

УДК 551.466.80

ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОТОБРАЖЕНИЯ РЕЛЬЕФА ДНА НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2002 г. И. С. Долина, Ю. И. Троицкая

Институт прикладной физики РАН.

Институт прикладной физики РАН 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: dolin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11.07.2001 г., после доработки 18.10.2001 г.

В рамках квазилинейной модели модуляции коротких ветровых волн, возбуждаемых турбулентным ветром в присутствии волны зыби, рассчитаны амплитуда и фаза гидродинамической модуляционной передаточной функции при наличии двумерного препятствия на дне жидкости. В качестве факторов, возмущающих поле течений в длинной поверхностной волне, рассмотрены внутренние волны и турбулентный след за препятствием. Показано, что дополнительный контраст, создаваемый препятствием, может составлять до 15% от своего полного значения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с проблемой дистанционной диагностики длинных поверхностных волн интенсивно изучается взаимодействие между длинными и короткими поверхностными волнами (см. обзор [1] и ссылки в нем). Известно, что короткие поверхностные волны сантиметрового диапазона вызывают обратное рассеяние радиоволн от морской поверхности за счет механизма Брегга, поэтому трансформация их спектра полем длинных волн, или гидродинамическая модуляция, является одной из важных причин вариации рассеянного радиосигнала. В том случае, если длинные поверхностные волны распространяются над подводным препятствием, обтекаемым потоком жидкости (например, приливным течением), их параметры модулируются полем течений, возникающим при обтекании препятствия. Таким образом, информация о препятствии через поле длинных поверхностных волн переносится в спектр коротких волн, а затем проявляется в рассеянном радиосигнале.

Количественная оценка описанного эффекта разделяется на три этапа. Первый из них связан с расчетом неоднородного поля течений, вызванного обтеканием подводного препятствия. В зависимости от параметров потока здесь возможны различные режимы обтекания препятствия. В разделе 2 рассмотрены два случая: поле внутренних волн, эффективно генерируемых при числах Фруда порядка единицы, и турбулентный след, формирующийся при больших числах Фруда.

Второй этап связан с расчетом трансформации длинных поверхностных волн на неоднородном поле течений. Такой расчет, основанный на использовании законов сохранения частоты и вол-

нового действия поверхностных волн, приведен в 3 разделе.

На третьем этапе производится расчет модуляции коротких поверхностных волн, которые определяют брегговское рассеяние радиоволн при формировании радиоизображения морской поверхности [2]. Расчет проводится в рамках квазилинейной модели модуляции коротких ветровых волн конечной амплитуды в присутствии длинных, учитывающей как кинематический эффект неоднородного течения в длинной волне, так и модуляцию ветрового

турбулентного напряжения, вызванного длинной волной [3]. При этом принимается во внимание, что длинная поверхностная волна, вызывающая модуляцию короткой, сама модулирована крупномасштабным течением (внутренней волной или другим неоднородным течением).

2. Целью расчетов, проводимых на третьем этапе (раздел 4), является определение проявления модуляции длинных волн в поле коротких волн.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть на дне горизонтального потока идеальной несжимаемой жидкости, текущем со скоростью U в положительном направлении оси x , имеется малая неровность $z = -H + df(x)$, причем $f(x) \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$, $d \ll H$, $\max|f| = 1$. Жидкость стратифицирована по плотности

$$\rho = \begin{cases} \rho_1, & 0 < z < h, \\ \rho_2, & -H < z < 0. \end{cases} \quad (1)$$

В этом случае за препятствием возникает неоднородное течение, создавая возмущения скорости в потоке $u \ll U$.

Рассмотрим длинную поверхностную волну (с длиной более 10 м) для простоты с гармоническим возвышением поверхности

$$\eta = a \cos(kx_1 - \omega_1 t). \quad (2)$$

Здесь a , k и $\omega_1 = \omega - kU$ – амплитуда, волновое число и частота длинной волны в сопровождающей системе координат: $x_1 = x - Ut$, $z_1 = z$. Пусть на фоне длинной волны распространяются короткие волны. В спектре коротких волн имеются в том числе и “брегговские” компоненты, которые рассеивают радиоволны. Их длина составляет от нескольких сантиметров до нескольких дециметров в зависимости от длины волны излучения радиолокатора. Мощность рассеянных радиоволн P модулирована с пространственными и временными масштабами длинных волн, которые, в свою очередь, модулируются полем возмущений u

$$P = P_0(1 + kaM \cos(kx_1 - \omega_1 t - \phi_{\text{МТФ}})), \quad (3)$$

где P_0 – невозмущенная рассеянная мощность.

Эта вариация рассеянного радиосигнала характеризуется модуляционной передаточной функцией (МПФ), которая представляет собой комплексную величину с модулем M и фазой $\phi_{\text{МТФ}}$. Считая амплитуду длинной волны малой, будем рассматривать только гидродинамическую модуляцию, которая описывает трансформацию спектра брегговских коротких волн гидродинамическими полями длинной волны. Как показано в [2], гидродинамическая модуляция вносит основной вклад в МПФ для поверхностных волн с периодами более 3–5 с.

Для расчета коэффициента модуляции спектра коротких ветровых волн $M = F_1/F_0ka$, где F_1 – возмущение равновесного спектра возвышений водной поверхности F_0 , используем квазилинейную модель с учетом зависимости ветрового инкремента от амплитуды волн на воде [3]. Как показано в [3], для низкочастотной волны зыби (с частотой много меньшей частоты пика в спектре ветровых волн), эта модель дает значения модуля и фазы МПФ, удовлетворительно соответствующие экспериментальным данным.

Считая возмущения скорости течения в потоке за препятствием малыми $u \ll c_0$ ($c_0 = \sqrt{g/k_0}$ – фазовая скорость поверхностной волны в отсутствие возмущений) и раскладывая функцию M в ряд по степеням u/c_0 ,

$$M = M_0 + M'_u \frac{u}{c_0}, \quad (4)$$

определим величину $M_0 \equiv M|_{u=0}$ как контраст в спектре ветрового волнения в отсутствие препят-

ствия, а $M'_u u/c_0$ как контраст, создаваемый рельефом дна.

