

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВОЛНЕНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ГЕНЕРАЦИЮ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2007 г. А. С. Запевалов

Морской гидрофизический институт НАН Украин
99038, Севастополь, ул. Капитанская 2
E-mail: sevzepter@mail.ru

Поступила в редакцию 12.01.06 г.

Построена модель, описывающая связь частотно-угловых характеристик поверхностных волн с частотным спектром генерируемого ими акустического излучения. На основе эмпирических функций распределения волновой энергии показано, что в окрестности спектрального пика ветровых волн уровень акустического излучения сильно зависит от выбора модели функции углового распределения $\theta(\alpha)$ и ее параметров. На высоких частотах, в 4–5 раз превышающих частоту доминантных волн, в первом приближении может использоваться модель $\theta(\alpha) = \text{const}$. В промежуточном интервале частот между доминантной частотой и высокими частотами преобладающий вклад в излучение звука дают волны, распространяющиеся в направлении, близком к ортогональному по отношению к ветру.

PACS: 43.30.+m, 92.10.Vz, 43.28.Dm

ВВЕДЕНИЕ

Порождаемое волновыми движениями в океане акустическое излучение является одним из основных источников подводных шумов [1, 2]. Физические механизмы, определяющие генерацию звука ветровыми волнами на морской поверхности, известны достаточно давно [3, 4]. Однако до настоящего времени задача оценки спектра создаваемого ими акустического шума далека от своего решения. В первую очередь это обусловлено недостатком информации о свойствах самих поверхностных волн.

Звук генерируют волны одинаковой частоты, распространяющиеся во встречном направлении. Обычно рассматривается взаимодействие ветровых волн и волн, движущихся против ветра [5]. В работе [6] было показано, что межволновое взаимодействие приводит к передаче энергии волнам, распространяющимся в направлении, противоположном направлению ветра. Этот же эффект, но выраженный более слабо, как следует из анализа слаботурбулентных пространственных спектров, может быть вызван и нерезонансным взаимодействием [7]. Присутствие в волновом поле спектральных компонент, распространяющихся против ветра, было экспериментально обнаружено, при анализе сигналов доплеровского радара, зондирующего морскую поверхность [8]. Анализ физических механизмов, приводящих к появлению направленных навстречу друг другу волн в гравитационно-капиллярном диапазоне дан, в работе [5].

Кроме волновых компонент, распространяющихся вдоль направления ветра, к генерации акустического излучения могут приводить компоненты, распространяющиеся под углом к генеральному направлению ветра. Поскольку на частотах, в несколько раз превышающих частоту доминантных волн, угловое распределение перестает быть узконаправленным [9], вклад этих компонент может быть достаточно велик.

В настоящей работе построена модель, связывающая частотно-угловые характеристики поверхностных волн со спектром генерируемого ими акустического излучения. На основе эмпирических функций углового распределения энергии поверхностных волн в гравитационном диапазоне проведен анализ акустического излучения на частотных масштабах порядка частоты доминантной составляющей волнового поля.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Выражение, связывающее средний квадрат звукового давления, обусловленного поверхностными волнами, с двумерным спектром поверхностных волн $\Xi_{\xi}(\mathbf{k})$, было получено в работе [4],

$$\overline{p^2} = \frac{\pi \rho^2}{4 C_s^2} \int \omega^2 (5\omega^2 - kg)^2 m(\mathbf{k}) \Xi_{\xi}^2(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \Big|_{k=k(\omega)}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор; ρ – плотность; C_s – скорость звука; $m(\mathbf{k})$ – безразмерный коэффициент, определяющий уровень стоячих волн, $m = 1$ и $m = 0$ соответствует чисто бегущей и чисто стоячей волне. Выражение (1) справедливо для волн, удовлетворяющих дисперсионному соотношению

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

где ω – циклическая частота; g – гравитационное ускорение; k – волновое число; γ – коэффициент поверхностного натяжения.

