АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2011, том 57, № 5, с. 649–654

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 591.463.21

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ МАКСИМУМОВ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2011 г. В. М. Кузькин, А. А. Луньков

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН

119991 Москва, ул. Вавилова 38

E-mail: kumiov@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.03.11 г.

Описаны частотные смещения максимумов звукового поля в океанических волноводах, вызванные временной изменчивостью среды. Получено условие, при котором временные спектры частотных смещений интерференционных максимумов и флуктуаций дисперсионной характеристики волновода пропорциональны.

Ключевые слова: океанический волновод, частотные смещения, интерференционные максимумы, дисперсионная характеристика, пространственно-временной спектр.

Пространственно-временное распределение частотных сдвигов интерференционных максимумов (ЧСИМ) звукового поля отражает не только устойчивые структурные особенности в изменениях тонкой интерференционной картины [1, 2], но и характеризуется глубокой связью с возмущением дисперсионной характеристики волновода [3, 4], что позволяет решать обратные задачи [5–7].

Для описания линий максимумов поля на плоскости частота–время (частота–расстояние) используется линейное разложение интенсивности поля в окрестности области конструктивно интерферирующих нормальных волн (мод) по малым уклонениям частоты и времени (или расстояния) [1–4]. Такой подход, несмотря на отсутствие математической строгости, приводит, однако, к правильным и полезным результатам. Предпосылки для строгого математического обоснования теории ЧСИМ по существу содержатся в их физическом механизме: частотный сдвиг следует рассматривать как изменение частоты, при котором выравниваются изменения фаз конструктивно интерферирующих мод, вызванных изменением состояния среды, что позволяет оставаться на выбранном локальном максимуме волнового поля. Величина этого максимума может изменяться, так как меняются амплитуды мод. Такой подход представляется математически корректным и проясняет сущность явления ЧСИМ, связанных с изменением условий распространения звуковых волн.

В статье изложена теория случайных временных частотных смещений максимумов поля в океанических волноводах, основанная на сохранении фазы в их локальных максимумах. Рассмотрена связь между временными спектрами ЧСИМ и флуктуаций (случайных отклонений) дисперсионной характеристики волновода от невозмущенного значения в зависимости от длины и ориентации трассы по отношению к направлению распространения возмущения. Получена предельная оценка для длины трассы, при которой эти спектры пропорциональны.

Квадрат модуля амплитуды звукового поля u на большом горизонтальном удалении $L = |\mathbf{L}|$ ($L \gg \lambda$, λ – длина волны) от источника в нерегулярном волноводе представим в виде разложения по нормальным волнам

$$|u|^2 = \sum_m \sum_n A_m(\mathbf{L}, t, \omega) A_n^*(\mathbf{L}, t, \omega) \times \times \exp\left[i \int_0^L h_{mn}(\mathbf{n}r, t, \omega)\, dr \right], \quad (1)$$

где $h_{mn} = h_m - h_n$, t – время, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, $\mathbf{n} = \mathbf{L}/L$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{L}$, $r = |\mathbf{r}|$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r_x, r_y)$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости (x, y). Амплитуда A_m и действительная часть постоянной распространения h_m моды номера m определяются из решения системы дифференциальных уравнений взаимодействия мод [8]. При взаимодействии мод изменения постоянных распространения из-за возмущения среды нельзя отличить от изменений, связанных с переменностью амплитуд. Если отсутствует перекачка энергии из одной моды в другую (адиабатическое приближение), то нормальные волны становятся независимыми: изменения постоянных распространения обусловлены только неоднородностями среды и не зависят от изменений амплитуд.

Ключевой характеристикой нормальной волны является ее дисперсия, т.е. зависимость постоянной распространения от частоты, $h_m(\omega)$. Возмущение среды вызывает изменения дисперсионной характеристики волновода, приводящие к частотным смещениям максимумов поля. Одним из распространенных механизмов возникновения флуктуаций дисперсионной характеристики волновода являются, например, поверхностное волнение и внутренние волны, играющие заметную роль в формировании случайных неоднородностей океана.

