text{ при } z = 0;$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} = 0; \quad \vec{V}_0 = \vec{\nabla} \varphi_0; \quad -\infty < x < \infty;$$

$$z \leq 0; \quad \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} \right)_{z=h} = 0.$$

Здесь принято, что  $h$  – глубина моря, капиллярность и вязкость для длинной волны несущественны, кинетическая энергия собственного волнового движения и кинетическая энергия, передаваемая от коротких волн, много меньше потенциальной. Из-за сильного различия масштабов длинной и коротких волн, влияние длинной волны на рябь будет проявляться только через поверхностные значения ее полей. При этом горизонтальную  $U$  и вертикальную  $W$  скорости частиц воды, участвующих в длинноволновом движении, а также возмущение поверхности  $\zeta_0$  можно задать следующими формулами [6]:

$$\begin{aligned} U(t, x) &= A_0 \Omega \operatorname{cth}(K_0 h) \cos \xi, \\ W(t, x) &= A_0 \Omega \sin \xi, \\ \zeta_0 &= A_0 \cos \xi, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где  $\Omega = \sqrt{g K_0 \operatorname{th}(K_0 h)}$  – частота длинной волны;  $K_0$ ,  $A_0$  и  $\xi \equiv K_0 x - \Omega t$  – соответственно ее волновое число, амплитуда и фаза.

Мелкомасштабное волновое движение будет описываться следующей задачей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}; \quad \Delta_{//} \varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0; \quad \vec{v} = \vec{\nabla} \varphi; \\ -\infty < x, y < \infty; \quad z &\leq 0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + g \zeta - \frac{\alpha}{\rho} \Delta_{//} \zeta &= -\frac{1}{\rho} P_w(t, \vec{r}) - U \frac{\partial \varphi}{\partial x} - W \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \\ - 2v \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{2} (\vec{v}^2 - \bar{v}^2) &\text{ при } z = 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Для ряби море будем считать глубоким, поэтому ее потенциал скорости должен удовлетворять краевому условию:

$$\varphi \rightarrow 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty.$$

Условие (2.4) на поверхности жидкости отличается от аналогичного условия, обычно используемого в теории волн, наличием четырех последних слагаемых в правой части. А именно конвективными слагаемыми, содержащими компоненты скорости длинной волны, “вязкими” поправками к давлению ветра ( $v$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости) и слагаемым, описывающим кинетическую энергию мелкомасштабного движения. Пояснения требуют происхождение и необходимость учета лишь двух последних слагаемых.

В условиях слабого вязкого затухания коротких волн “вязкие” поправки представляют собой малые величины по сравнению с величинами в левой части (2.4). Однако учет их необходим, так как стационарный спектр высот волн при их резонансном взаимодействии с ветром не может быть сформирован без учета диссипации энергии. Поэтому условие равенства нормальных напряжений на невозмущенной поверхности жидкости, которое при рассмотрении собственных (свободных) волн достаточно использовать приближенно (в виде равенства только давлений), в случае вынужденных волн должно быть записано в полном виде [7].

Физический смысл второго, третьего, четвертого и пятого слагаемых в правой части (2.4) состоит в том, что они выражают нормальные (к поверхности жидкости) напряжения, вызванные волновыми движениями, и представляют собой как бы поправки к давлению ветра. В зависимости от знаков они могут либо усиливать, либо уменьшать влияние ветра, приводя к увеличению или уменьшению амплитуды коротких волн. Учет кинетической энергии мелкомасштабного движения (последнее слагаемое в правой части (2.4)) существенен при конечном наклоне волн. В настоящей статье эта ситуация рассматриваться не будет.

### 3. Пространственный спектр высот ветровой ряби

Поле давления мелких турбулентных пульсаций ветра можно считать статистически однородным и стационарным [3]. Поэтому представим его в виде интеграла Фурье–Стилтьеса по плоским волнам со случайными амплитудами  $\tilde{P}_W(\omega, \vec{k})$ :

$$P_W(\vec{r}, t) = \iint_{k, \omega} \tilde{P}_W(\omega, \vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d^2k d\omega,$$

$$d^2k = dk_x dk_y.$$

Возмущение поверхности жидкости, вызванное ветром, будем искать в виде пространственных гармонических колебаний со случайными амплитудами  $A(\vec{k}, t)$ :

$$\zeta(\vec{r}, t) = \int_k A(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}\vec{r}} d^2k.$$

Тогда потенциал скорости  $\phi$ , удовлетворяющий уравнению Лапласа и кинематическим условиям на поверхности и в глубине жидкости, будет иметь вид:

$$\phi(\vec{r}, z, t) = \int_k k^{-1} e^{i\vec{k}\vec{r} + kz} A'(\vec{k}, t) d^2k,$$

$$k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}.$$

Здесь и далее штрихом обозначена производная по времени.