Перейдем в (1) в полярную систему координат, от компонент волнового вектора k_x и k_y к его модулю k и направлению α ,

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

где якобиан $\frac{\partial(k_x, k_y)}{\partial(k, \alpha)} = k$.

Спектр волновых чисел и направлений представим в форме

$$\Psi_{\xi}(k, \alpha) = \theta(\alpha, k) \Phi_{\xi}(k). \quad (3)$$

Процедура замены переменных в спектрах поверхностных волн осуществляется на основе условия нормировки и дисперсионного соотношения. Согласно условию нормировки любой волновой спектр, проинтегрированный по всем переменным, равен дисперсии возвышения поверхности.

Дисперсионное соотношение (2) справедливо для широкого диапазона волн. Для гравитационных волн его можно упростить, отбросив второе слагаемое. Используя дисперсионное соотношение в форме

$$\omega^2 = gk, \quad (4)$$

получаем выражение, связывающее спектры волновых чисел с частотными спектрами, для гравитационных волн на глубокой воде,

$$S(\omega) = \frac{dk}{d\omega} \Phi(k),$$

где $dk/d\omega = 2\omega/g$. Выразим коэффициент m через функцию углового распределения волновой энергии $\theta(\alpha)$. Учитывая, что $m(\alpha) = m(\alpha + \pi)$, получаем

$$m(\alpha) = \begin{cases} 0, & \text{если } \theta(\alpha) = \theta(\alpha + \pi) = 0 \\ \theta(\alpha)/\theta(\alpha + \pi), & \text{если } \theta(\alpha) < \theta(\alpha + \pi) \\ \theta(\alpha + \pi)/\theta(\alpha), & \text{если } \theta(\alpha) > \theta(\alpha + \pi) \\ 1, & \text{если } \theta(\alpha) = \theta(\alpha + \pi) \neq 0. \end{cases}$$

Выражение (1), для волн, удовлетворяющих условию (4), можно переписать как

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

Отсюда частотный спектр квадрата звукового давления связан со спектром поверхностных волн соотношением

$$S_p(\omega) = \frac{2\pi\rho^2 g^2}{C_s^2} \omega^3 S_{\xi}^2(\omega) \int_0^{\pi} m(\alpha) \theta^2(\alpha) d\alpha. \quad (5)$$

Интеграл в правой части (5) описывает зависимость интенсивности генерируемого гравитационными волнами звука от пространственного распределения их энергии. Поскольку ранее он не анализировался, рассмотрим его более подробно.

ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В настоящее время наиболее часто используются две формы модели функции углового распределения [10, 11],

$$\theta_1(\alpha) = N_1 \cos^{2s} \left(\frac{\alpha - \alpha_0}{2} \right), \quad (6)$$

$$\theta_2(\alpha) = N_2 \operatorname{sech}^2[\beta(\alpha - \alpha_0)], \quad (7)$$

где

$$N_i = 1 / \int_0^{2\pi} \theta_i(\omega, \alpha) d\alpha$$

– нормировочные коэффициенты, $i = 1, 2$; α_0 – генеральное направление распространения волн; s, β – безразмерные параметры.

Наиболее узким угловое распределение является на частоте пика волнового спектра $S_{\xi}(\omega)$. Обозначим частоту спектрального пика как ω_0 . В настоящее время нет единой точки зрения на параметризацию углового распределения. Согласно [11] его можно описать, используя только безразмерную частоту, $\Omega = \omega/\omega_0$, а параметр β в (7) аппроксимировать выражением

$$\beta = \begin{cases} 2.44 \left(\frac{\Omega}{0.95} \right) & \text{при } \Omega \leq 1.6 \\ 1.24 & \text{при } \Omega > 1.6. \end{cases} \quad (8)$$

При построении аппроксимации (8) в распоряжении авторов работы имелись данные измерений, полученные только при $\Omega \leq 1.6$. Было сделано предположение, что на более высоких частотах