3. ВОЗМУЩЕНИЯ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ЗА ДВУМЕРНЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

При обтекании двумерного препятствия, расположенного на дне жидкости, потоком, стратифицированным по плотности, возникает неоднородное течение, параметры которого определяются числом Фруда, $\text{Fr} = U/C$, где U – скорость набегающего потока, а $C = \sqrt{g(\rho_2 - \rho_1)Hh/(\rho_1 H + \rho_2 h)}$ – максимальная фазовая скорость внутренних волн. Если $\text{Fr} \leq 1$, то эффективно возбуждаются внутренние волны. При $\text{Fr} \gg 1$ развивается турбулентный след. Эти два случая и рассматриваются ниже.

3.1. Внутренние волны. В линейной постановке движение жидкости в каждом из слоев описывается уравнениями Лапласа [4]:

$$\Delta \Phi_{1,2} = 0, \quad (-H < z < h) \quad (5)$$

с граничными условиями:

$$\text{при } z = 0 \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z},$$

$$g(\rho_2 - \rho_1) \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = U^2 \left(\rho_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} - \rho_2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} \right), \quad (6)$$

$$\text{при } z = h \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

$$\text{при } z = -H \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = Udf_x. \quad (8)$$

Здесь $\Phi_{1,2}$ – потенциалы возмущений в каждом из слоев жидкости.

С помощью преобразований Фурье находим выражение для поля скорости течений на поверхности жидкости, создаваемого внутренними волнами $u = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}$ при $z = h$:

$$u = \frac{Ud}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_s^2 e^{isx} ds}{\Delta(s) \text{sh}H \text{sh}h}, \quad (9)$$

где $\Delta = s(\text{cth} s H + \varepsilon \text{cth} s h) - s_0$, $\varepsilon = \rho_1/\rho_2$, $s_0 = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2 U^2$, f_s – спектр источника возмущений:

$$f_s = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{isx} dx. \quad (10)$$

Интеграл в (9) вычисляется с помощью теории вычетов. Опуская детали вычислений (см., например, [4]), получаем

$$u = -\frac{2Udf_s s_*^2 \sin x}{\Delta' sh s_* H sh s_* h} = -u_0 \sin s_* x, \quad (x > 0), \quad (11)$$

где u_0 – амплитуда внутренней волны, а s_* – корень уравнения $\Delta(s_*) = 0$, который существует при условии $Fr \leq 1$.

Для колоколообразного препятствия,

$$f(x) = \frac{b^2}{b^2 + x^2},$$

из (10) имеем $f_s = b\pi e^{-sb}$. Пусть $b = 100$ м, $d = 30$ м, $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2 = 2 \cdot 10^{-3}$. Тогда при $h = 20$ м, $H = 200$ м, $U = 0.55$ м/с получаем $u_0 = 0.2$ м/с, а длина излучаемой волны составит $\lambda_* = 2\pi/s_* \approx 430$ м.

3.2. ТУРБУЛЕНТНЫЙ СЛЕД

Если скорость обтекания препятствия увеличивается и достигается режим больших чисел Фруда $Fr > 1$, то за препятствием развивается турбулентный след (так как в натуральных условиях число Рейнольдса $Re = Ud/\nu \geq 10^7$). Для ширины двумерного следа имеем [5]:

$$l \approx \sqrt{c_x} d \sqrt{\frac{x}{d}}, \quad (12)$$

а средняя скорость в следе падает по закону

$$u \approx \sqrt{c_x} U \sqrt{\frac{d}{x}}, \quad (13)$$

где c_x – коэффициент сопротивления.

Будем предполагать, что след расширяется до слоя скачка, которым его расширение тормозится. В дальнейшем, следовательно, скорость в следе сохраняется постоянной:

$$u_0 \approx U \sqrt{c_x} \sqrt{\frac{d}{x_0}}.$$

Здесь x_0 – расстояние от препятствия до точки пересечения следом скачка плотности. Предполагая, что при $x = x_0$ $l = H$, получим оценку возмущенной скорости в следе

$$u \approx \frac{c_x U d}{H}. \quad (14)$$

Эта скорость достигается на расстоянии $x_0 \approx H^2/c_x d$. Возьмем для оценки $U \approx 1-2$ м/с, $d/H \approx 0.2-0.5$, $c_x \approx 0.6$ (для цилиндрического препятствия). В результате получаем $u \approx 0.12-0.6$ м/с.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЛИННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим трансформацию длинных поверхностных волн на неоднородном поле течений за препятствием. Будем рассматривать поверхностные волны, длина волны которых $2\pi/k$ много меньше горизонтального масштаба изменения полей течения, созданных внутренними волнами $2\pi/s_*$ или турбулентным следом. Тогда для расчета изменения параметров поверхностной волны может быть использовано приближение геометрической оптики, которое фактически применимо при $k/s_* \geq 3$. Оценки показывают, что при $\lambda_* = 430$ м (см. выше) условие применимости выполняется для волн зыби с длинами меньше ~ 150 м и частотами выше 0.1 Гц. Как известно [6], для стационарных поверхностных волн в этом случае выполняются законы сохранения частоты

$$\omega = \text{const}, \quad (15)$$

и адиабатического инварианта

$$c_{\text{гр}} \frac{\partial \bar{L}}{\partial \omega} = \text{const}, \quad (16)$$

где $c_{\text{гр}} = -\frac{\partial D/\partial k}{\partial D/\partial \omega}$ – групповая скорость поверхностных волн, $D(\omega, k) = 0$ – дисперсионное уравнение, \bar{L} – усредненный лагранжиан, $\frac{\partial \bar{L}}{\partial \omega} = \frac{E}{\omega}$ – волновое действие, E – плотность энергии волны.