Считая в уравнении (2.4) скорости движения жидкости в длинной волне постоянными и пренебрегая в нем нелинейным слагаемым, придем к следующему уравнению для амплитуды  $A(\vec{k}, t)$ :

$$\begin{aligned} A''(\vec{k}, t) + 2\gamma A'(\vec{k}, t) + \omega_0^2 A(\vec{k}, t) = \\ = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} \tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь

$$\gamma = \frac{1}{2}(ik_x U + kW + \gamma_0), \quad (3.2)$$

а  $\gamma_0$  и  $\omega_0$  – соответственно коэффициент вязкого затухания и частота коротких волн:

$$\gamma_0(k) = 2\nu k^2, \quad \omega_0(k) = \left(gk + \frac{\alpha k^3}{\rho}\right)^{1/2}. \quad (3.3)$$

Из (3.2) и (3.3) видно, что величина  $\gamma$ , играющая в уравнении (3.1) роль коэффициента затухания, зависит не только от величины волнового числа ряби  $k$ , но и от его компоненты вдоль направления распространения длинной волны  $k_x$ .

Решение уравнения (3.1) будем отыскивать с помощью преобразования Лапласа [8]. С этой целью перейдем от амплитуды волны  $A(\vec{k}, t)$  к ее образу:

$$\tilde{A}(\vec{k}, s) = s \int_0^{\infty} e^{-st} A(\vec{k}, t) dt.$$

Для решения, удовлетворяющего начальным условиям,  $A(\vec{k}, t) = A'(\vec{k}, t) = 0$ , получим следующее выражение:

$$\tilde{A}(\vec{k}, s) = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} d\omega \tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) \frac{s}{(s + i\omega)(s^2 + 2s\gamma + \omega_0^2)}.$$

Раскладывая подынтегральное выражение на простейшие дроби,

$$\begin{aligned} \frac{1}{(s^2 + \omega^2)(s^2 + 2s\gamma + \omega_0^2)} = \\ = \frac{C}{(s + i\omega)} + \frac{Ds + E}{(s^2 + 2s\gamma + \omega_0^2)}, \end{aligned}$$

найдем

$$\tilde{A}(\vec{k}, s) = \frac{k}{\rho} \int_{\omega} \frac{\tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2 + 2i\gamma\omega} \times \left\{ \frac{s}{s+i\omega} - \frac{s(s+\gamma)}{(s+\gamma)^2 + \omega_1^2} - \frac{\gamma-i\omega}{\omega_1} \frac{s\omega_1}{(s+\gamma)^2 + \omega_1^2} \right\},$$

где  $\omega_1^2 = \omega_0^2 - \gamma^2$ .

Переход от образов к оригиналам приводит к следующему выражению для амплитуды Фурье коротких волн:

$$A(\vec{k}, t) = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} \tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) d\omega \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + 2i\gamma\omega} \times \left\{ e^{-i\omega t} - e^{-\gamma t} \left[ \cos \omega_1 t + \frac{(\gamma-i\omega)}{\omega_1} \sin \omega_1 t \right] \right\}.$$

Анализ подынтегрального выражения показывает, что оно имеет резкий максимум при  $|\gamma| \ll \omega_0$ . Это связано с поведением дробного множителя перед фигурными скобками. При  $|\omega - \omega_0| > |\gamma|$  он убывает как  $|\omega - \omega_0|^{-1}$ , а в области  $|\omega - \omega_0| \leq |\gamma|$  он имеет максимум, высота которого пропорциональна  $|\gamma|^{-1}$ . При стремлении  $|\gamma|$  к нулю высота максимума растет, ширина его уменьшается, а площадь под ним остается постоянной. Поэтому этот множитель приближенно можно заменить дельта-функцией  $\delta(\omega - \omega_0)$ . В итоге, с учетом (3.2), получим:

$$A(\vec{k}, t) \approx -\frac{k}{\rho} \frac{\tilde{P}_W(\vec{k})}{2i\gamma\omega_0} \left[ 1 - e^{-\frac{ik_x U t}{2}} e^{-\left(\frac{kW}{2} + \gamma_0\right)t} \right] e^{-i\omega_0 t},$$

где  $\tilde{P}_W(\vec{k}) \equiv \int_{\omega} \tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) \delta(\omega - \omega_0) d\omega$ .