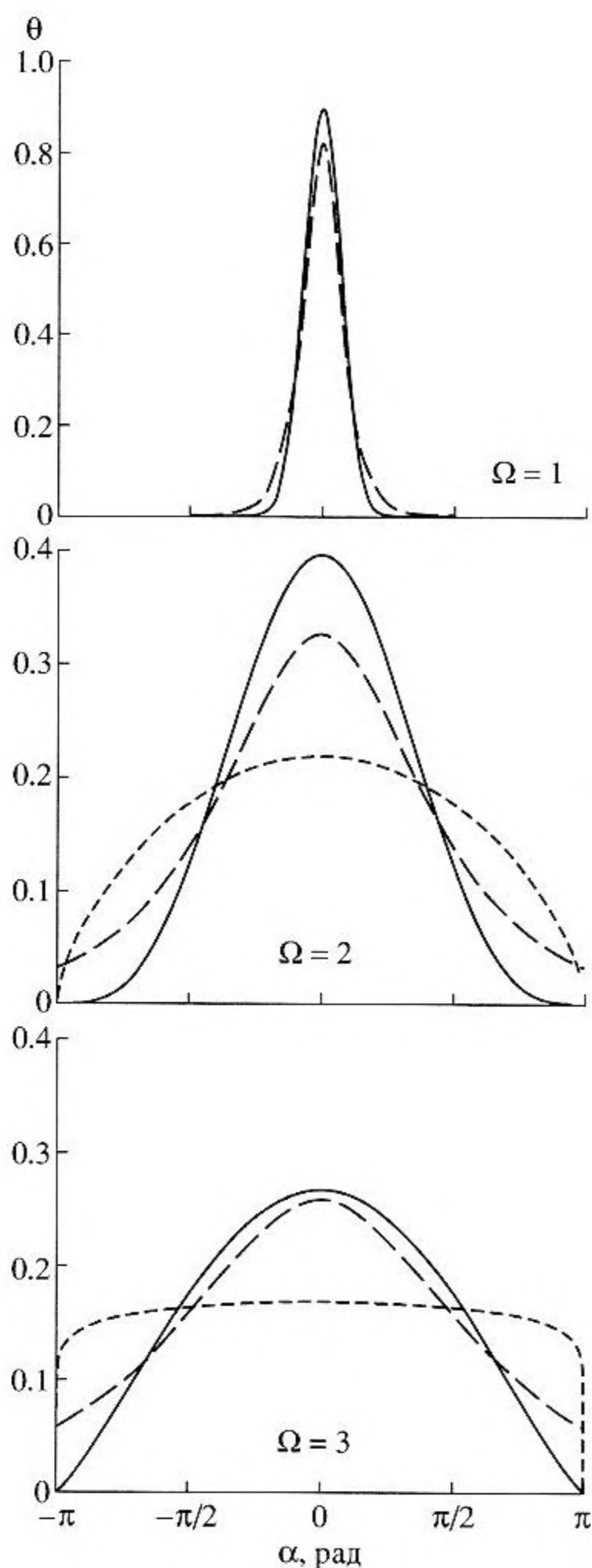


Рис. 1. Функция углового распределения волновой энергии $\theta(\alpha)$. Сплошная кривая соответствует модели (6) при $\zeta = 1.3$; кривая с коротким штрихом соответствует модели (6) при $\zeta = 3$; кривая с длинным штрихом соответствует модели (7).

параметр β является константой. В работе [12] это предположение было проверено на основе данных стереофотосъемки взволнованной поверхности. Было установлено, что в области $\Omega > 1.6$ изменения параметра β можно описать выражением

$$\beta = 10^{-0.4 + 0.8393 \exp(-0.567 \ln(\Omega^2))}$$

Несколько отличающиеся результаты получены в ходе эксперимента JONSWAP [10]. Скорость расширения углового распределения, которая в модели (6) определяется параметром s , оказалась зависящей от возраста волн. В области выше частоты спектрального пика

$$s = 9.77\Omega^{-2.33 - 1.45(\zeta - 1.17)},$$

где $\zeta = U_{10}/C_0$ – величина, обратная безразмерному возрасту волн; U_{10} – скорость ветра на высоте 10 м; C_0 – фазовая скорость доминантных волн.