4.1. Изменение параметров длинной волны при взаимодействии с полем внутренних волн. Так как длина поверхностной волны много меньше чем внутренней, то можно считать, что возмущающее течение, создаваемое внутренними волнами, не зависит от глубины при $kz \leq 1$ (см. также [7]).

Дисперсионное уравнение поверхностной волны на потоке со скоростью U имеет вид:

$$(\omega - kU)^2 = gk, \quad (17)$$

т.е. $c_{\text{гр}} = U \pm \frac{1}{2} \sqrt{g/k}$. В лабораторной системе отсчета течение жидкости стационарно и имеет скорость $U + u(x)$. Записывая законы сохранения (15) и (16), получаем:

$$\omega_1 + k(U + u) = \omega_0 + k_0 U, \quad (18)$$

$$\frac{a^2}{\omega_1} \left(\frac{c}{2} + U + u \right) = \frac{a_0^2}{\omega_0} \left(\frac{c_0}{2} + U \right), \quad (19)$$

где $\omega_0 = \pm \sqrt{gk_0}$, k_0 и a_0 – значения частоты, волнового числа и амплитуды в той точке фазы внутренней волны, где $u = 0$; $c_0 = \pm \sqrt{g/k_0}$, $c = \pm \sqrt{g/k}$, $\omega_1 = \pm \sqrt{gk}$. Из (18) и (19) получаем:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{c_0 + (c_0 + 2U) \sqrt{1 + \frac{4u(c_0 + U)}{(c_0 + 2U)^2}}}{2(c_0 + U)},$$

$$\frac{a^2}{a_0^2} = \frac{c_0}{c} \frac{c_0 + 2U}{c_0 + 2U + 2u},$$

или при $\frac{4u(c_0 + U)}{(c_0 + 2U)^2} \ll 1$

$$\frac{c}{c_0} = 1 + \frac{u}{c_0 + 2U}, \quad \frac{k}{k_0} = 1 - \frac{2u}{c_0 + 2U},$$

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = 1 - \frac{u}{c_0 + 2U}$$

$$\frac{a}{a_0} = 1 - u \frac{2c_0 + 3U}{(c_0 + 2U)^2}. \quad (20)$$

Записывая параметры длинной волны в виде

$$\omega_1 = \omega_0(1 + u'\omega_{01}), \quad k = k_0(1 + u'k_1), \quad (21)$$

$$a = a_0(1 + u'a_1), \quad c = c_0(1 + u'c_1),$$

где $u' = u/c_0 \ll 1$, получаем величины поправок:

$$c_1 = -\omega_{01} = \frac{c_0}{c_0 + 2U}, \quad a_1 = -\frac{(2c_0 + 3U)c_0}{(c_0 + 2U)^2}, \quad (22)$$

$$k_1 = -\frac{2c_0}{c_0 + 2U}.$$

Так как $U < c \ll c_0$, то с хорошей точностью можно считать $c_1 = -\omega_{01} = 1$, $a_1 = k_1 = -2$. Заметим, что поскольку u изменяется в соответствии с (11), то параметры длинной волны модулированы по гармоническому закону с периодом λ_* .

Изменение параметров длинной волны при взаимодействии с турбулентным следом. Отличие в постановке задачи от первого случая заключается в том, что скорости потока в верхнем и нижнем слоях жидкости теперь различны. В верхнем слое скорость равна U , а в нижнем медленно (на масштабах длин поверхностных волн) изменяется по горизонтали $U_2(x) < U$.

Движение жидкости в каждом из слоев описывается уравнениями Лапласа:

$$\Delta \Psi_{1,2} = 0, \quad (-H < z < h) \quad (23)$$

с граничными условиями:

при $z = h$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{\partial \Psi_1}{\partial x}, \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z \partial t} + U \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z \partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0,$$

при $z = 0$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{\partial \Psi_1}{\partial x}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{\partial \Psi_2}{\partial x},$$

$$\rho_1 \left(\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z \partial t} + U \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z \partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) =$$

$$= \rho_2 \left(\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z \partial t} + U_2 \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z \partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right), \quad (26)$$

при $z = -H$ $\Psi_2 = 0$.

Здесь $\Psi_{1,2}$ – функция тока в соответствующем слое жидкости.

После несложных вычислений, считая для поверхностных волн нижний слой жидкости бесконечно глубоким ($kH \gg 1$), получаем дисперсионное уравнение:

$$D(\omega, k) = \left(1 - \frac{gk}{(\omega - kU)^2} \right) \times$$

$$\times \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} g - \frac{(\omega - kU)^2 + (\omega - kU_2)^2}{k} \right] + \left(1 \times \right. \quad (27)$$

$$\left. \times \frac{gk}{(\omega - kU)^2} \right) \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} g - \frac{(\omega - kU_2)^2 + (\omega - kU)^2}{k} \right] e^{-2kh} = 0.$$

Лагранжиан вычисляется по формуле:

$$L = \rho_2 \int_{-H}^{\zeta(x,t)} \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \phi_2|^2 + gz \right) dz +$$

$$+ \rho_1 \int_{\zeta(x,z)}^{h+\eta(x,z)} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \phi_1|^2 + gz \right) dz. \quad (28)$$

Здесь $\phi_1 \equiv \Psi_1 + \int U dx$, $\phi_2 \equiv \Psi_2 + \int U_2 dx$.

После несложных преобразований из (28) получаем

$$\bar{L} = \frac{\rho a^3}{4} \text{ch} k h e^{kh} \left(1 - \frac{gk}{(\omega - kU)^2} \text{th} k h \right) D(\omega, k).$$

При условиях $\frac{U - U_2}{U} \ll 1$ и $\frac{U - U_2}{c} \ll 1$ дисперсионное уравнение и усредненный лагранжиан преобразуются к виду:

$$\omega = kU \pm \sqrt{gk} - e^{-2kh} uk, \quad (29)$$

$$\bar{L} = \frac{\rho a^2}{2k} \left[gk - (\omega - kU)^2 - ku(\omega - kU) \times \left(1 + e^{-2kh} - \frac{gk(1 - e^{-2kh})}{(\omega - kU)^2} \right) \right], \quad (30)$$

где $u = U - U_2$.

