АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 4, с. 519–523

УДК 681.883

О КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФЛУКТУАЦИЙ МОЩНОСТИ ШУМОВОГО СИГНАЛА, ИЗЛУЧАЕМОГО НАДВОДНЫМ КОРАБЛЕМ

© 1999 г. А. Д. Консон

Центральный научно-исследовательский институт "Морфизприбор"
197376 Санкт-Петербург, Чкаловский пр., 46
E-mail: ked@logika.spb.su

Поступила в редакцию 02.09.97 г.

На основе предположения об интерференционной природе образования флуктуаций мощности шумового сигнала, излучаемого качающимся надводным кораблем, получены аналитические выражения для коэффициента корреляции флуктуаций в зависимости от разности частот несущей и от ее частотной полосы. Показано, что явление интерференции в поле сигнала при вертикальном колебании источника вблизи поверхности океана может быть одной из возможных причин экспериментально наблюдаемой низкой коррелированности флуктуаций мощности в разных частотных полосах широкополосного сигнала.

В работе [1] были опубликованы экспериментальные данные по определению коэффициента корреляции оценок мощности шумовых сигналов, принимаемых от надводных кораблей в широкой полосе звуковых частот в разнообразных океанических условиях. На статистически представительном экспериментальном материале было установлено, что при больших отношениях сигнал/помеха на выходе приемной антенны (более 6 дБ) коэффициент корреляции между оценками мощности сигнала в полосах 1–2 кГц и 4–8 кГц не превышает значения 0.4. По мнению автора [1] это значительно меньше ожидаемого значения, которое можно было бы объяснить известными механизмами образования флуктуаций сигнала. Поэтому целесообразно рассмотреть еще одну модель образования флуктуаций сигнала, излучаемого надводным кораблем. Для рассмотрения такой модели следует принять во внимание, что в основе природы образования флуктуаций может лежать явление интерференции в поле сигнала при вертикальном колебании источника вблизи поверхности океана. На необходимость учета качки в исследованиях флуктуаций времен относительного запаздывания парных лучевых компонент сигнала указывают результаты работы [2]. Основываясь на результатах этой работы, можно предположить, что действие дипольного эффекта с переменной во времени базой окажется доминирующим в совокупности прочих составляющих, приводящих к флуктуациям мощности шумового сигнала, излучаемого надводным кораблем. На важность учета когерентности лучевых компонент сигнала в результирующем поле при меняющихся условиях наблюдения указано в работах [3, 4]. Исследуя вопрос образования флуктуаций, обусловленных явлением интерференции в поле сигнала при вертикальном колебании источника вблизи поверхности океана, в работе [5] были получены аналитические выражения для спектра флуктуаций мощности сигнала.

Допустим, что излучаемый сигнал является стационарным случайным процессом $E(t)$ с функцией корреляции $B_E(t)$ и спектром $G_E(t)$.

При приеме сигнала суммарный процесс, образованный приповерхностной интерференцией двух лучей у мягкой границы двух сред (вода–воздух) представляет собой разность двух случайных процессов [6]: прямого сигнала $E(t)$ и сигнала с флуктуирующей задержкой $E[t + \delta(t)]$, где $\delta(t)$ – флуктуирующая составляющая по времени, обусловленная относительным запаздыванием отраженного сигнала. Для процесса, рассматриваемого как разность случайных процессов, известны функция корреляции [7]

$$B_\Sigma(\tau) = 2B_E(\tau) - B_E(\tau + \delta) - B_E(\tau - \delta) \qquad (1)$$

и энергетический спектр

$$G_\Sigma(\omega) = 2(1 - \cos[\omega\delta(t)])G_E(\omega). \qquad (2)$$

Поскольку исходный процесс стационарен, то его функция корреляции – четная: $B_E(-\tau) = B_E(\tau)$. Тогда для мощности результирующего процесса на основании формулы (1) при $\tau = 0$ получим зависимость вида:

$$D_\Sigma = 2D_E - 2B_E[\delta(t)],$$

из которой следует, что мощность принимаемого сигнала флуктуирует, так как второе слагаемое в этом выражении является случайным процессом.

Тогда для нормированного и центрированного процесса флуктуаций мощности можно записать

$$M(t) = B_E[\delta(t)]/D_E = R_E[\delta(t)],$$

где $R_E(t)$ – коэффициент корреляции исходного процесса.