Рассмотрим три ситуации. Для первой и второй ситуаций предполагается, что угловое распределение описывается моделью (6) при развитии ($\zeta = 1.3$) и развивающемся ($\zeta = 3$) волнении соответственно. Третьей ситуации соответствует модель (7). Функции углового распределения, полученные для указанных ситуаций, представлены на рис. 1.

На частоте спектрального пика, $\Omega = 1$, все три функции $\theta(\alpha)$ являются узконаправленными. Наиболее медленно изменение с ростом частоты ширины углового распределения происходит при развитом ветровом волнении, наиболее быстро – при развивающемся. В последнем случае при $\Omega = 3$ угловое распределение приближается к изотропному. Рассчитанные для приведенных на рис. 1 угловых распределений зависимости от азимутального угла α параметра m показаны на рис. 2. В предельном случае, при изотропном волнении, $\theta = \text{const} = (2\pi)^{-1}$, и соответственно $m \equiv 1$.

Значения интеграла

$$I = \int_0^\pi m(\alpha)\theta^2(\alpha)d\alpha \quad (9)$$

меняются в широких пределах. Характер его изменения с частотой показан на рис. 3. Наибольшая скорость роста значения I наблюдается в окрестности $\Omega = 1$. На более высоких частотах, по мере приближения к изотропному волнению, интеграл I должен стремиться к своему максимальному значению, $I = (4\pi)^{-1}$. Для модели (7) это обстоятельство не выполняется. Модель (7) является составляющей более общей модели частотно-углового спектра, построенной для масштабов волн $\Omega \leq 3.5$ [11], видимо, ее интерполяция в область более высоких значений Ω не является корректной.

Результаты, представленные на рис. 3, указывают на необходимость более детального исследования углового распределения энергии поверхностных волн в окрестности спектрального пика, т.е. на тех масштабах, где сосредоточена основная часть энергии поверхностных волн. В зависимости от выбора модели функции $\theta(\alpha)$, значения