Записывая законы сохранения (15) и (16), получаем:

$$\omega_1 + kU - kue^{-2kh} = \omega_0 + k_0U, \quad (31)$$

$$\frac{a^2}{k} (\omega_1 + ku(1 - e^{-2kh})) \left(U + \frac{c}{2} - ue^{-2kh}(1 - 2kh) \right) = \frac{a_0^2}{k_0} \omega_0 \left(U + \frac{c_0}{2} \right), \quad (32)$$

Из (31) и (32) получаем величины поправок:

$$\omega_{01} = \frac{c_0 e^{-2k_0h}}{2U + c_0}, \quad c_1 = -\frac{c_0 e^{-2k_0h}}{2U + c_0}, \quad k_1 = \frac{2c_0 e^{-2k_0h}}{2U + c_0}, \quad (33)$$

$$a_1 = \frac{(3U + 2c_0)c_0}{(2U + c_0)^2} e^{-2k_0h} - \frac{1}{2}(1 - e^{-2k_0h}) - \frac{2k_0hc_0}{2U + c_0} e^{-2k_0h}.$$

При условии $k_0h \ll 1$ выражения (33) переходят в (22) (с учетом знака скорости u).

5. РАСЧЕТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МПФ В РАМКАХ КВАЗИЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ [3]

Рассмотрим модуляцию спектра коротких ветровых волн, вызванную длинной поверхностной волной, которая, в свою очередь, модулирована неоднородным течением. При этом воспользуемся квазилинейной моделью [3], в которой учитывается как кинематический эффект длинной волны, так и модуляция длинноволнового турбулентного напряжения. Следует заметить, что модель [3] применима в том случае, когда длинная поверхностная волна имеет характерные временные и пространственные масштабы, много большие, чем масштабы ветровых волн и, таким образом, является волной зыби. В этом случае с использованием простой релаксационной модели [8] можно получить выражение для возмущений спектра возвышений водной поверхности F_1 :

$$F_1 = \frac{i\omega_1 ka}{\beta_r - i\omega_1} \left(K \frac{\partial F_0}{\partial K} + \eta F_0 \right) + 2 \frac{\delta B_0}{\delta u_*^2} T_1 \frac{F_0}{\beta_r - i\omega_1}, \quad (34)$$

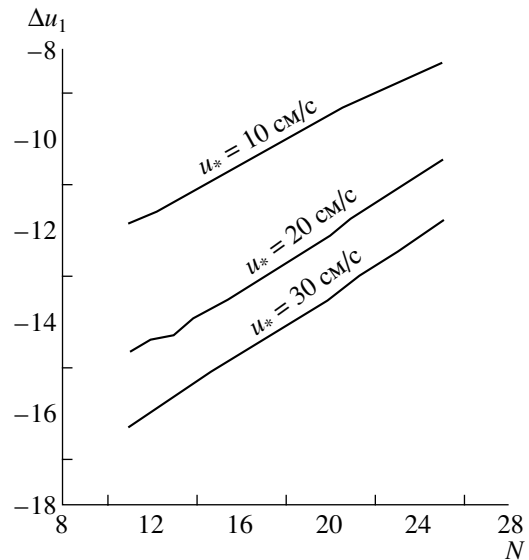


Рис. 1. Зависимость параметра Δu_1 от "возраста" ветрового волнения при различных значениях скорости трения ветра.

где K – волновое число короткой волны, β_r – скорость релаксации возмущенного спектра к равновесному, B_0 – ветровой инкремент короткой волны, $\delta/\delta u_*^2$ – обозначает вариационную производную, u_* – скорость трения ветра, η – "фактор растяжения", введенный в [9, 10, 11], T_1 – длинноволновое возмущение турбулентного вязкого напряжения. Как показано в [3],

$$T_1 = \frac{2\kappa u_* cka}{\ln\left(\frac{3.15\kappa c v_a \gamma_0^+}{\kappa u_*^2}\right) - \kappa \Delta u_1 + \frac{\pi}{2}i}, \quad (35)$$

где $\kappa = 0.4$ – постоянная Кармана, v_a – кинематическая вязкость воздуха ($v_a = 0.15 \text{ см}^2/\text{с}$), $\gamma_0^+ = 0.15$, Δu_1 – добавка к среднему профилю скорости ветра, возникающая за счет нелинейного взаимодействия с полем ветровых волн ($\Delta u_1 < 0$). Для фактора растяжения используем формулу

$$\eta = \frac{c_g}{c_f} - 1, \quad (36)$$

справедливую при отсутствии дрейфового течения, где $c_g = \partial\Omega_0/\partial K$ – групповая, а $c_f = \Omega_0/K$ – фазовая скорости короткой волны, Ω_0 – собственная частота короткой волны.

Значения β_r , $B = \frac{\delta B_0}{\delta u_*} u_*$ и Δu_1 в рамках квазилинейной модели определяются скоростью ветра

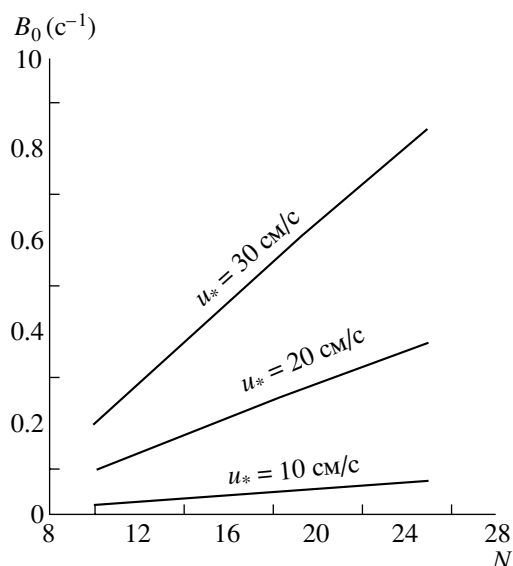


Рис. 2. Зависимость инкремента ветровых волн с длиной волны 2.3 см от “возраста” ветрового волнения при различных значениях скорости трения ветра.