Измеряя ЧСИМ, можно обнаружить имеющееся различие в постоянных распространениях, что в случае известной модели неоднородности может быть использовано для решения обратной задачи. Рассмотрим, как связаны временные спектры частотных смещений максимумов поля и дисперсионной характеристики волновода, вызванные изменением состояния среды. По сравнению с [3], где теория изложена весьма нестрого, дается ее более последовательное изложение, показаны те факторы, которыми можно пренебречь для получения приведенного в работе выражения для временного спектра ЧСИМ. При выяснении вопроса о взаимосвязи спектров следует ограничиться адиабатическим приближением описания поля. Однако, как свидетельствуют некоторые результаты численного [6] и натурного [5, 7] экспериментов, данный подход к решению обратной задачи сохраняет силу и за пределами области его применимости, когда нормальные волны являются связанными. По-видимому, это имеет место при слабой связи нормальных волн, когда изменения постоянных распространения, вызванные трансформацией амплитуд мод, малы по сравнению с изменениями, обусловленными возмущением. Поэтому нерегулярности и то модовое взаимодействие, которое они инициируют, должны оставаться в определенных пределах, чтобы основным фактором возмущения дисперсионной характеристики являлось изменение состояния среды. Это условие эквивалентно предположению о фазовой модуляции звуковой волны неоднородностями среды.

Положим, что в точке наблюдения $Q(\mathbf{L}, z)$ конструктивно интерферирует совокупность мод с близкими номерами в окрестности l-го номера моды. Это позволяет, считая номер моды изменяющимся непрерывно, постоянную распространения h_m разложить в ряд в этой окрестности, ограничившись линейным приближением

$$h_m(\omega, t, \mathbf{n}) = h_l(\omega, t, \mathbf{n}) + \alpha(\omega, t, \mathbf{n})(m - l), \quad (2)$$

$$\begin{gathered}\alpha(\omega, t, \mathbf{n}) = \partial h_l(\omega, t, \mathbf{n})/\partial l = \\ = h_{l+1}(\omega, t, \mathbf{n}) - h_l(\omega, t, \mathbf{n}).\end{gathered} \quad (3)$$

В предположении, что величина $\alpha(\omega, t, \mathbf{n})$ (3) мало отличается от своего невозмущенного значения $\bar{\alpha}(\omega)$,

$$\begin{gathered}\alpha(\omega, t, \mathbf{n}) = \bar{\alpha}(\omega) + \tilde{\alpha}(\omega, t, \mathbf{n}), \quad |\tilde{\alpha}| \ll |\bar{\alpha}|, \\ \bar{\alpha}(\omega) = \partial \bar{h}_l/\partial l = \bar{h}_{l+1}(\omega) - \bar{h}_l(\omega), \\ \tilde{\alpha}(\omega, t, \mathbf{n}) = \partial \tilde{h}_l/\partial l = \tilde{h}_{l+1}(\omega, t, \mathbf{n}) - \tilde{h}_l(\omega, t, \mathbf{n}), \\ |\tilde{h}_l| \ll \bar{h}_l.\end{gathered} \quad (4)$$

Ссылки на оценки номера l-й моды и числа Δl синфазно возбужденных мод, формирующих интерференционную картину, приведены в [6]. Поправку $\tilde{h}_l$ к невозмущенному значению $\bar{h}_l$, которое считается известным, можно аналитически вычислить в рамках теории возмущений [9]. Далее обозначим через $\Omega(t, \mathbf{L})$ частоту ω положения выделенного максимума поля в момент времени t в точке наблюдения. В отсутствие возмущения $\omega = \Omega_0$. Опишем флуктуации частотных смещений $\tilde{\Omega}(t, \mathbf{L}) = \Omega(t, \mathbf{L}) - \Omega_0$.

Пусть в момент времени t_1 локальный максимум распределения (1) приходится на частоту Ω_1, а под действием возмущения за время Δt смещается на величину $\Delta\Omega$. Значение $\Omega_2 = \Omega_1 + \Delta\Omega$ в момент $t_2 = t_1 + \Delta t$ должно удовлетворять условию сохранения фазы для конструктивно интерферирующих мод произвольных номеров m и n

$$\int_0^L h_{mn}(\Omega_2, t_2, \mathbf{n}r)\,dr = \int_0^L h_{mn}(\Omega_1, t_1, \mathbf{n}r)\,dr + 2\pi p, \quad (5)$$