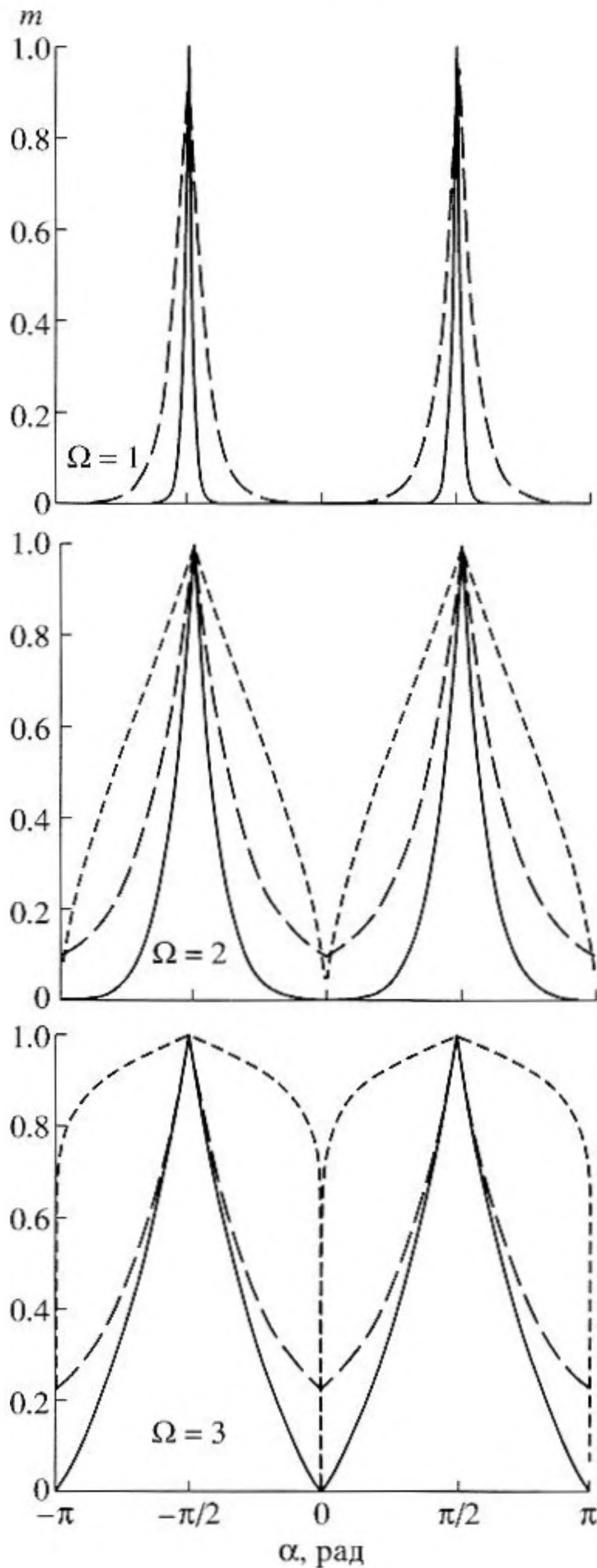


Рис. 2. Зависимость коэффициента m от направления. Сплошная кривая соответствует модели (6) при $\zeta = 1.3$; кривая с коротким штрихом соответствует модели (6) при $\zeta = 3$; кривая с длинным штрихом соответствует модели (7).

интеграла I могут различаться более чем на порядок. Соответственно, как следует из (5), будут различаться и уровни спектральной плотности давления.

На высоких частотах, где угловое распределение является более широконаправленным, выбор модели и ее параметров становится менее кри-