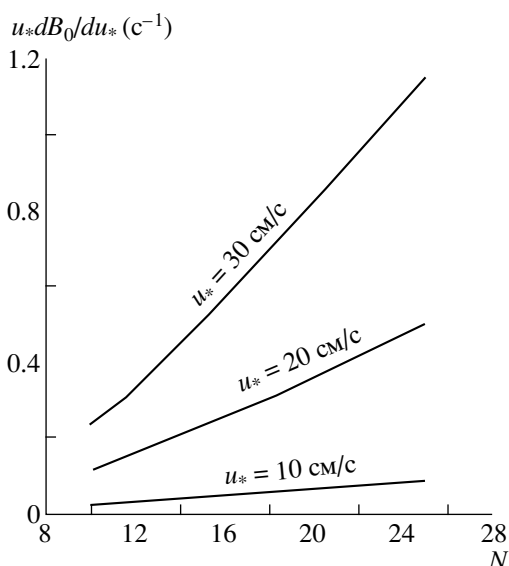


Рис. 3. Зависимость параметра $u_* dB_0 / du_*$ для волны с длиной 2.3 см от “возраста” ветрового волнения при различных значениях скорости трения ветра.

и спектром ветровых волн. При расчетах аналогично [3] использовался спектр JONSWAP [12]:

$$F_0(K) = \frac{1}{2} \alpha_p K^{-3} \exp\left[-\frac{5}{4} \left(\frac{K_p}{K}\right)^2\right] \gamma^r, \quad (37)$$

$$r = \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{K} - \sqrt{K_p}}{\sigma \sqrt{K_p}}\right)^2\right],$$

где $\alpha_p = 0.57(C_p/u_*)^{-3/2}$, $\gamma = 3.3$, $\sigma = 0.1$, $K_p = g/C_p^2$, $C_p = Nu_*$ – фазовая скорость энергонесущей компоненты, N – так называемый параметр “возраста” волнения; известно, что N растет с увеличением разгона. Хорошо известно [13], что с ростом N средний уклон в спектре ветрового волнения падает, таким образом волны становятся “более линейными”. Зависимости параметров задачи $\beta_r = 2B_0$,

$B = \frac{\delta B_0}{\delta u_*} u_*$ и Δu_1 от параметра N при нескольких

значениях скорости трения ветра представлены на рис. 1–3. Из рис. 1 видно, что при малых N (молодое волнение) получаются большие по абсолютной величине значения отрицательной добавки к среднему профилю скорости $-\Delta u_1$, вызванной нелинейным взаимодействием между ветровыми волнами и ветровым течением. Это, очевидно, обусловлено большими средними амплитудами поля ветровых волн при меньших N . Уменьшение ветрового инкремента короткой поверхностной волны B_0 при уменьшении N (см. рис. 2) обусловлено уменьшением средней скорости ветра, описываемой величиной Δu_1 .

Нелинейное взаимодействие волн с ветром вызывает изменение и средней скорости ветра. Действительно, средняя скорость ветра U_0 удовлетворяет уравнению [13]:

$$v(z) \frac{dU_0}{dz} + \tau_w = u_*^2,$$

где τ_w – поток импульса в волнах, $v(z)$ – коэффициент турбулентной вязкости. Интегрирование этого уравнения дает при $z \gg z_0$

$$U_0 = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} + \Delta u_0,$$

где добавка $\Delta u_0 = \int_0^\infty \frac{\tau_w}{v(z)} dz$ обусловлена нелиней-

ным взаимодействием волн и ветра и определяется спектром ветровых волн. Отсюда очевидно, что скорость ветра на стандартной высоте 10 м U_{10} при фиксированной скорости трения u_* будет зависеть от параметра “возраста” волнения N . Зависимость U_{10} от N при трех значениях u_* представлена на рис. 4.

Расчет производился для брегговской волны с длиной волны 2.3 см. Учтем, что в этом диапазоне длин волн спектр (37) хорошо описывается законом K^{-4} , а фактор растяжения принимает значение $\eta = -0.15$. Пусть длинная поверхностная волна распространяется над подводным препятствием, тогда ее параметры изменяются в соответствии с (21). Подставляя разложения (21) в формулу (34), получаем:

$$M = \frac{F_1}{F_0 k_0 a_0} = \frac{-4.15 i \omega_0 (1 + u'(\omega_{01} + k_1 + a_1)) + B T_2 c_0 (1 + u'(k_1 + a_1 + c_1))}{\beta_r - i \omega_0 (1 + u' \omega_{01})}, \quad (38)$$

где $T_2 = \frac{T_1}{k a c u_*^2}$, $B = \frac{\delta B_0}{\delta u_*} u_*$.

Выражение для гидродинамической МПФ в отсутствие препятствия M_0 получается из (38) при $u' = 0$.