Анализ полученного выражения показывает, что, во-первых, процесс флуктуации мощности является функциональным преобразованием вида корреляционной функции излучаемого шума $R_E(z)$ от процесса $z = \delta(t)$, являющегося процессом флуктуаций времени запаздывания между сигналами. Во-вторых, для сигнала с конечной шириной спектра величина флуктуаций мощности из-за качки уменьшается по мере роста ширины спектра сигнала. В-третьих, при увеличении дисперсии флуктуаций времени запаздывания (процесса $\delta(t)$) рост дисперсии флуктуаций мощности принимаемого сигнала будет ограничен по своему значению из-за конечности ширины функции корреляции несущего сигнала.

Сигнал со спектром вида (2) будет иметь интегральную мощность, которая меняется во времени и вычисляется как

$$S(t) = 2\int_{\omega_1}^{\omega_2}(1 - \cos[\omega\delta(t)])G_E(\omega)d\omega.$$

Этот процесс мы наблюдаем как флуктуации мощности сигнала. Для него можно вычислить дисперсию:

$$D_s = \langle I_c^2\rangle - \langle I_c\rangle^2 =$$

$$= 4\int_T\left[\int_{\omega_1}^{\omega_2}(1 - \cos[\omega\delta(t)])G_E(\omega)d\omega\right]^2 dt -$$

$$-4\left[\int_T\int_{\omega_1}^{\omega_2}(1 - \cos[\omega\delta(t)])G_E(\omega)(d\omega)dt\right]^2.$$

Основываясь на неравенстве Буняковского, можно заменить порядок интегрирования:

$$D_s = 4\int_{\omega_1}^{\omega_2}\int_T(1 - \cos[\omega\delta(t)])^2G_E^2(\omega)dtd\omega -$$

$$-4\int_{\omega_1}^{\omega_2}\left[\int_T(1 - \cos[\omega\delta(t)])G_E(\omega)dt\right]^2 d\omega.$$

Нетрудно показать, что замена порядка интегрирования допустима и при вычислении функции корреляции процесса $S(t)$.

Для широкополосного сигнала с постоянной спектральной плотностью I_0 в частотной полосе сигнала можно записать

$$D_s = 4I_0\int_{\omega_1}^{\omega_2}\int_T(1 - \cos[\omega\delta(t)])^2dtd\omega -$$

$$-4I_0\int_{\omega_1}^{\omega_2}\left[\int_T(1 - \cos[\omega\delta(t)])dt\right]^2 d\omega.$$

Из этого выражения следует, что исследование огибающей широкополосного сигнала может быть основано на результатах исследований узкополосного сигнала с последующим интегрированием по полосе несущей.

Огибающая узкополосного процесса, образованного в результате интерференции двух лучей, как нетрудно показать, будет иметь вид:

$$S(t) = 2E_0^2 - 2E_0^2\cos\Delta_\psi(t).$$

Фазовая задержка $\Delta_\psi = \omega_0\Delta t$, где Δt – время запаздывания отраженного луча, определяемое геометрией распространения. Если принять приемник сигнала бесконечно удаленным от источника, то для фазовой задержки получим

$$\Delta_\psi(t) = \Delta_{\psi 0} + \delta_\psi(t) =$$

$$= 2kH_0\sin\alpha + 2k\delta_H(t)\sin\alpha,$$

где α – угол выхода луча относительно горизонта; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $H(t) = H_0 + \delta_H(t)$ – текущая глубина погружения источника звука; $\delta_H(t)$ – стационарный случайный процесс, описывающий вертикальную качку корабля на морской волне и характеризуемый средним квадратическим значением σ_H, нулевым средним значением $\langle\delta_H\rangle = 0$ и нормированной функцией корреляции $\eta_H(\tau)$.

Запишем для функции взаимной корреляции флуктуаций, наблюдаемых на разных частотных гармониках сигнала:

$$\frac{N_S}{4E_0^4} = \frac{\langle S_1S_2\rangle - \langle S_1\rangle\langle S_2\rangle}{4E_0^4},$$

где $S_1 = S(k_1)$ и $S_2 = S(k_2)$ – процессы флуктуаций на разных частотных гармониках сигнала.

