

УДК 551.463.288

БИМОДАЛЬНОЕ УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВЕТРОВЫХ ВОЛН И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА АКУСТИЧЕСКИЙ ШУМ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А. С. ЗАПЕВАЛОВ

Морской гидрофизический институт НАН Украины, Севастополь

Получено 07.02.2006

Развита предложенная академиком Бреховских модель генерации акустического излучения морской поверхностью. Построена зависимость интенсивности акустического излучения от углового распределения энергии поверхностных волн. В рамках модели бимодального углового распределения, предложенной Лонге-Хиггинсом, показано, что основной вклад в генерацию акустического излучения дают волны, распространяющиеся под углами $\sim \pi/2$ к направлению ветра.

Розвинуто запропоновану академіком Бреховських модель генерації акустичного випромінювання морською поверхнею. Побудовано залежність інтенсивності акустичного випромінювання від кутового розподілу енергії поверхневих хвиль. У рамках моделі бимодального кутового розподілу, запропонованої Лонге-Хіггінсом, показано, що основний внесок в генерацію акустичного випромінювання дають хвилі, які поширюються під кутами $\sim \pi/2$ до напрямку вітру.

The model of sound radiation by the sea surface suggested by Academician Brekhovskikh has been developed. Dependence of sound radiation intensity on the angular distribution of the surface waves energy is shown. It is shown in the framework of bimodal angular distribution modal suggested by Longuet-Higgins that the main contribution to the sound radiation is made by the waves propagating at the angle of about $\pi/2$ to the wind direction.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников акустического шума в океане является поверхностное волнение [1]. Анализ межволнового взаимодействия в поле поверхностных волн показал, что распространяющиеся навстречу друг другу спектральные составляющие одинаковой частоты образуют стоячую волну и генерируют звук удвоенной частоты [2]. Основы теории генерации звука непрерывным спектром поверхностных волн сформулированы в работе [3].

Хотя исследования акустического излучения, порождаемого поверхностными волнами, имеют почти полувековую историю, данная проблема до сих пор далека от разрешения. В первую очередь, это обусловлено недостаточной изученностью пространственно-временных спектров поверхностных волн (как их характеристик, так и формирующих физических механизмов) [4].

В последние годы представления о характере частотно-угловых спектров были уточнены. Цикл проведенных недавно натурных исследований показал, что на частотах, превышающих частоту основных энергонесущих волн, функция, описывающая угловое распределение волновой энергии, является бимодальной [5, 6].

Целью данной работы является анализ влияния формы функции углового распределения энергии ветровых волн на уровень акустического излучения, генерируемого морской поверхностью.

1. СПЕКТР АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [3] рассмотрен случай, когда акустический шум генерируют поверхностные волны, удовлетворяющие дисперсионному соотношению в форме

$$\omega^2 = gk + \gamma k^3. \quad (1)$$

Здесь ω – циклическая частота; g – ускорение свободного падения; k – волновое число; γ – коэффициент поверхностного натяжения. Согласно [3], средний квадрат давления, обусловленного колебаниями уровня поверхности, будет

$$\overline{p^2} = \frac{\pi \rho^2}{4C_S^2} \int \omega^2 (5\omega^2 - kg)^2 m(\vec{k}) \Xi_\xi^2(\vec{k}) d\vec{k} \Big|_{k=k(\omega)}, \quad (2)$$

где \vec{k} – волновой вектор; $m(\vec{k})$ – безразмерный коэффициент, определяющий уровень стоячих волн; $\Xi_\xi(\vec{k})$ – двумерный спектр поверхностных волн. В общем случае коэффициент m должен удовлетворять условию $0 \leq m(k) \leq 1$. Его предельные значения соответствуют чисто бегущей ($m=1$) и чисто стоячей ($m=0$) волнам. Величина m определяется выражениями [3]

$$\begin{aligned} \Xi_\xi(-\vec{k}) &= m \Xi_\xi(\vec{k}), & \text{если } \Xi_\xi(-\vec{k}) \leq \Xi_\xi(\vec{k}), \\ \Xi_\xi(\vec{k}) &= m \Xi_\xi(-\vec{k}), & \text{если } \Xi_\xi(\vec{k}) \leq \Xi_\xi(-\vec{k}). \end{aligned} \quad (3)$$