где числа $p = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ определяют порядок интерференции. На плоскости частота-время будут прослеживаться локальные полосы равного наклона, соответствующие разности фаз $2\pi p$. Возмущение среды приводит к вариациям угла наклона полос, что можно интерпретировать как изменения разности хода интерферирующих мод от источника до точки наблюдения. Частотный сдвиг определяется перемещением вдоль фазовой линии номера $p = 0$. Условие (5) должно быть инвариантным по отношению к произвольной комбинации номеров мод. Разложим фазу в левой части (5) в окрестности точки (Ω_1, t_1), ограничившись линейными членами, и воспользуемся представлением (2)–(4). В результате получаем

$$\Delta\Omega = -\Delta t \frac{\int_0^L \frac{\partial \tilde{\alpha}(\Omega_1, t_1, \mathbf{n}r)\,dr}{\partial t}}{\int_0^L \frac{\partial \alpha(\Omega_1, t_1, \mathbf{n}r)\,dr}{\partial \omega}}. \quad (6)$$

Отметим, что выражение (6) остается справедливым и в случае, если под величиной $\tilde{\alpha}$ понимать регулярные изменения. Например, частотные смещения локальных максимумов звукового поля, обусловленные временной изменчивости ширины фронтальной зоны, проанализированы в [3, 6].