Видно, что это решение по структуре полностью соответствует амплитуде резонансного колебания маятника при наличии трения [5]. Находя теперь квадрат модуля амплитуды

и усредняя его по ансамблю реализаций коротких волн (по поверхности), определим, с использованием (3.2), пространственный спектр высот (усреднение отмечено угловыми скобками):

$$S(\vec{k}, t) \equiv \langle |A(\vec{k}, t)|^2 \rangle = \frac{k^2}{\rho^2} \frac{\langle |\tilde{P}_W(\vec{k})|^2 \rangle}{\omega_0^2 [(k_x U)^2 + (kW + \gamma_0)^2]} \times \left( 1 - 2e^{-\frac{1}{2}(kW + \gamma_0)t} \cos \frac{k_x U t}{2} + e^{-(kW + \gamma_0)t} \right).$$

С учетом выражений (2.3) для скоростей и параметров длинной волны этот спектр может быть записан в следующем виде:

$$S_t(\vec{k}, t; \xi) = S(\vec{k}; \xi) \left[ 1 - 2e^{-\frac{1}{2}\gamma_0 t \left( \frac{kA_0 \Omega \sin \xi}{\gamma_0} + 1 \right)} \times \cos \left( \frac{K_0 A_0 \Omega}{2} \frac{k \cos \xi}{K_0 \text{th}(K_0 h)} t \right) + e^{-\gamma_0 t \left( \frac{kA_0 \Omega \sin \xi}{2\gamma_0} + 1 \right)} \right], \quad (3.4)$$

где

$$S(\vec{k}; \xi) = \frac{k^2}{\rho^2} \times \frac{\langle |\tilde{P}_W(\vec{k})|^2 \rangle}{\omega_0^2 (A_0 \Omega)^2 \left[ \left( \frac{k_x \cos \xi}{\text{th}(K_0 h)} \right)^2 + k^2 \left( \frac{\gamma_0}{kA_0 \Omega} + \sin \xi \right)^2 \right]}. \quad (3.5)$$

Видно, что вследствие влияния длинной волны спектр нестационарный и параметрически модулирован ее фазой  $\xi = K_0 x - \Omega t$ . Для исключения этих модуляций далее будем рас-

смаатривать спектры в системе координат, движущейся с длиной волны. В эксперименте для этого необходимо получать информацию от какого-то выбранного движущегося участка модулирующей волны длиной  $2\pi/K_0$ . В этих условиях спектр (3.5) будет стационарным. Далее стационарность спектра будет пониматься именно в этом смысле.

Согласно (2.3), вертикальная скорость  $W$  движения жидкости в длинной волне на переднем склоне волны положительна. Положительными будут здесь и показатели экспонент в квадратных скобках выражения (3.4). Поэтому через отрезок времени  $t_k \geq (2kW + \gamma_0)^{-1}$  спектр коротких волн на переднем склоне длинной волны, независимо от величины ее амплитуды  $A_0$ , станет стационарным и равным спектру (3.5).

На заднем склоне длинной волны ситуация иная. Здесь вертикальная скорость  $W$  отрицательна и показатели экспонент в правой части выражения (3.4) могут менять знак. Часть коротковолнового спектра, удовлетворяющего неравенству

$$kA_0 < \gamma_0/\Omega,$$

через время  $|kA_0\Omega|^{-1}$  также станет стационарным, и будет описываться формулой (3.5). Часть коротковолнового спектра, для которого

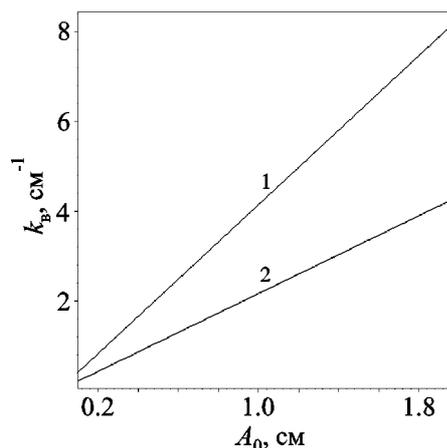
$$kA_0 > \gamma_0/\Omega,$$

будет неограниченно расти со временем. Граничное значение волнового числа,  $k_B$ , разделяющее стационарную и нестационарную части коротковолнового спектра, будет определяться условием:

$$A_0 = vk_B (gK_0 \text{th} K_0 h)^{-1/2}.$$

Коротковолновая гармоника, соответствующая этому граничному волновому числу, будет характеризоваться осциллирующей амплитудой.