Перейдем к полярной системе координат. Используя условие нормировки, согласно кото-

рому любой спектр возвышения поверхности, проинтегрированный по всем переменным, равен дисперсии возвышения поверхности, получаем

$$\psi(k, \alpha) = \frac{\partial(k_x, k_y)}{\partial(k, \alpha)} \Xi_\xi(k_x, k_y), \quad (4)$$

где α – азимутальный угол; $\partial(k_x, k_y)/\partial(k, \alpha) = k$ – якобиан. Разделив независимые переменные, спектр волновых чисел и направлений представим в форме

$$\psi_\xi(k, \alpha) = \theta(\alpha) \Phi_\xi(k). \quad (5)$$

Далее будем анализировать гравитационные волны, распространяющиеся на глубокой воде. Для волн гравитационного диапазона вторым слагаемым в выражении (1) можно пренебречь. Тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$\omega^2 = gk. \quad (6)$$

Заметим, что спектр волновых чисел $\Phi_\xi(k)$ связан с частотным спектром $S_\xi(\omega)$ соотношением

$$S(\omega) = \frac{dk}{d\omega} \Phi(k). \quad (7)$$

Из дисперсионного уравнения (4) следует, что

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{2\omega}{g}. \quad (8)$$

Используя выражения (3) и (5), коэффициент m выразим через функцию углового распределения волновой энергии $\theta(\alpha)$. Учтем, что $m(\alpha) = m(\alpha + \pi)$. В окончательном виде имеем

$$m(\alpha) = \begin{cases} 0, & \theta(\alpha) = \theta(\alpha + \pi) = 0, \\ \frac{\theta(\alpha)}{\theta(\alpha + \pi)}, & \theta(\alpha) < \theta(\alpha + \pi), \\ \frac{\theta(\alpha + \pi)}{\theta(\alpha)}, & \theta(\alpha) > \theta(\alpha + \pi), \\ 1, & \theta(\alpha) = \theta(\alpha + \pi) \neq 0. \end{cases} \quad (9)$$

Выражение (2) перепишем как

$$\overline{p^2} = \iint \frac{2\pi\rho^2g^2}{C_S^2} \omega^3 m(\alpha) \{\theta(\alpha) S_\xi(\omega)\}^2 d\omega d\alpha. \quad (10)$$

Отсюда следует связь частотного спектра давления со спектром поверхностных волн:

$$S_p(\omega) = \frac{2\pi\rho^2g^2}{C_S^2} \omega^3 S_\xi^2(\omega) \int_0^\pi m(\alpha) \theta^2(\alpha) d\alpha. \quad (11)$$

Из формулы (11) вытекает, что качество модели спектра S_p в значительной степени зависит от того, насколько точно определена функция $\theta(\alpha)$. В настоящее время основной объем информации об азимутальном распределении волновой энергии получают с помощью волнографических буев типа “heavy-pitch-roll”. Этот способ дает сглаженные оценки функции $\theta(\alpha)$ [7]. Значительно более высокое угловое разрешение может быть получено в случае расчета функции $\theta(\alpha)$ по данным массива разнесенных по пространству волнографических датчиков [8]. Однако последний способ используется мало вследствие своей значительной технической сложности.

2. УНИМОДАЛЬНОЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

До недавнего времени считалось, что при устойчивом по направлению ветре частотно-угловое распределение энергии поверхностных волн является унимодальным. При исследовании генерации акустического излучения, порождаемого морской поверхностью, основное внимание уделялось анализу физических механизмов, которые приводят к появлению составляющих волнового поля, распространяющихся против ветра, и оценке энергии этих составляющих [4].