Далее, обозначив меняющиеся во времени фазы $\Delta_{\psi 1} = 2k_1H(t)\sin\alpha$ и $\Delta_{\psi 2} = 2k_2H(t)\sin\alpha$, запишем

$$\frac{N_S}{4E_0^4} = \langle\cos\Delta_{\psi 1}\cos\Delta_{\psi 2}\rangle - \langle\cos\Delta_{\psi 1}\rangle\langle\cos\Delta_{\psi 2}\rangle =$$

$$= \frac{1}{2}\langle\cos(\Delta_{\psi 2} - \Delta_{\psi 1})\rangle + \tag{3}$$

$$+\frac{1}{2}\langle\cos(\Delta_{\psi 1} + \Delta_{\psi 2})\rangle - \langle\cos\Delta_{\psi 1}\rangle\langle\cos\Delta_{\psi 2}\rangle.$$

Проведем операцию осреднения для каждого из слагаемых в (3). Для этого полагаем, что известен закон распределения плотности вероятности W(H) для глубины погружения H(t) источника при качке. Если принять, что плотность распределения случайных заглублений источника W(H) близка к нормальному закону вида

$$W(H) = \frac{1}{\sigma_H\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(H-H_0)^2}{2\sigma_H^2}\right],$$

то можно вычислить входящие в (3) слагаемые. В результате для функции взаимной корреляции, приведенной к единичной мощности, можно записать

$$\frac{N_S}{4E_0^4} = \frac{1}{2}\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2-2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]+$$

$$+\frac{1}{2}\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2+2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]-$$

$$-\cos\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\cos\bar{\Delta}_{\Psi 1}\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2+\sigma_{\Psi 2}^2)\right],$$

где $\bar{\Delta}_{\Psi i} = 2H_0k_i\sin\alpha$ – среднее значение фазы на i-й гармонике несущей, $\sigma_{\Psi i}^2 = (2\sigma_H k_i\sin\alpha)^2$ – дисперсия фазы на i-й гармонике несущей.

После небольших преобразований это выражение примет следующий вид:

$$\frac{N_S}{4E_0^4} = \frac{1}{2}[1-\exp(-\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2})]\left\{\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\times\right.$$

$$\times\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2-2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]- \quad (4)$$

$$\left.-\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}+\bar{\Delta}_{\Psi 1})\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]\right\}.$$

Из выражения (4) для дисперсии случайной величины $S(t)$, полагая $k_1 = k_2$ и $\eta_H = 1$, имеем

$$D_S = \frac{1}{2}[1-\exp(-\sigma_\Psi^2)][1-\cos 2\bar{\Delta}_{\Psi 0}\exp(-\sigma_\Psi^2)]. \quad (5)$$

Для получения зависимости коэффициента взаимной корреляции для модуляции, выделенной на разных частотных гармониках несущей, используем выражения (4) и (5). Это приведет к следующей записи для коэффициента корреляции:

$$\eta_S = \left\{\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2-\right.\right.$$

$$\left.-2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]-\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}+\bar{\Delta}_{\Psi 1})\times$$

$$\left.\times\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2+\sigma_{\Psi 2}^2)\right]\right\}/[1-\cos(2\bar{\Delta}_{\Psi 1})\exp(-\sigma_{\Psi 1}^2)]\times$$

$$\times\frac{1-\exp(-\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2})}{1-\exp(-\sigma_{\Psi 1}^2)}.$$

Если считать, что спектр шумовой несущей ограничен частотной полосой преселектора так, что $|k_2-k_1|/k_{cp} < 1$, то последнее выражение можно несколько упростить, если принять $(k_2+k_1) \approx 2k_1$:

$$\eta_S \approx \left\{\cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 2}^2-\right.\right.$$

$$\left.-2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 1}^2)\right]-\cos(2\bar{\Delta}_{\Psi 1})\times$$

$$\left.\times\exp(-\sigma_{\Psi 1}^2\right\}/[1-\cos(2\bar{\Delta}_{\Psi 1})\exp(-\sigma_{\Psi 1}^2)]\times \quad (6)$$

$$\times\frac{1-\exp(-\eta_H\sigma_{\Psi 1}^2)}{1-\exp(-\sigma_{\Psi 1}^2)}.$$

Анализ полученного выражения показывает, что основным членом в нем, которое определяет коэффициент корреляции в зависимости от разности частот несущей, является первое слагаемое в числителе.