На рис. 1 представлены зависимости граничного значения  $k_B$  от амплитуды морских волн с длинами 5 и 10 км. Стационарным

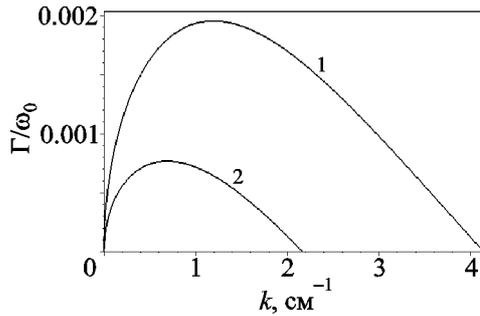


**Рис. 1.** Зависимость граничного волнового числа  $k_B$  от амплитуды  $A_0$  сейсмических волн с длинами  $\Lambda = 5$  км (линия 1) и  $\Lambda = 10$  км (линия 2). Глубина моря  $h = 0.5$  км

частям спектра ветровой ряби соответствуют области выше линий 1, 2. Видно, что стационарный спектр коротких волн сантиметрового диапазона существует лишь на волнах с очень малой амплитудой, порядка одного сантиметра. Такими амплитудами обладают сейсмические морские волны, образованные либо неглубокими подводными землетрясениями с магнитудами меньшими 6, либо более мощными, но и более глубокими [2].

Амплитуда ряби с волновыми числами меньшими  $k_B$  (область ниже кривых на рис. 1) будет экспоненциально расти на заднем склоне длинной волны, что указывает на существование линейной неустойчивости с инкрементом  $\Gamma = (k|W| - \gamma_0)$ . Эта неустойчивость связана с воздействием крупной волны и аналогична параметрическому резонансу в колебательных системах [5]. Стабилизирующим фактором здесь также является коэффициент вязкого затухания. В условиях роста амплитуды коротких волн линейаризация уравнения (2.4) уже недопустима, и необходимо учитывать последнее слагаемое в его правой части. Эта ситуация представляет большой практический интерес и требует отдельного рассмотрения.

На рис. 2 показаны зависимости относительного инкремента  $\Gamma/\omega_0$  от волнового числа ряби



**Рис. 2.** Зависимость относительного инкремента неустойчивости  $\Gamma/\omega_0$  от волнового числа ряби  $k$  для различных длин сейсмических волн с амплитудой  $A_0 = 1$  см: кривая 1 –  $\Lambda = 5$  км, кривая 2 –  $\Lambda = 10$  км. Глубина моря  $h = 0.5$  км

для сейсмических волн различной длины с амплитудой  $A_0 = 1$  см. На возрастающих участках кривых роль вязкости мала и

$$\Gamma/\omega_0 \sim k^{1/2} A_0 \Omega \sim k^{1/2} A_0 K_0 (gh)^{1/2}.$$

На убывающих участках роль вязкости растет с увеличением  $k$ , и при граничном его значении кривые пересекают ось абсцисс. Максимальное значение относительного инкремента увеличивается с ростом амплитуды, однако даже для сейсмических волн большой амплитуды (порядка одного метра [2]) остается малым. Это указывает на то, что рассматриваемая неустойчивость является достаточно слабой.

#### 4. Радиолокационный контраст

Как известно [9], удельная эффективная площадь рассеяния радиоволн от морской поверхности (УЭПР) пропорциональна спектру волнения  $S(\vec{k}; \xi)$ , а волновой вектор  $\vec{k}_E$  рассеянной резонансным образом радиоволны связан с волновым вектором  $\vec{k}$  ветровой ряби соотношением:

$$\vec{k} = 2\vec{k}_E \sin \theta, \quad \theta > 10^\circ, \quad \theta \neq 90^\circ, \quad (4.1)$$

где  $\theta$  – угол падения радиоволны.