Результаты численного моделирования показали, что нелинейные межволновые взаимодействия могут приводить к появлению бимодального углового распределения на волновых числах выше спектрального пика [9]. Эти модельные расчеты подтверждены данными натурных измерений. По результатам анализа трехмерной топографии морской поверхности, построенной с помощью размещенной на борту самолета сканирующей лазерной аппаратуры, получена аппроксимация функции углового распределения в бимодальной форме [10]. Бимодальные функции углового распределения также зарегистрированы при проведении измерений с помощью волнографических буев типа “heavy-pitch-roll” на озере Мичиган [6], а также в натурных исследованиях, проведенных около западного побережья Новой Зеландии [5].

Сравним влияние типа распределения на величины параметра m и определенного интеграла в правой части уравнения (11). Анализ начнем с унимодального распределения, описываемого моделью в форме, предложенной в работе [11]:

$$\theta_U(\alpha) = N_U \sec h^2[\beta(\alpha - \alpha_0)]. \quad (12)$$

Здесь N_U – нормировочный коэффициент; β – без-

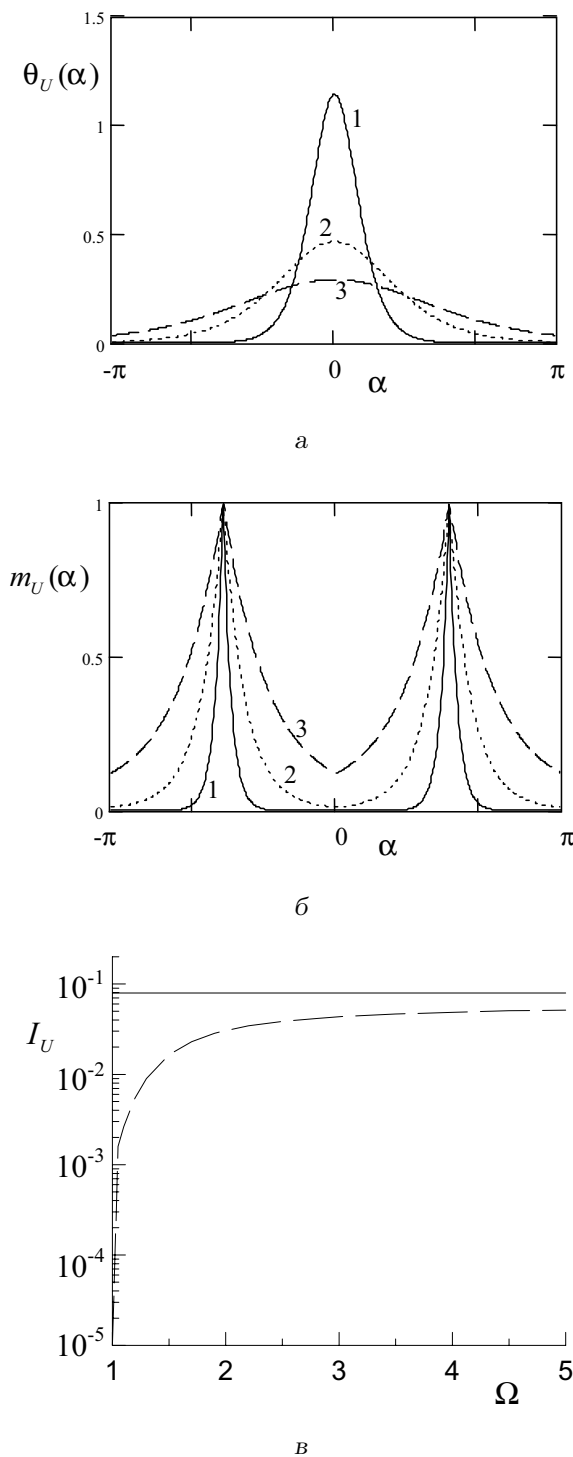


Рис. 1. Частотно-азимутальные характеристики волнового поля с унимодальным угловым распределением волновой энергии:

- а – функция углового распределения $\theta_U(\alpha)$,
- б – коэффициент $m_U(\alpha)$,
- в – $I_U = \int_0^\pi m(\alpha)\theta^2(\alpha) d\alpha$;
- 1–3 – $\Omega = 1, 2, 3$

размерный параметр; α_0 – генеральное направление распространения волн. Положим $\alpha_0 = 0$. Коэффициент N_U определяется из условия

$$\int_0^{2\pi} \theta(\alpha) d\alpha = 1. \quad (13)$$

Нижний индекс U соответствует унимодальному угловому распределению, а индекс B – бимодальному. Выражения, относящиеся к обоим типам распределений, в дальнейшем пишем без нижнего индекса.