Исследуем зависимость коэффициента взаимной корреляции η_S в зависимости от разности частот несущей для случая, когда $\sigma_\Psi = 2k\sigma_H\sin\alpha \gg 1$. Тогда пренебрегая в (6) малыми членами, получаем:

$$\eta_S = \cos(\bar{\Delta}_{\Psi 2}-\bar{\Delta}_{\Psi 1})\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_{\Psi 1}^2-2\eta_H\sigma_{\Psi 1}\sigma_{\Psi 2}+\sigma_{\Psi 2}^2)\right].$$

Из полученной формулы видно, что коэффициент корреляции в зависимости от разности частот несущей представляет собой осциллирующую с затуханием функцию. Для последнего выражения положим, что коэффициент корреляции

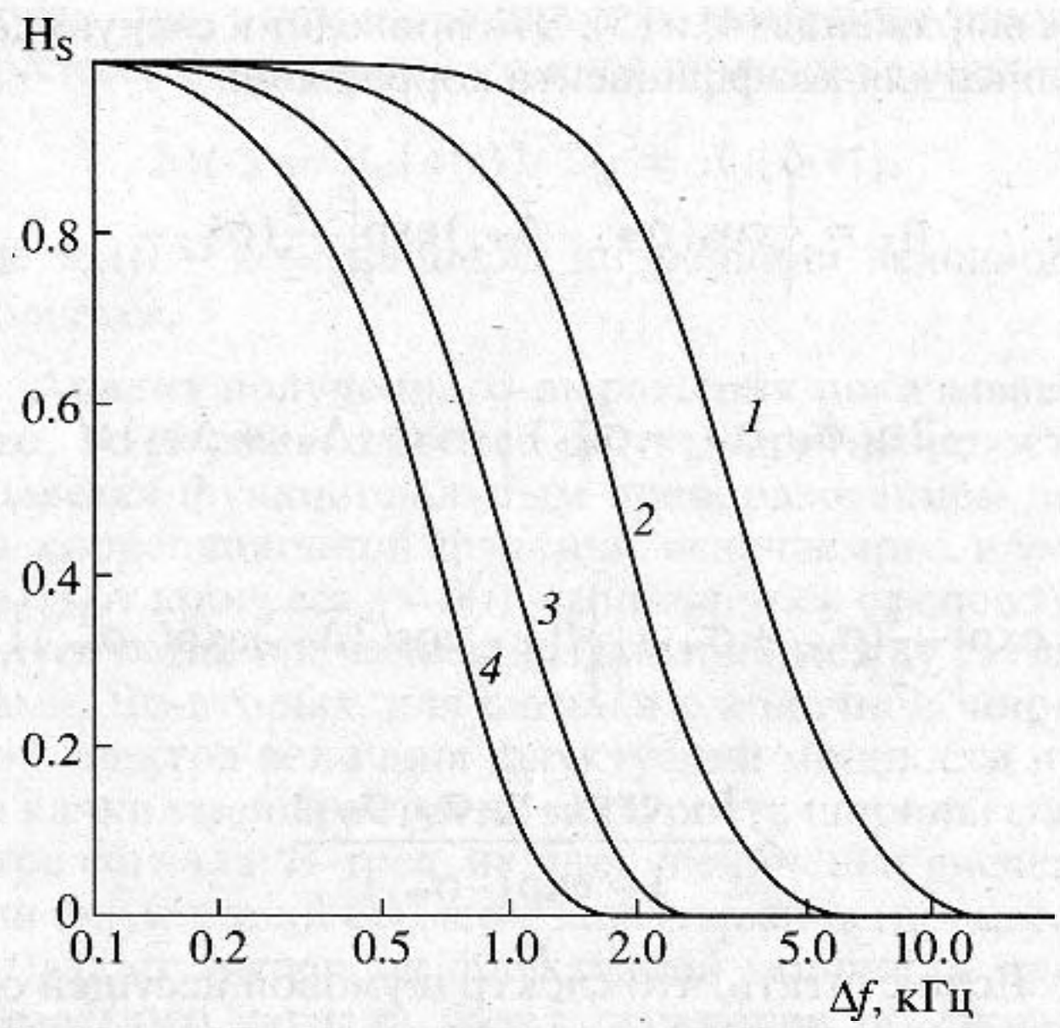

Рис. 1. Огибающая функции корреляции H_S в зависимости от разности частот несущей Δf [кГц] для условий $2k\sigma_H \sin\alpha \gg 1$:
1 – $\sigma_H = 0.5$ м, $\alpha = 5°$;
2 – $\sigma_H = 0.5$ м, $\alpha = 10°$;
3 – $\sigma_H = 1.0$ м, $\alpha = 10°$;
4 – $\sigma_H = 1.0$ м, $\alpha = 15°$.