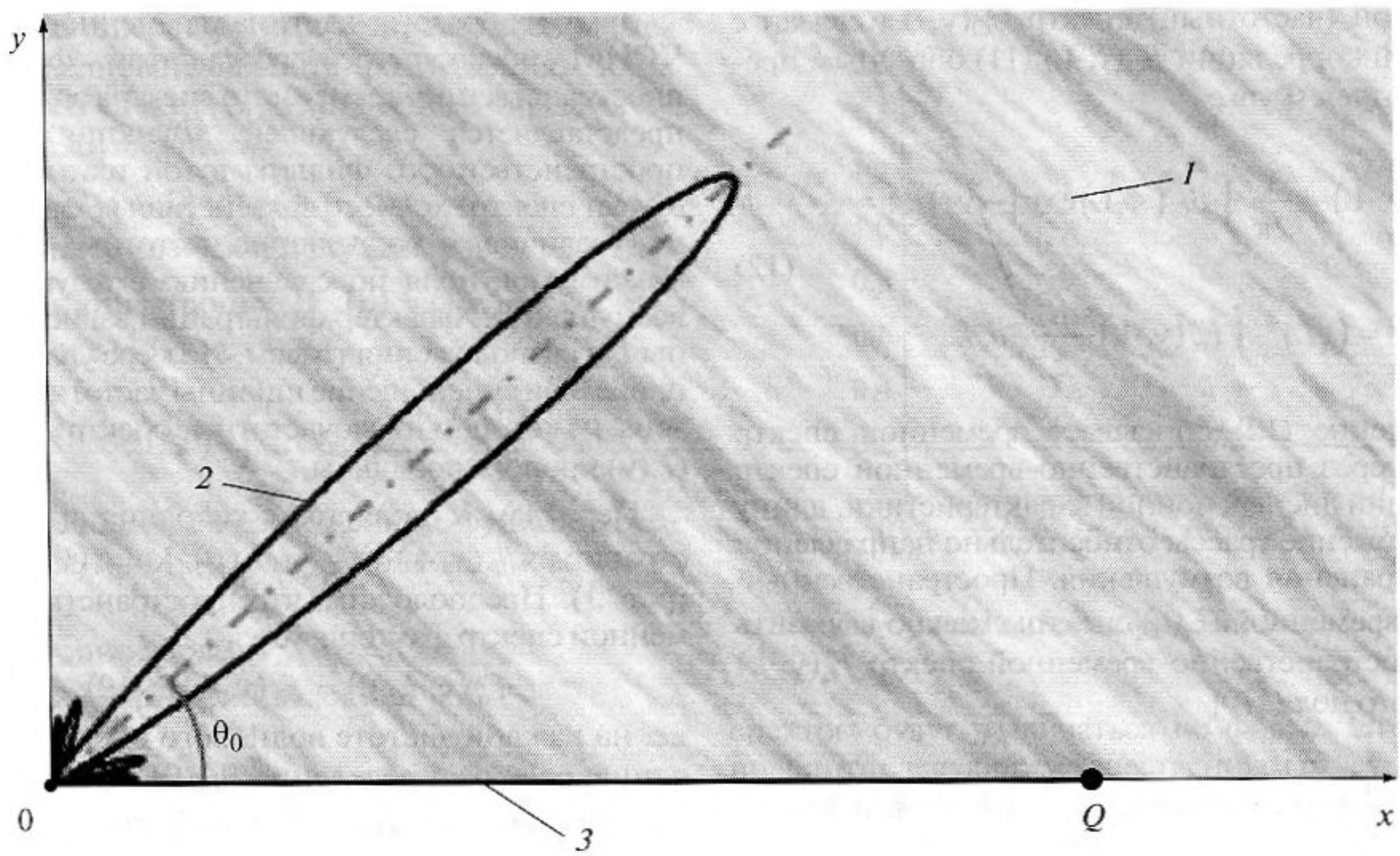

Рис. 1. Схематическое изображение анизотропного поля возмущения среды по отношению к расположению трассы: *1* – возмущение; *2* – угловой спектр, θ_0 – полярный угол направления главного максимума; *3* – акустическая трасса, *Q* – точка наблюдения.

Введем обозначение интегральной по длине L трассы значение величины χ: $\langle\chi\rangle = (1/L)\int_0^L \chi(\mathbf{n}r)dr$. При выполнении условия $\langle|\partial\tilde{\alpha}/\partial\omega|\rangle \ll \langle|\partial\overline{\alpha}/\partial\omega|\rangle$, полагая в отсутствие возмущения волновод горизонтально однородным, выражение (6) сводится к виду

$$\Delta\Omega = \tilde{\Omega}(t_2, \mathbf{L}) - \tilde{\Omega}(t_1, \mathbf{L}) = \\ = -g\int_0^L [\tilde{\alpha}(t_2, \mathbf{n}r) - \tilde{\alpha}(t_1, \mathbf{n}r)]dr, \quad (7)$$

$$g = \frac{1}{L[\partial\overline{\alpha}(\Omega_0)/\partial\omega]}.$$

Запишем для флуктуаций случайного поля $\tilde{\alpha}(t, \mathbf{r})$ трехмерное спектральное разложение

$$\tilde{\alpha}(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\nu, \mathbf{k})\exp[i(\mathbf{kr} - \nu t)]d\nu d^2k, \quad (8)$$

где $\alpha(\nu, \mathbf{k})$ – спектральная амплитуда, $\mathbf{k} = \mathbf{k}(k_x, k_y)$ – волновой вектор, $d^2k = dk_x dk_y$. Не нарушая общности задачи, положим, что трасса расположена вдоль оси x (рис. 1). Используя разложение (8), можно выразить положения максимумов поля в соответствии с (7), что дает

$$\tilde{\Omega}(t, \mathbf{L}) = -gL\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\nu, \mathbf{k}) \times \\ \times \exp(i\xi)\frac{\sin\xi}{\xi}\exp(-i\nu t)d\nu d^2k, \quad \xi = k_x L/2. \quad (9)$$

У однородного и стационарного случайного поля, являющегося предметом рассмотрения, спектральные амплитуды $\alpha(\nu', \mathbf{k}')$, $\alpha(\nu'', \mathbf{k}'')$ дельта-коррелированы как по ν, так и по $\mathbf{k}$

$$\overline{\alpha(\nu', \mathbf{k}')\alpha(\nu'', \mathbf{k}'')} = \\ = F_\alpha(\nu', \mathbf{k}')\delta(\nu' - \nu'')\delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}''), \quad (10)$$

где $F_\alpha(\nu', \mathbf{k}')$ – пространственно-временной спектр поля $\tilde{\alpha}(t, \mathbf{r})$, который всегда неотрицателен [10]. Временная корреляционная функция $B_\Omega(\tau, \mathbf{L}) = \overline{\tilde{\Omega}(t+\tau, \mathbf{L})\tilde{\Omega}^*(t, \mathbf{L})}$ флуктуаций частоты $\tilde{\Omega}(t, \mathbf{L})$ (9) в силу (10) равна

$$B_\Omega(\tau, \mathbf{L}) = \\ = (gL)^2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\nu, \mathbf{k})\frac{\sin^2\xi}{\xi^2}\exp(i\nu\tau)d\nu d^2k. \quad (11)$$

Временной (частотный) спектр $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ связан с функцией корреляции $B_\Omega(\tau, \mathbf{L})$ (11) обратным преобразованием Фурье