Разлагая (38) в ряд по u' , получим выражение для M'_0 :

$$M'_u = \frac{-4.15 i \omega_0}{\beta_r - i \omega_0} \left(\omega_{01} + k_1 + a_1 + \frac{i \omega_0 \omega_{01}}{\beta_r - i \omega_0} \right) + \frac{B T_2 c_0}{\beta_r - i \omega_0} \left[k_1 + a_1 + c_1 + \frac{i \omega_0 \omega_{01}}{\beta_r - i \omega_0} - \frac{\omega_{01}}{\ln \left(\frac{3.15 \omega_0 v_a \gamma_0^+}{k u_*^2} \right) - \kappa \Delta u_1 + \frac{\pi i}{2}} \right]. \quad (39)$$

Результаты расчета гидродинамической МПФ представлены на рис. 5. Кривые отличаются значениями “возраста” волнения и скорости трения ветра. Видно, что для волн зыби с частотой 0.1–

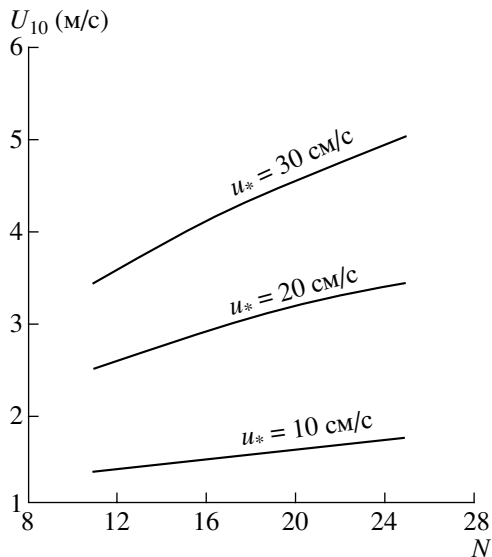


Рис. 4. Зависимость скорости ветра на высоте 10 м от “возраста” волнения для различных значений скорости трения ветра.

0.3 Гц модуль M_0 падает с ростом частоты, его величина составляет примерно 5–15, фаза M_0 изменяется от $-\pi/2$ до 0.

Подставляя в (39) величины поправок (22) и (33), получаем функцию M'_u для каждого из источников возмущений. Графики зависимости модуля и фазы M'_u от частоты длинной волны f_0 для случая, когда источником возмущений являются внутренние волны, представлены на рис. 6 (фаза внутренней волны $s_{*x} = 3\pi/2 + 2\pi n$), а для случая, когда источник возмущений – турбулентный след, на рис. 7.

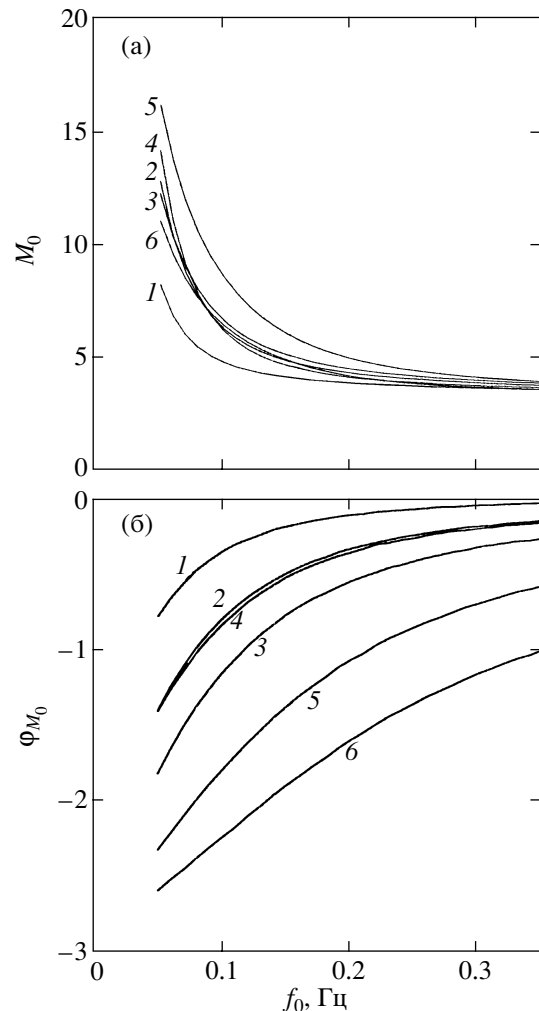


Рис. 5. Зависимости модуля (а) и фазы (б) гидродинамической МПФ от частоты длинной волны. Скорости трения ветра: кривые 1, 4–0 см/с; 2, 5–20 см/с; 3, 6–30 см/с. Длина короткой волны 2.3 см. “Возраст” волнения $N = 10$ (1, 2, 3) и $N = 25$ (4, 5, 6).

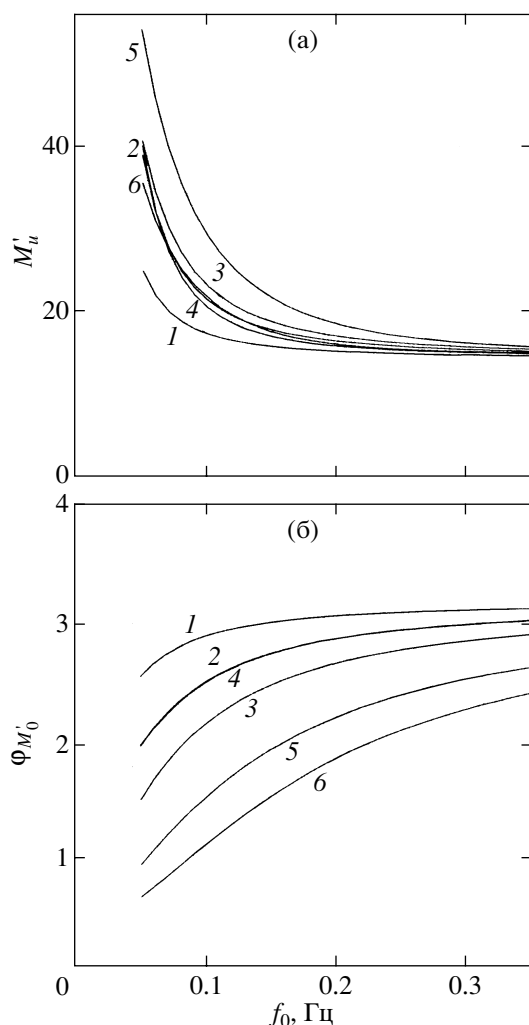


Рис. 6. Зависимости модуля (а) и фазы (б) M'_u от частоты длинной волны. Скорости трения ветра: кривые 1, 4–10 см/с; 2, 5–20 см/с; 3, 6–30 см/с. Длина короткой волны 2.3 см. “Возраст” волнения $N = 10$ (1, 2, 3) и $N = 25$ (4, 5, 6). Источник возмущений – внутренняя волна.