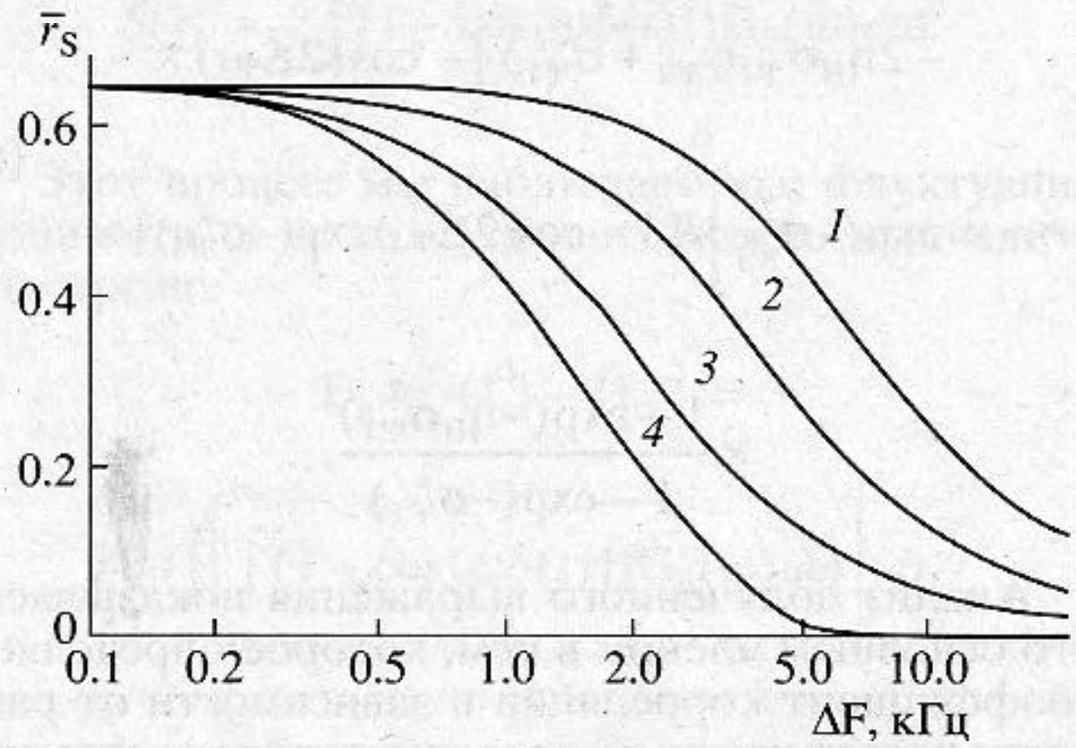

Рис. 2. Зависимость среднего коэффициента корреляции r_S от ширины частотной полосы преселектора ΔF [кГц]:
1–4 аналогичны для значений σ_H и α на рис. 1.

для качки $\eta_H = 1$, тогда раскрывая входящие в него переменные, запишем:

$$\eta_S = \cos[2H_0(k_2 - k_1)\sin\alpha] \times \times \exp[-2(k_2 - k_1)^2\sigma_H^2\sin^2\alpha]. \quad (7)$$

Определяя интервал корреляции для полученной функции как

$$\Delta k_{кор} = \int_0^\infty \eta_S^2(\Delta k)\,d(\Delta k),$$

где $\Delta k = k_2 - k_1$, после интегрирования получим

$$\Delta k_{кор} = \frac{\sqrt{\pi}}{8\sigma_H \sin\alpha}\left[1 + \exp\left(-\frac{H_0^2}{\sigma_H^2}\right)\right].$$

Поскольку $\sigma_H \ll H_0$, то вторым слагаемым можно пренебречь. Тогда выражение для интервала корреляции (в значениях волнового числа) окончательно запишем в виде:

$$\Delta k_{кор} = \frac{\sqrt{\pi}}{8\sigma_H \sin\alpha}. \quad (8)$$

Из полученной формулы видно, что интервал корреляции для двух модуляций, существующих на разных частотных гармониках несущей, зависит от среднего квадратического значения качки σ_H и угла выхода луча α. Если допустить, что наиболее вероятные средние квадратические значения качки $\sigma_H < 0.5\ldots1.0$ м, а в среднем максимальные углы выхода несущего луча будут иметь значения $\alpha < 10°\ldots15°$, то из расчета по формуле (8) следует, что минимальные ожидаемые значения интервала корреляции по частоте несущей будут находиться в пределах 0.5…1.0 кГц.