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} B_\Omega(\tau, \mathbf{L})\exp(-i\nu\tau)d\tau = \\ = (gL)^2\int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\nu, \mathbf{k})\frac{\sin^2\xi}{\xi^2}d^2k. \quad (12)$$

Соотношение (12) описывает временной спектр ЧСИМ через пространственно-временной спектр флуктуаций дисперсионной характеристики, длину и расположение трассы относительно направления распространения возмущения. Пространственный $\Phi_\alpha(\mathbf{k})$ и временной $G_\alpha(\nu)$ спектры можно выразить через пространственно-временной спектр $F_\alpha(\nu, \mathbf{k})$ случайного поля [10]

$$\Phi_\alpha(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\nu, \mathbf{k})d\nu, \quad G_\alpha(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\nu, \mathbf{k})d^2k, \\ \int_{-\infty}^{\infty} G_\alpha(\nu)d\nu = \int_{-\infty}^{\infty}\Phi_\alpha(\mathbf{k})d^2k. \quad (13)$$

Сомножитель $T(\xi) = \sin^2\xi/\xi^2$ под знаком интеграла в (12) подавляет пространственные частоты $|k_x| > 2\pi/L$, т.е. сглаживает быстрые (в масштабе L) изменения $\tilde{\alpha}(\mathbf{r})$. Можно сказать, что эта операция отвечает действию пространственного фильтра с передаточной функцией $|\sin(\xi)/(\xi)|$. Полоса пропускания такого фильтра определяется отношением L/ρ_x, где ρ_x – радиус корреляции поля $\tilde{\alpha}(\mathbf{r})$ в направлении оси x расположения акустической трассы (для анизотропных полей радиусы корреляции по разным направлениям неодинаковы). Ширина спектра Δk_x обратно пропорциональна радиусу корреляции, $\Delta k_x \sim 1/\rho_x$ [10]. При этом коротко-коррелированным полям (ρ_x мало) отвечают широкие пространственные спектры (Δk_x велико), тогда как при больших радиусах корреляции (долго-коррелированные поля) ширина спектра мала. Если возмущение дисперсионной характеристики волновода представляет собой дискретный спектр, пространственные гармоники k_x которого кратны обратной длине трассы L, т.е. $k_x = 2\pi n/L$, $n = 1, 2, \ldots$, то частотные смещения равны нулю. Учитывая, что $0 \le T(\xi) \le 1$, поведение спектров $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ и $G_\alpha(\nu)$ на разных участках частотного диапазона будет различным, причем $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})/(gL)^2 \le G_\alpha(\nu)$. Наименьшие отклонения в их формах, согласно (12), (13), расположены в низкочастотной (т.е. крупномасштабной) части спектра, $\xi \ll 1$, а наибольшие отклонения расположены на высокочастотном участке спектра, $\xi \gg 1$.

Таким образом, картина временного спектра ЧСИМ, являющегося результатом фильтрации пространственно-временного спектра возмущения, представляется следующей. Функция передачи пространственного фильтра в той или иной мере сужает спектр входного воздействия и, следовательно, увеличивает корреляцию частотных смещений максимумов поля по сравнению с флуктуациями возмущения. Характер фильтрации зависит от длины L и расположения трассы. По мере увеличения L происходит уменьшение ширины частотного диапазона, на котором низкочастотные спектры $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ и $G_\alpha(\nu)$ пропорциональны.

Перейдем к полярным координатам в k-пространстве: $F_\alpha(\nu, \mathbf{k}) = F_\alpha(\nu, k, \theta)$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}(k, \theta)$, $k = |\mathbf{k}|$ (рис. 1). Предположим, что пространственно-временной спектр факторизуется

$$F_\alpha(\nu, k, \theta) = F_\alpha(\nu, k)W_\alpha(\theta),$$

т.е. на каждой частоте волнового спектра $F_\alpha(\nu, k)$ одинаковое распределение $W_\alpha(\theta)$ интенсивности возмущения по углу. Угловой спектр $W_\alpha(\theta) = \int_0^\infty F_\alpha(\nu, k, \theta)kd\nu dk$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\pi}^{\pi} W_\alpha(\theta)d\theta = 1. \quad (14)$$

Переходя в (12) к полярным координатам и вводя переменную $\eta = kL/2$, получаем