Из рис. 6 и 7 видно, что модуль производной M'_u , связанной с внутренними волнами, в диапазоне частот 0.1–0.3 Гц изменяется от 16 до 30, уменьшаясь с ростом частоты, фаза M'_u изменяется от 0 до π . Модуль производной, связанной с турбулентным следом, в рассматриваемом диапазоне частот изменяется в пределах 2–13, с изменением фазы от $-\pi/2$ до π .

Относительный вклад дополнительного контраста $\Delta M/M_0 = M'_u u_0/c_0 M_0$ представлен на рис. 8, 9. Из рис. 8 видно, что относительная добавка к контрасту созданному внутренними волнами, зависит приблизительно линейно от частоты и может быть описана зависимостью

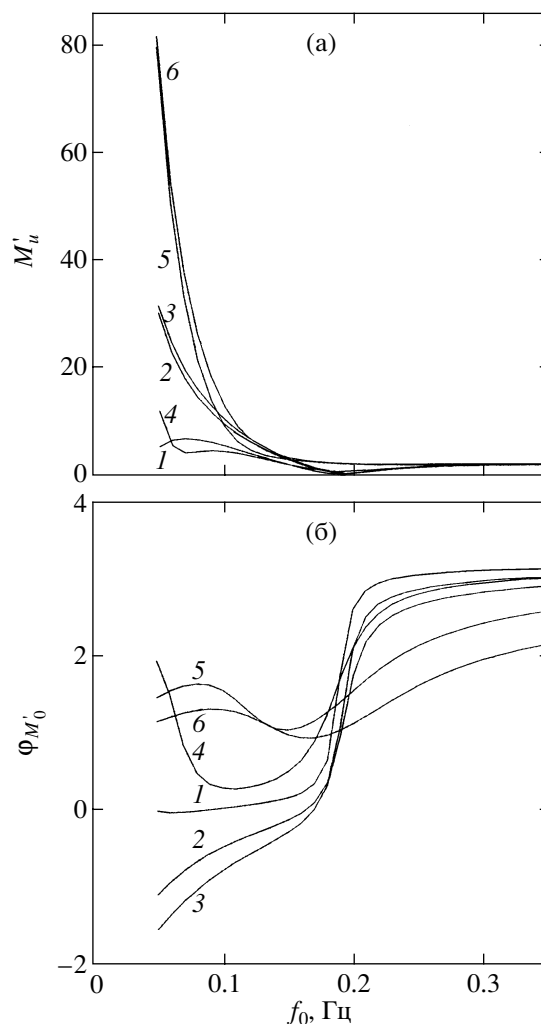


Рис. 7. Зависимости модуля (а) и фазы (б) M'_u от частоты длинной волны. Скорости трения ветра: кривые 1, 4–10 см/с; 2, 5–20 см/с; 3, 6–30 см/с. Длина короткой волны 2.3 см. “Возраст волнения” $N = 10$ (1, 2, 3) и $N = 25$ (4, 5, 6). Источник возмущений – турбулентный след при $U = 1$ м/с, $h = 5$ м.

$$\frac{\Delta M}{M_0} \approx -4 \frac{u_0}{c_0}$$

Ее величина при $u_0 = 0.2$ м/с составляет 5–15%.

Относительный вклад дополнительного контраста, созданного турбулентным следом, изменяется более сложным образом. Величина его при $u = 0.3$ м/с ($h = 5$ м, $U = 1$ м/с) составляет 3–4%. При увеличении скорости потока коэффициент M'_u , как видно из формул (33), изменяется незначительно, и при $U = 2$ м/с имеем $u = 0.6$ м/с, и тогда дополнительный контраст составит 6–8%. С увеличением толщины верхнего слоя h контраст на малых частотах ($f_0 \sim 0.1$ Гц) падает. Так при $U = 2$ м/с и $h = 0$ (обтекание препятствия однородной жидко-

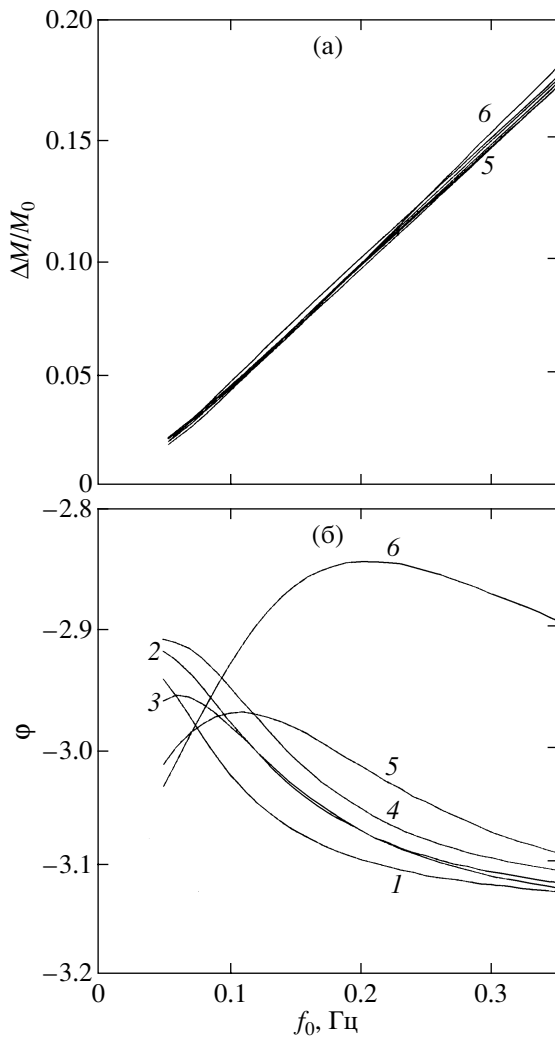


Рис. 8. Зависимости модуля (а) и фазы (б) относительного вклада дополнительного контраста от частоты длинной волны. Скорости трения ветра: кривые 1, 4–10 см/с; 2, 5–20 см/с; 3, 6–30 см/с. Длина короткой волны 2.3 см. “Возраст” волнения $N = 10$ (1, 2, 3) и $N = 25$ (4, 5, 6). Источник возмущений – внутренняя волна.