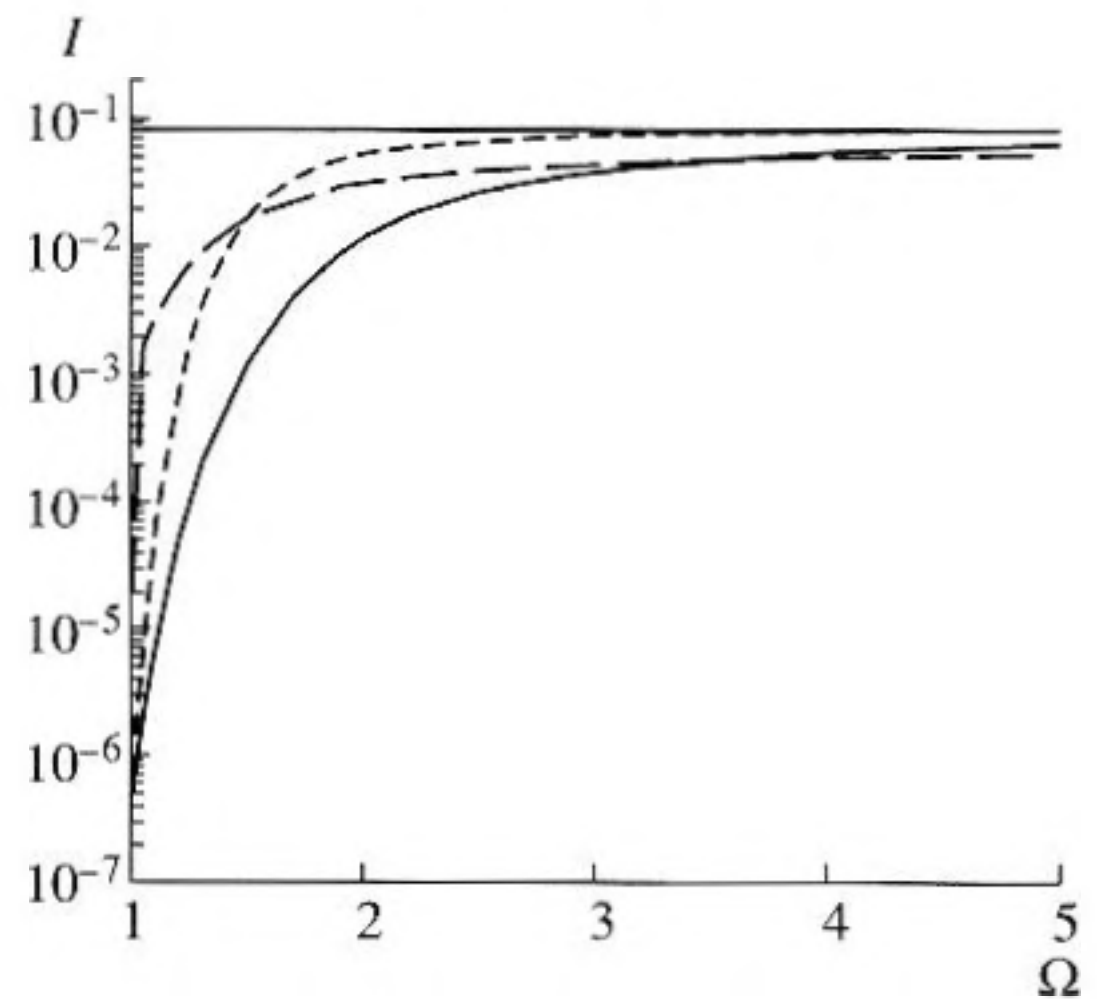


Рис. 3. Изменение влияния углового распределения волновой энергии, характеризуемого интегралом I , в зависимости от безразмерной частоты Ω . Сплошная кривая соответствует модели (6) при $\zeta = 1.3$; кривая с коротким штрихом соответствует модели (6) при $\zeta = 3$; кривая с длинным штрихом соответствует модели (7).

тичным. В этой области в первом приближении можно считать $\theta(\alpha) = \text{const}$.

Еще один вопрос, на который необходимо ответить, волны каких направлений дают наибольший вклад в генерацию звука? Вклад отдельных составляющих волнового поля определяется подынтегральным выражением в (9). В зависимости от выбора модели углового распределения значения функции $F(\alpha) = m(\alpha)\theta^2(\alpha)$ на частоте доминантных волн могут отличаться почти на два порядка (рис. 4). На более высоких частотах они сближаются. В промежуточном интервале частот между доминантной частотой, где угловое распределение является узконаправленным, и высокими частотами, где угловое распределение приближается к изотропному, преобладающий вклад дают волны, распространяющиеся в направлении, близком к ортогональному по отношению к ветру.

Отметим, что представленный выше анализ был проведен для гравитационных волн. Аналогичное (5) соотношение можно получить и для гравитационно-капиллярных волн. Основываясь на выражении для спектра давления, приведенном в работе [4], представив частотно-угловой спектр поверхностных волн в форме (3), получаем

$$S_p(\omega) = \frac{\pi \rho^2}{4 C_s^2} \omega^2 (5\omega^2 - kg)^2 S_\zeta^2(\omega) \left(k \frac{dk}{d\omega} \right) I \Big|_{\omega^2 = gk + \gamma k^3}$$