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = (gL)^2\int_0^\infty F_\alpha(\nu, k)T(\eta)kdk, \quad (15)$$

где

$$T(\eta) = \int_{-\pi}^{\pi} W_\alpha(\theta)\frac{\sin^2(\eta\cos\theta)}{(\eta\cos\theta)^2}d\theta. \quad (16)$$

Пусть в пределах ширины углового спектра $\sin^2(\eta\cos\theta)/(\eta\cos\theta)^2 \approx 1$, т.е. существенны лишь значения $\eta \ll 1$, отвечающие долго-коррелированными флуктуациями возмущения на длине L трассы. Тогда из (15), (16), используя нормировку (14), находим

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) \approx (gL)^2 G_\alpha(\nu). \quad (17)$$

Условие $\eta \ll 1$, как видно, является более жестким по сравнению с неравенством $\xi \ll 1$.

Проиллюстрируем сказанное на нескольких примерах.

1. Сильная анизотропия, $W_\alpha(\theta) = \delta(\theta - \theta_0)$.

Положим $\theta_0 = 0$, что соответствует случаю распространения возмущения вдоль трассы, т.е. волновой фронт возмущения перпендикулярен трассе. Если $\eta \ll 1$, то выражение (15) приводится к виду (17).

Положим теперь $\theta_0 = \pi/2$, т.е. трасса расположена вдоль волнового фронта возмущения. Тогда $T(\eta) = 1$ и ход спектра $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ всецело определяется самим возмущением

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = (gL)^2 G_\alpha(\nu). \qquad (18)$$

Связь (18) впервые была получена в [3].

2. Слабая анизотропия, $W_\alpha(\theta) = (1/\pi)\cos^2\theta$.

Выражение (15) имеет вид

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = 4(gL)^2 \int_0^\infty F_\alpha(\nu, k)\frac{[1 - J_0(\eta)]}{\eta^2} kdk.$$

Если воспользоваться разложением функции Бесселя $J_0(\eta)$, то при $\eta \ll 1$ снова приходим к выражению (17).

3. Изотропное поле, $W_\alpha(\theta) = 1/2\pi$.

Выражение (15) принимает вид

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = \frac{2}{\pi}(gL)^2 \int_0^\infty F_\alpha(\nu, k) N(\eta) kdk, \qquad (19)$$

где для функции

$$N(\eta) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2(\eta\cos\theta)}{(\eta\cos\theta)^2} d\theta$$

справедливо разложение

$$N(\eta) = \frac{\pi}{2}\left[1 + \sum_{k=2}^{\infty}(-1)^{k+1}\eta^{2k-2}\frac{2^{2k-1}}{(2k)!}\frac{(2k-3)!!}{(2k-2)!!}\right].$$

График функции $N(\eta)$ приведен на рис. 2. Из приведенного разложения следует, что при $\eta \ll 1$ выражение (19) совпадает с (17).

Жесткое условие $\eta \ll 1$ применимости связи (17) между низкочастотными временными спектрами ЧСИМ и дисперсионной характеристики, как показывает анализ (16), может быть заменено более слабым неравенством $\eta < 1$. При $\eta > 1$ начнут проявляться заметные отличия в формах спектров $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ и $G_\alpha(\nu)$. Плавный переход между двумя режимами фильтрации, характеризуемыми условиями $\eta < 1$ и $\eta > 1$, происходит при непрерывном изменении длины L трассы. Длину L_*, ограничивающую восстановление спектра $G_\alpha(\nu)$ по измерениям спектра $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$, можно оценить из условия $\eta = 1$, что дает $L_* = \lambda/\pi$. При известном дисперсионном соотношении $k(\nu)$ можно определить предельное значение частоты ν, отвечающее длине L_*.