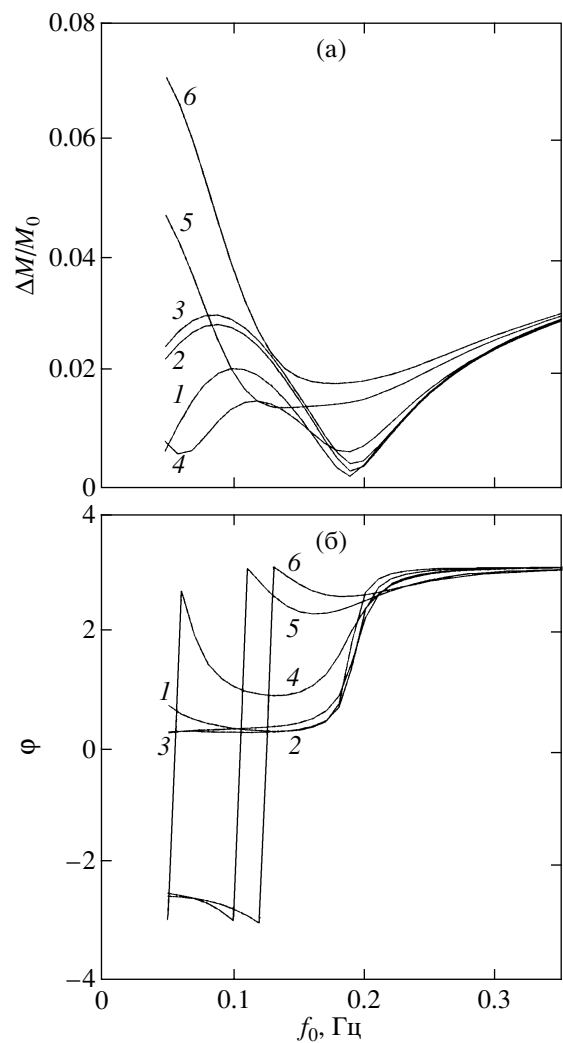


Рис. 9. Зависимости модуля (а) и фазы (б) относительного вклада дополнительного контраста от частоты длинной волны. Скорости трения ветра: кривые 1, 4–10 см/с; 2, 5–20 см/с; 3, 6–30 см/с. Длина короткой волны 2.3 см. “Возраст” волнения $N = 10$ (1, 2, 3) и $N = 25$ (4, 5, 6). Источник возмущений – турбулентный след при $U = 1$ м/с, $h = 5$ м.

стью) дополнительный контраст составляет величину порядка единицы, а при $h = 10$ м $M'_u u/c_0 \sim 0.3$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов гидродинамической МПФ по квазилинейной модели [3] показывают, что величина дополнительного контраста, возникающего при обтекании препятствия на дне жидкости, может достигать 15% от полного значения МПФ в результате генерации препятствием внутренних волн. При этом картина возмущений на поверхности жидкости будет модулирована с периодом внутренней волны. Отметим, что непо-

средственное воздействие внутренних волн на короткие поверхностные волны будет мало из-за невозможности выполнения условий синхронизма: равенства фазовой скорости внутренних и групповой скорости поверхностных волн.

Турбулентный след проявляется на поверхности жидкости слабее из-за наличия экспоненциального фактора, но в однородной жидкости его влияние сопоставимо с влиянием внутренних волн. В дальнейшем представляет интерес учесть пространственный характер задачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 99-05-64368, 00-15-96772) и гранта INTAS (№ 00-242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smith J.A.* Modulation of short wind waves by long waves // "Surface Waves and Fluxes". Kluwer. Netherlands: Academic Publishers, 1990. V. 1. P. 247–284.
2. *Hasselmann K., Raney R.K., Plant W.J., Alpers W., Shuchman R.A., Lyzenga D.R., Rufenach C.L., Tucker M. J.* Theory of synthetic aperture radar imaging: a MARSEN view // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. NC3. P. 4659–4686.
3. *Троицкая Ю.И.* Квазилинейная модель модуляции коротких поверхностных волн, возбуждаемых турбулентным ветром в присутствии волны зыби: Препринт № 544. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2000.
4. *Сретенский Л.Н.* Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 816 с.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
6. *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
7. *Филлунс О. М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 319 с.
8. *Keller W.C., Wright J.W.* Microwave scattering and the straining of wind generated waves // *Radio Sci.* 1975. V. 10. P. 139–147.
9. *Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W.* Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents // *J. Fluid Mech.* 1960. V. 8. № 4. P. 565–583.
10. *Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W.* The changes in the amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents // *J. Fluid Mech.* 1961. V. 10. № 4. P. 529–549.
11. *Longuet-Higgins M.S.* The propagation of short surface waves on longer gravity waves // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 177. P. 293–306.
12. *Hasselmann K. et al.* Measurements of wind-wave growth rate and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) // *Dtsch. Hydrogr. Z. Reihe A.* 1973. V. 8. P. 12.
13. *Janssen P.A.E M.* Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves // *J. Phys. Ocean.* 1989. V. 19. № 6. P. 745–754.