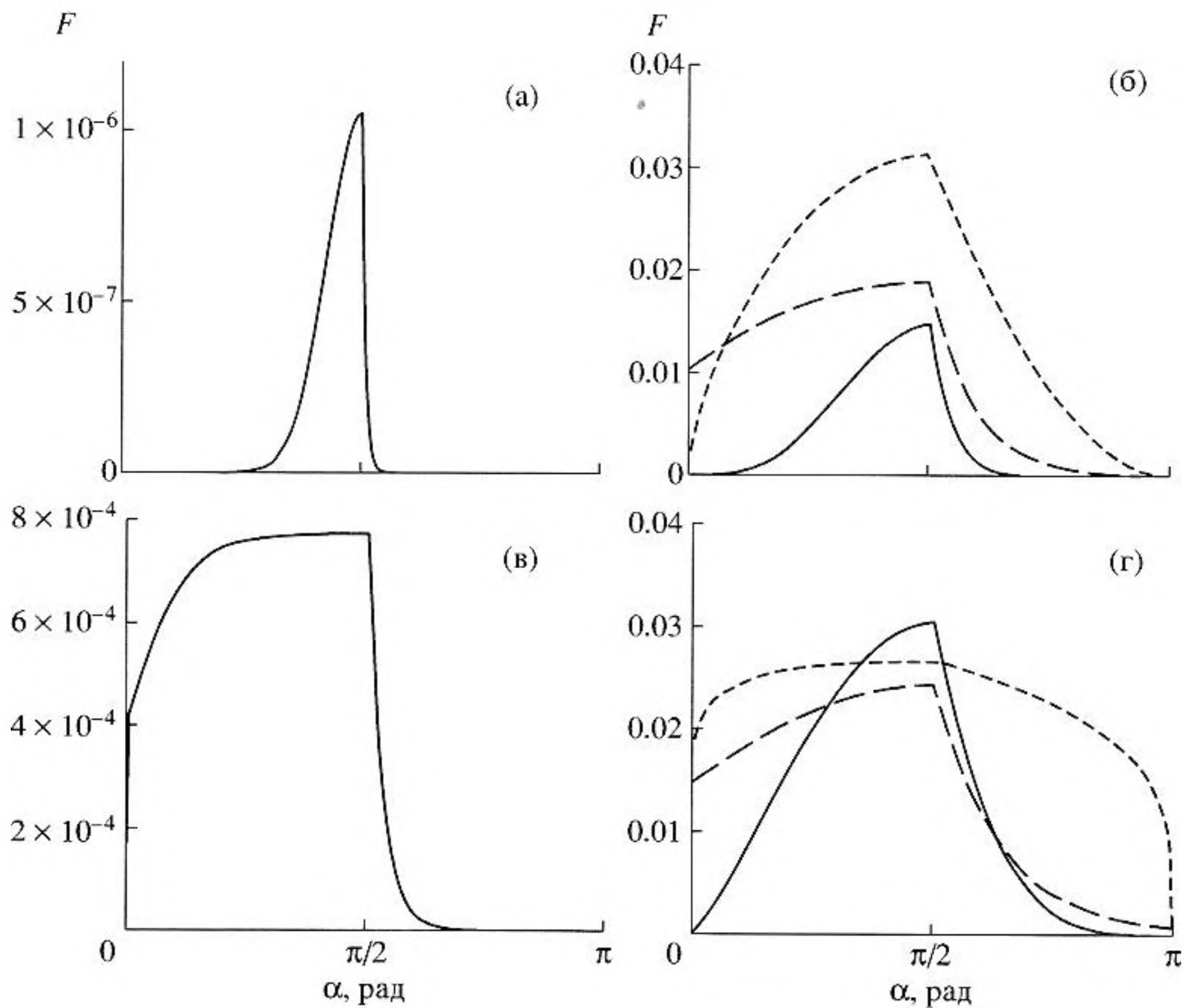


Рис. 4. Функция $F(\alpha)$: а, в – $\Omega = 1$, модели (11) и (12) соответственно; б, г – $\Omega = 2, 3$ соответственно: сплошная кривая – модель (11) при $\zeta = 1.3$; кривая с коротким штрихом – модель (11) при $\zeta = 3$; кривая с длинным штрихом – модель (12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получила дальнейшее развитие предложенная Л.М. Бреховских [4] модель генерации акустического излучения поверхностными волнами. Построены соотношения, непосредственно связывающие уровень спектра акустического излучения с функцией углового распределения энергии поверхностных волн.