Ветровое давление в радиолокационных измерениях является обычно неизвестной величиной. Его можно исключить из рассмотрения, если использовать радиолокационный контраст (радиоконтраст) морского волнения  $N(\vec{k}_E, \theta; \xi)$ , т. е. отнести УЭПР возмущенного участка моря к УЭПР невозмущенного участка.

В итоге для стационарного спектра (3.5) получим:

$$N(\vec{k}_E, \theta; \xi) \equiv S(\vec{k}; \xi) / S_0(\vec{k}) = \frac{4\gamma_0^2}{(k_x U)^2 + (kW + \gamma_0)^2} \Big|_{\vec{k}=2\vec{k}_E \cos \theta},$$

где

$$S_0(\vec{k}) = \frac{k^2 \langle |\tilde{P}_w(\vec{k})|^2 \rangle}{\rho^2 \omega_0^2 \gamma_0^2} \quad (4.2)$$

спектр коротковолнового волнения в отсутствие сейсмической волны.

На практике обычно используется логарифмический радиоконтраст

$$D(\vec{k}_E, \theta; \xi) = 10 \cdot \log N(\vec{k}_E, \theta; \xi) = -10 \cdot \log \left[ \left( 1 + \frac{W}{vk_E \sin \theta} \right)^2 + \left( \frac{k_{E,x} U}{vk_E^2 \sin \theta} \right)^2 \right].$$

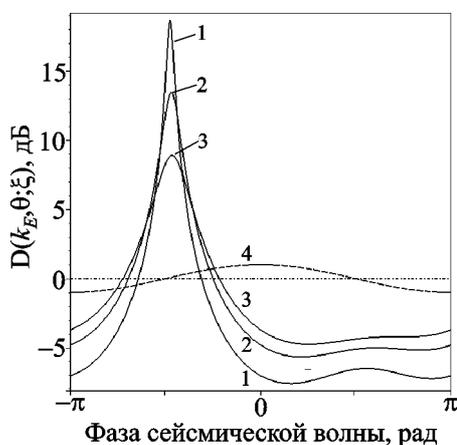
С использованием выражений для скоростей крупной волны он записывается следующим образом:

$$D(\vec{k}_E, \theta; \xi) = -10 \cdot \log \left[ \left( 1 + \frac{A_0 \Omega \sin \xi}{vk_E \sin \theta} \right)^2 + (A_0 \Omega)^2 \left( \frac{k_{E,x} \text{cth}(K_0 h) \cos \xi}{vk_E^2 \sin \theta} \right)^2 \right]. \quad (4.3)$$

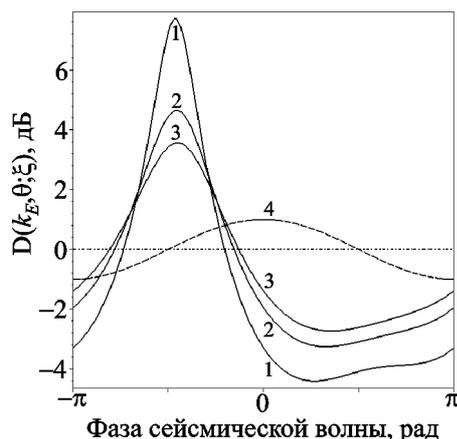
При заданных глубине моря, амплитуде и длине сейсмической волны, длине радиоволны и угле ее падения логарифмический радиоконтраст будет являться функцией фазы сейсмической волны.

На рис. 3 и 4 представлены распределения логарифмического радиоконтраста ветровой ряби по поверхности сейсмической волны длиной 5 км для зондирующих радиоволн с длинами волн соответственно 5.66 и 3 см. Видно, что на переднем склоне волны контраст отрицательный, порядка 5÷6 дБ. Задний склон волны характеризуется положительными значениями контраста: около 16 дБ для радиоволны 5.66 см и 7 дБ – для радиоволны 3 см. С уменьшением угла падения логарифмический радиоконтраст увеличивается, т. к. согласно (4.1) длина рассеивающей гармоники спектра ряби увеличивается и стабилизирующее влияние вязкости уменьшается.