Угловое распределение является наиболее узконаправленным на частоте спектрального пика ω_m и быстро расширяется с ростом частоты. Согласно [11], модель функции углового распределения (12) можно параметризовать, используя только безразмерную частоту

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_m}, \quad (14)$$

задав β в форме

$$\beta = 2.44 \left(\frac{\Omega}{0.95} \right)^{-1.3}. \quad (15)$$

Вид функций углового распределения для разных значений безразмерной частоты Ω показан на рис. 1, а. Из графика видно, что по мере удаления от частоты пика в спектре поверхностных волн угловое распределение становится все более широко направленным. Соответственно меняется и коэффициент m_U , характеризующий уровень стоячих волн (см. рис. 1, б).

Обозначим интеграл, стоящий в правой части уравнения (11), через

$$I = \int_0^\pi m(\alpha)\theta^2(\alpha) d\alpha. \quad (16)$$

Вблизи значения безразмерной частоты $\Omega = 1$ величина I_U очень быстро растет. На высоких частотах угловое распределение приближается к изотропному, которому соответствует угловое распределение $\theta(\alpha) = \text{const} = (2\pi)^{-1}$. В изотропном волновом поле коэффициент m_U , не зависящий от направления, тождественно равен единице. В высокочастотной области величина I_U стремится к максимальному значению, равному $(4\pi)^{-1}$.

3. БИМОДАЛЬНОЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Впервые бимодальная модель функции углового распределения $\theta_B(\alpha)$ предложена Лонге-

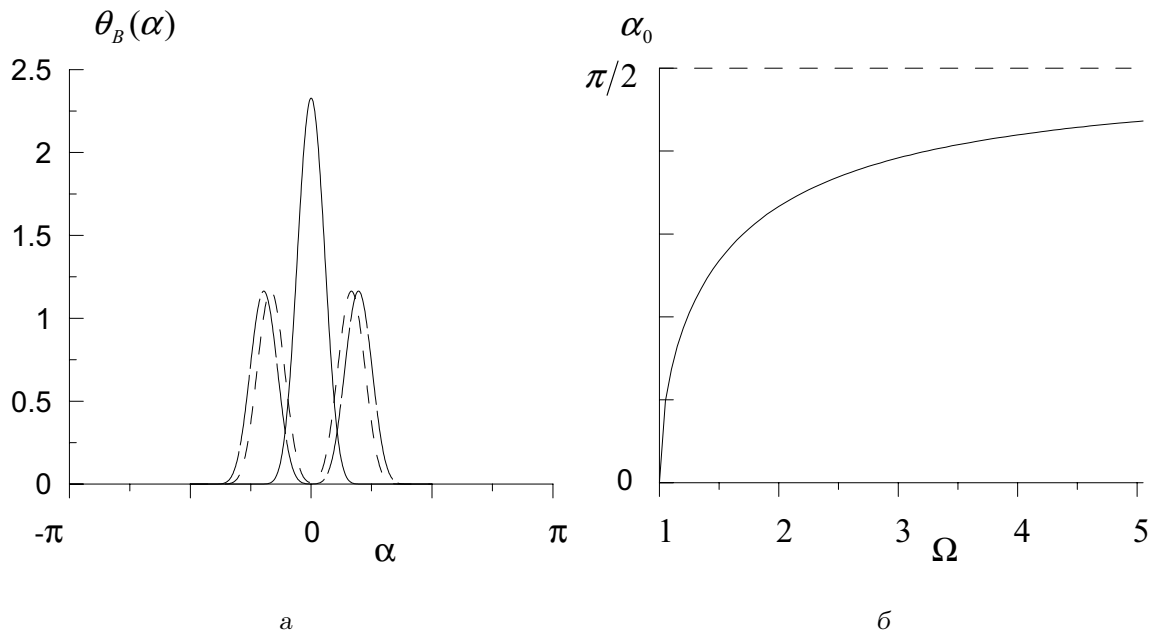


Рис. 2. Бимодальное угловое распределение волновой энергии:

а – функция углового распределения $\theta_B(\alpha)$, сплошная, короткий и длинный штрихи соответствуют $\Omega = 1, 2, 3$;
 б – угол отклонения α_0 системы волн от направления ветра в модели (12)

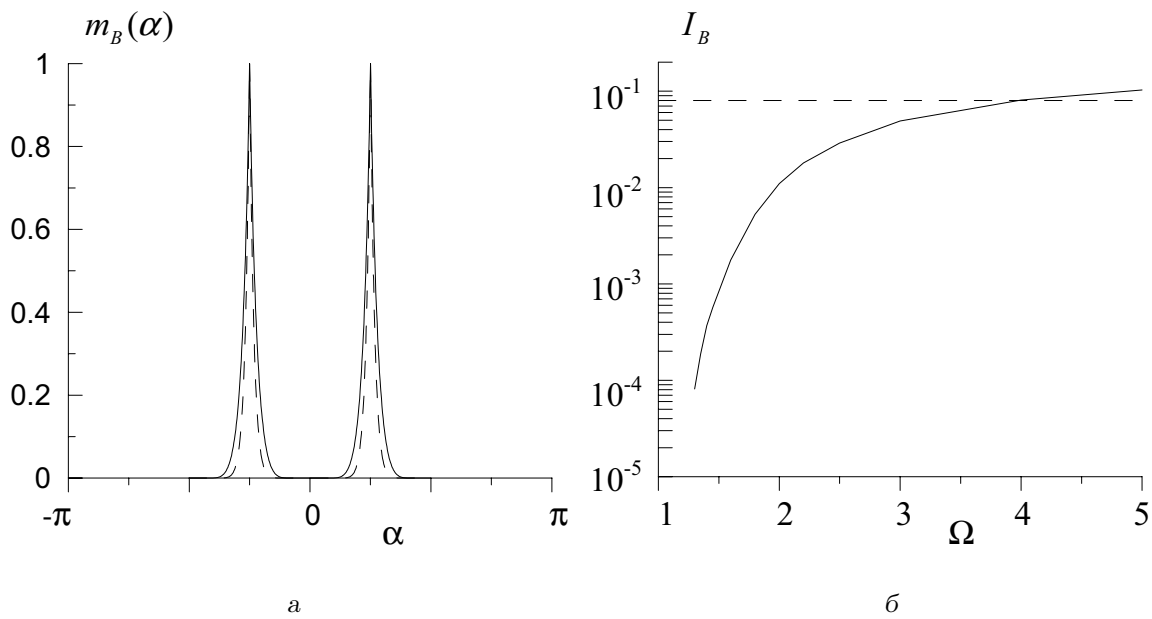


Рис. 3. Частотно-азимутальные характеристики волнового поля с бимодальным угловым распределением волновой энергии:

а – коэффициент $m_B(\alpha)$, штриховая и сплошная соответствуют $\Omega = 2, 3$; б – $I_B = \int_0^\pi m_B(\alpha)\theta_B^2(\alpha) d\alpha$

Хиггинсом [12]. Она описывает волновое поле, складывающееся из двух волновых систем, которые распространяются под некоторым углом друг к другу симметрично относительно направления ветра:

$$\theta_B(\alpha) = N_B \{ \phi(\alpha - \alpha_0) \cos^8(\alpha - \alpha_0) + \phi(\alpha + \alpha_0) \cos^8(\alpha + \alpha_0) \}. \quad (17)$$

Здесь N_B – нормирующий множитель;

$$\phi(\alpha \pm \alpha_0) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \alpha \pm \alpha_0 \leq \pi/2, \\ 0, & \alpha \pm \alpha_0 > \pi/2; \end{cases}$$

значение угла α_0 определяется из условия $\cos \alpha_0 = 1/\Omega$. Вид функции $\theta_B(\alpha)$ и значения угла отклонения от направления ветра α_0 показаны на рис. 2. Простая аналитическая форма модели (17) делает ее удобной для анализа эффектов бимодальности при анализе акустического излучения, генерируемого морской поверхностью.