Выделим в (7) сомножитель, который является огибающей коэффициента корреляции:

$$H_S = \exp\left[\left(-2\pi\frac{\Delta f}{c}\sigma_H \sin\alpha\right)^2\right].$$

На рис. 1 показан характер зависимости огибающей функции корреляции H_S от разности частот Δf для разных сочетаний значений качки σ_H и угла скольжения луча у поверхности α при скорости звука $c = 1500$ м/с.

Определим средний в частотной полосе ΔF коэффициент корреляции огибающей как

$$\bar{r}_S = \frac{1}{\Delta F}\int_0^{\Delta F} |\eta_S(\Delta f)|\,d\Delta f.$$

После интегрирования получим

$$\bar{r}_S(\Delta F) = \frac{c}{2\pi\sqrt{2\pi}\cdot\Delta F\sigma_H \sin\alpha}\,\Phi\left(\frac{2\sqrt{2}\pi\cdot\Delta F\sigma_H \sin\alpha}{c}\right),$$

где $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z \exp(-t^2)\,dt$ – интеграл вероятности.

Средний в частотной полосе коэффициент корреляции характеризует долю энергетической связанности флуктуаций на разных гармониках широкополосного сигнала в выбранной полосе.

На рис. 2 представлены кривые зависимости среднего коэффициента корреляции от ширины частотной полосы преселектора. Кривые построены для ряда значений σ_H и α в том сочетании этих

значений, которое было принято для кривых на рис. 1. Из рис. 2 видно, что средний в полосе коэффициент корреляции имеет практически неизменное значение около 0.64 до определенной ширины частотной полосы и последующее значительное снижение по мере расширения полосы несущей. Для небольшой качки ($\sigma_H = 0.5$ м) и малых углов выхода для луча, по которому принимается сигнал ($\alpha = 5°$), увеличение частотной полосы несущей до значений $\Delta F \leq 3...4$ кГц мало меняет значение среднего коэффициента корреляции. При сильной качке ($\sigma_H \geq 1.0$ м) и больших углах выхода сигнала ($\alpha \geq 15°$) коэффициент корреляции сохраняет свое значение в полосе несущей не более 0.5 кГц.

Полученные для рассмотренной модели результаты согласуются с данными экспериментов [1] для используемых частотных полос и условий проведения эксперимента. На основе аналитических исследований показано, что возможной причиной низкой коррелированности флуктуаций мощности в разных частотных полосах широкополосного сигнала может быть явление интерференции в поле сигнала при вертикальном колебании источника вблизи поверхности океана.

Результаты исследования показали, что для снижения уровня флуктуаций мощности принимаемого сигнала выбор параметров приемной системы должен производиться с учетом конкретных условий наблюдения. Найденные аналитические выражения позволяют производить для этого необходимые практические расчеты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Машошин А.И.* Экспериментальное определение коэффициента вариации оценки мощности гидроакустического сигнала в реальных океанических условиях // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 3. С. 470–473.
2. *Калюжный А.Я.* Лучевое представление поля эхолокационных сигналов в слоисто-неоднородной среде при сложном движении приемно-излучающих антенных систем // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 599–605.
3. *Thuraisaingham R.A.* Analytical expressions for high-frequency acoustic fluctuations from suspended particles in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 5. Pt. 1. P. 2644–2648.
4. *Carey W.M.* The determination of signal coherence length based on signal coherence and gain measurements in deep and shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 104. № 2. Pt. 1. P. 831–837.
5. *Консон А.Д.* Спектр флуктуаций мощности сигнала, излучаемого кораблем при качке // Судостроение. 1997. Вып. 6. С. 46–48.
6. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
7. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969. 752 с.

Correlation of Power Fluctuations in the Noise Signal Emitted by a Surface Ship

A. D. Konson

By considering the interference mechanism of the formation of power fluctuations in the noise signal emitted by a rolled-and-pitched surface ship, explicit expressions are obtained for the fluctuation correlation coefficient as a function of the carrier frequency difference and the frequency band. The interference that occurs in the signal field as a result of the vertical oscillations of the source near the ocean surface is shown to be a possible reason for the experimentally observed low correlation of power fluctuations in different frequency bands of broadband signal.