Выражение (4.3) при заданной из эксперимента левой его части будет представлять собой уравнение для определения или оценки



**Рис. 3.** Зависимость логарифмического радиолокационного контраста  $D(k_E, \theta; \xi)$  от фазы сейсмической волны для зондирующей радиоволны длиной  $\lambda_E = 5.66$  см при различных углах падения: кривая 1 –  $\theta = 30^\circ$ , кривая 2 –  $\theta = 45^\circ$ , кривая 3 –  $\theta = 60^\circ$ . Кривая 4 – профиль сейсмической волны;  $\Lambda = 5$  км,  $A_0 = 0.3$  см,  $h = 0.5$  км



**Рис. 4.** Зависимость логарифмического радиолокационного контраста  $D(k_E, \theta; \xi)$  от фазы сейсмической волны для зондирующей радиоволны длиной  $\lambda_E = 3$  см при различных углах падения: кривая 1 –  $\theta = 30^\circ$ , кривая 2 –  $\theta = 45^\circ$ , кривая 3 –  $\theta = 60^\circ$ . Кривая 4 – профиль сейсмической волны;  $\Lambda = 5$  км,  $A_0 = 0.3$  см,  $h = 0.5$  км

амплитуды сейсмической волны, если заданы ее длина и глубина моря. Комбинируя данные экспериментов на различных частотах или углах падения радиоволн, можно составить с помощью (4.3) необходимое число уравнений для оценки параметров морских сейсмических волн.

Точки волны с нулевым значением логарифмического радиоконтраста характеризуются невозмущенным спектром ряби (4.2). Экспериментальные значения УЭПР в этих точках вместе с выражением (4.2) также могут быть использованы для оценки невозмущенного спектра морского волнения  $S_0(\vec{k})$  и спектра ветрового давления  $\langle |\tilde{P}_w(\vec{k})|^2 \rangle$ .

## 5. Выводы

Проведенный анализ показывает, что морские волны сейсмического происхождения при зондировании в сантиметровом диапазоне длин радиоволн характеризуются положительными величинами радиоконтрастов на заднем склоне

волны и отрицательными – на переднем. Их величины достаточны для уверенного обнаружения таких волн с аэрокосмических носителей.

Авторы благодарны В. Н. Цымбалу и В. Б. Ефимову за обсуждение результатов работы.

### Литература

1. Касахара К. Механика землетрясений. – М.: Мир, 1985. – 264 с.
2. Доценко С. Ф. Возбуждение волн цунами в непрерывно стратифицированном океане подвижками участка дна // Исследования цунами. – М.: АН СССР, 1988. – №3. – С. 7-17.
3. Филипс О. Динамика верхнего слоя океана. – М.: Мир, 1969. – 266 с.
4. Монин А. С., Красицкий В. П. Явления на поверхности океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 375 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. – М.: ФМ, 1958. – 208 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. – М.: ГИТТЛ, 1953. – 788 с.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Т. 1. – Л.- М.: ГИТТЛ, 1949. – 536 с.
8. Лурье А. И. Операционное исчисление. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. – 432 с.
9. Радиолокационные методы и средства оперативного дистанционного зондирования Земли с аэрокосмических носителей / Под ред. С. Н. Конюхова, В. И. Драновского, В. Н. Цымбала. – Киев: Изд. НАН Украины, 2007. – 440 с.

### Радіолокаційний контраст вітрових брижів на морській хвилі сейсмічного походження

**А. Г. Босєв, А. А. Боева, О. Я. Матвєєв**

Розв'язано задачу про радіолокаційний контраст вітрових хвиль короткого гравітаційного і гравітаційно-капілярного діапазонів на морській поверхні, збуреній хвилею сейсмічного походження. Для зондуючих радіохвиль з довжинами 3 та 5.66 см досліджено залежності радіолокаційних контрастів від параметрів сейсмічної хвилі та глибини моря. Показана можливість упевненого радіолокаційного виявлення морської сейсмічної хвилі дуже малої амплітуди на початковій стадії її розвитку.

### Radar Contrast of the Wind Ripples on the Sea Waves of Seismic Origin

**A. G. Boev, A. A. Boeva,  
and A. Y. Matvyeyev**

The problem for radar contrast of wind waves in the short gravity and capillary-gravity ranges at the sea surface that is perturbed by a seismic origin wave is solved. For radar sensing by waves with lengths of 3 and 5.66 cm, the dependence of the radar contrasts from seismic wave parameters and the sea depth is investigated. The possibility for reliable radar detection of a sea seismic wave with very small amplitude in the initial stage of its development is shown.