Оценивая зависимости коэффициента m_B от угла α , отметим, что в данной модели доминантные волны не генерируют звук, поскольку все они распространяются только в одной полуплоскости. С ростом безразмерной частоты Ω угол α_0 растет и, соответственно, меняются значения коэффициента m (рис. 3, а). Основной вклад в генерацию акустического излучения дают волны, распространяющиеся под углами, приближающимися к $\pi/2$ к направлению ветра.

Как и в рассмотренном выше случае унимодального распределения, при бимодальном угловом распределении наиболее высокая скорость изменения интеграла I_B наблюдается в окрестности спектрального пика (рис. 3, б). Следует отметить, что в случае бимодального распределения интеграл I_B может превышать значения, соответствующие изотропному волновому полю.

ВЫВОДЫ

В представленном исследовании получила развитие предложенная академиком Бреховских модель генерации акустического излучения морской поверхностью. В рамках аппроксимации спектра волновых чисел и направлений в форме (5) с разделяющимися переменными получено выражение, описывающее зависимость спектра давления от углового распределения энергии поверхностных волн.

Изменение влияния углового распределения с ростом безразмерной частоты наиболее заметно

проявляется в окрестности частоты доминантных волн, где угловое распределение становится узконаправленным. На более высоких частотах основной вклад в генерацию акустического излучения как при унимодальном, так и при бимодальном распределениях дают волны, распространяющиеся под углами, близкими к $\pi/2$ к направлению ветра.

В случае унимодального распределения значения интеграла I_U растут с ростом частоты Ω по мере расширения углового распределения. При приближении распределения к изотропному I_U стремится к уровню $(4\pi)^{-1}$. В случае бимодального распределения наблюдается более высокая эффективность акустического излучения поверхностными волнами. В рамках предложенной Лонге-Хиггинсом модели (17) показано, что значения интеграла I_B при $\Omega > 4$ превышают уровень $(4\pi)^{-1}$.

1. Фурдулаев А. В. Шумы океана // Акустика океана.– М.: Наука, 1974.– С. 615–691.
2. Longuet-Higgins M. S. A theory of the origin of microseisms // Phil. Trans. Roy. Soc.– 1950.– **A243**.– P. 1–35.
3. Бреховских Л. М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана.– 1966.– **2**, N 9.– С. 970–980.
4. Наугольных К. А., Рыбак С. А. О генерации звука при взаимодействии поверхностных волн // Акуст. ж.– 2003.– **49**, N 1.– С. 100–103.
5. Ewans K. S. Observations of directional spectrum of fetch-limited waves // J. Phys. Oceanogr.– 1998.– **28**.– P. 495–512.
6. Wang D. W., Hwang P. A. Evolution of bimodal directional distribution of ocean waves // J. Phys. Oceanogr.– 2001.– **31**.– P. 1200–1221.
7. Wang D. W., Hwang P. A. Higher Fourier harmonics of the directional distribution of an equilibrium wave field under steady wind forcing // J. Atmosph. Ocean Technol.– 2003.– **20**.– P. 217–227.
8. Young I. R. On the measurement of directional wave spectra // Appl. Ocean Resch.– 1994.– **16**.– P. 283–294.
9. Banner M. L., Young I. R. Modeling spectral dissipation in the evolution of wind waves. Part I: Assessment of existing model performance // J. Phys. Oceanogr.– 1994.– **24**.– P. 1550–1571.
10. Hwang P. A., Wang D. W., Walsh E. J., Krabill W. B., Swift R. N. Airborne measurements of the wavenumber spectra of ocean surface waves. Part II: Directional distribution // J. Phys. Oceanogr.– 2000.– **30**.– P. 2768–2787.
11. Donelan M. A., Hamilton J., Hui W. H. Directional spectra of wind-generated waves // Phil. Trans. Roy. Soc.– 1985.– **A315**.– P. 509–562.
12. Longuet-Higgins M. S. Some effects of finite steepness on the generation of waves by wind // A voyage of discovery.– Oxford: Pergamon, 1977.– P. 393–403.