Таким образом, условие $kL/2 < 1$ ограничивает частотный диапазон и длину трассы, когда временной спектр ЧСИМ $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$ с точностью до множителя $(gL)^2$ воспроизводит частотный спектр возмущения $G_\alpha(\nu)$ независимо от расположения трассы по отношению к направлению распространения возмущения. Если это условие не выполнено, то

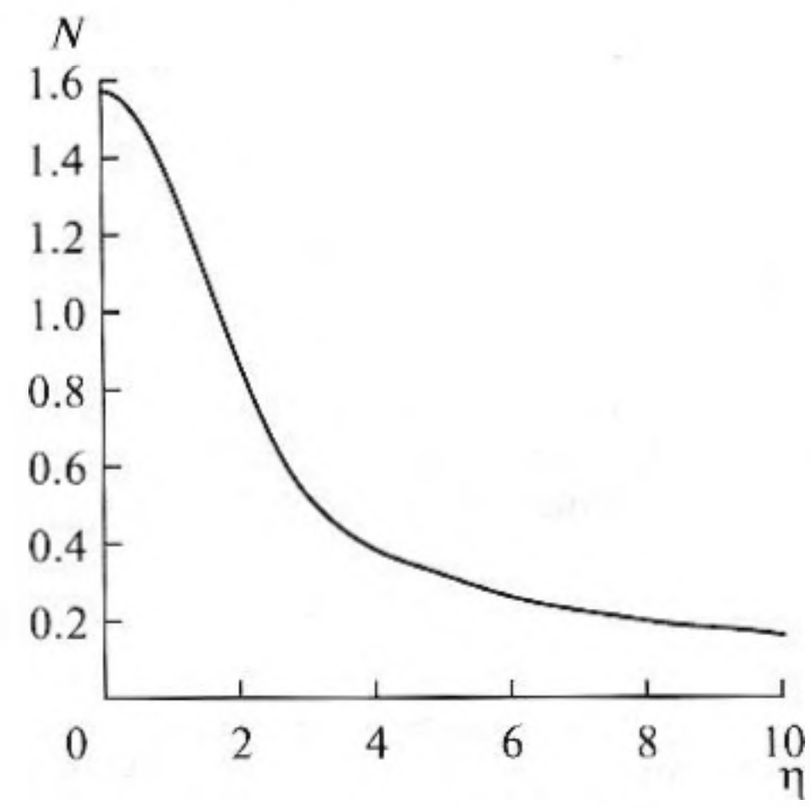

Рис. 2. График функции $N(\eta)$.

спектры будут различаться по форме. Это можно пояснить следующим качественным рассуждением. В области низких частот дифракция слабо зависит от ориентации неоднородностей анизотропной среды по отношению к направлению распространения звуковой волны. С увеличением частоты и расстояния, проходимого волной в такой среде, дифракционные эффекты возрастают и накапливаются, что делает их зависимыми от длины и направления трассы относительно расположения неоднородностей.

Развитый теоретический метод имеет общий характер и может быть использован для описания временного спектра ЧСИМ, вызванных случайными неоднородностями. Пусть, например, возмущением дисперсионной характеристики волновода являются фоновые внутренние волны. Тогда при выполнении условия $\eta < 1$ связь спектра частотных смещений максимумов волнового поля $\tilde{\Omega}(t, \mathbf{L})$ со спектром вертикальных колебаний слоев жидкости $\xi(t, z)$ на горизонте z дается соотношением (17) в [11].

Авторы благодарны Г.А. Ляхову за полезное обсуждение рассмотренных вопросов.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–82.

2. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing (San Francisco, CA, May 1–3, 2001; AIP Conf. Proc.), Ed. by W.A. Kuperman and G.L. D’Spain (N.Y., Melville, 2002).

3. *Кузькин В.М.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263.

4. *Кузькин В.М., Переселков С.А.* Частотные смещения пространственной интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 3. С. 431–438.

5. *Turgut A., Orr M., Pasewark B.* Acoustic monitoring of the tide height and slope-water intrusion at the New Jersey Shelf in winter conditions // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. V. 121. № 5. P. 2534–2541.

6. *Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A.* Method for measuring the frequency shifts of interference maxima in monitoring of dispersion media: theory, implementation, and prospects // Physics of Wave Phenomena. 2010. V. 18. №. 3. P. 196–222.

7. *Кузькин В.М., Лин Й.-Т., Линч Дж.Ф., Луньков А.А., Петников В.Г.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в летний период времени на океанском шельфе // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 387–397.

8. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.

9. *Буров В.А., Сергеев С.Н.* Современные методы теории возмущения при расчете гидроакустических полей // Вестн. МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 1992. Т. 33. № 2. С. 49–56.

10. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

11. *Кузькин В.М., Переселков С.А.* Акустический свип-мониторинг фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 4. С. 557–564.