На основе эмпирических функций распределения волновой энергии показано, что в области основных энергонесущих волн уровень акустического излучения сильно зависит от выбора модели функции углового распределения $\theta(\alpha)$ и ее параметров. На высоких частотах, в 4–5 раз превышающих частоту доминантных волн, в первом приближении можно считать $\theta(\alpha) = \text{const}$.

В интервале частот между доминантной частотой, где угловое распределение является узконаправленным, и высокими частотами, где угловое распределение приближается к изотропному, преобладающий вклад в излучение звука дают волны, распространяющиеся в направлении, близком к ортогональному по отношению к ветру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garces M., Aucan J., Fee D., Caron P., Merrifield M., Gibson R., Shah S. Infrasound from large surf // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33. L05611, doi:10.1029/2005GL025085.
2. Серебряный А.Н., Фурдеев А.В., Аредов А.А., Охрименко Н.Н. Шум внутренней волны большой амплитуды в океане // *Доклады АН*. 2005. Т. 402. № 4. С. 543–547.
3. Longuet-Higgins M.S. A theory of the origin of microseisms // *Phil. Trans., Ser. A*. 1950. V. 243. P. 1–35.
4. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // *Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана*. 1966. Т. 2. № 9. С. 970–980.
5. Наугольных К.А., Рыбак С.А. О генерации звука при взаимодействии поверхностных волн // *Акуст. журн*. 2003. Т. 49. № 1. С. 100–103.
6. 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. V. 24. P. 1550–1571.
7. Заславский М.М., Панченко Е.Г. О слаботурбулентных пространственных спектрах поверхностных гравитационных волн // *Изв. РАН, Физика атмосферы и океана*. 1995. Т. 31. № 2. С. 282–289.

8. *Crombie D.D., Hasselmann K., Sell W.* High-frequency radar observations of sea waves travelling in opposition to the wind // *Boundary-Layer Meteorol.* 1978. № 13. P. 45.
9. *Babanin A.V., Soloviev Yu.P.* Variability of directional spectra of wind-generated waves, studied by means of wave staff arrays // *Mar. Freshwater Res.* 1998. V. 49. P. 89–101.
10. *Hasselmann D.E., Dunckel M., Ewing J.A.* Directional wave spectra observed during JONSWAP1973 // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 56–64.
11. *Donelan M.A., Hamilton J., Hui W.H.* Directional spectra of wind-generated waves // *Philos. Trans. Roy. Soc.* 1985. A315. P. 509–562.
12. *Banner M.L.* Equilibrium spectra of wind waves // *J. Phys. Oceanogr.* 1990. V. 20. P. 966–984.

The Effect of Anisotropy of a Rough Sea Surface on the Generation of Acoustic Radiation

A. S. Zapevalov

*Marine Hydrophysical Institute, National Academy of Sciences of Ukraine,
Kapitanskaya ul. 2, Sevastopol, Crimea, 99038 Ukraine*

e-mail: sevzepter@mail.ru

Abstract—A model that relates the frequency–angular characteristics of wind waves on the sea surface to the frequency spectrum of acoustic radiation generated by them is constructed. Based on empirical wave energy distribution functions, it is shown that, in the vicinity of the peak of the wind wave spectrum, the intensity of acoustic radiation strongly depends on the model chosen for the angular distribution function $\theta(\alpha)$ and on its parameters. At high frequencies, four to five times higher than the dominant wave frequency, it is possible to assume that, to a first approximation, $\theta(\alpha) = \text{const}$. In the intermediate frequency range, between the dominant frequency and the high frequencies, the predominant contribution to the sound radiation is made by the waves that travel in the direction close to orthogonal with respect to the wind.