АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 1, с. 88 - 92.

УДК 551.463.21

ОЦЕНКИ ЧАСТОТНОГО МАСШТАБА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1994 г. В. М. Кузькин, В. Г. Петников

Институт общей физики РАН

117924 Москва, ул. Вавилова, д. 38

Поступила в редакцию 23.06.93 г.

В рамках теории возмущений для лучей рассчитаны вариации периодов частотной изменчивости интерференционной структуры, обусловленные медленным изменением параметров волнового канала в горизонтальной плоскости. Эффективность предлагаемого расчета продемонстрирована на ряде примеров анализа оценок ширины частотного спектра осцилляций интенсивности в придонных океанических волноводах малой глубины. Показано, что фазовые методы, основанные на регистрации частотных масштабов изменчивости поля, могут быть использованы для обнаружения крупномасштабных неоднородностей в мелком море.

Характерной особенностью звукового поля в океане являются осцилляции уровня, вызванные изменениями координат корреспондирующих точек или частоты источника звука [1, 2]. Экспериментальные и модельные исследования свидетельствуют об устойчивости интерференционной структуры низкочастотного звука [3, 4], к тому же ее параметры являются более чувствительными (по сравнению со средними энергетическими характеристиками) к изменениям условий распространения. При этом, что весьма важно, имеется принципиальная возможность управления интенсивностью поля (при неизменной мощности источника), рассеянного пространственно-локализованными неоднородностями в океанических волноводах. Эти факторы позволяют рассчитывать на высокую эффективность использования частотных особенностей интерференционных явлений в задачах диагностики гидродинамических возмущений океанической среды.

В данной работе оценены периоды частотных изменений интерференционной структуры поля для различных моделей подводного звукового канала и проанализированы их вариации, вызванные возмущениями условий распространения.

Рассмотрим придонный океанический волновод, параметры которого достаточно медленно изменяются в горизонтальной плоскости, так что отсутствует перекачка энергии из одной моды в другую. В адиабатическом приближении, как следует из обобщения результатов работ [1, 2], в линейном приближении частотные периоды осцилляций звукового поля на расстоянии r от источника определяются выражением

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \frac{2\pi}{\left|\int_0^r dr \left(\frac{\partial h_{1M}(\omega, r)}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}\right|}, \qquad (1)$$

где $h_{1M} = h_1 - h_M$, h_m – горизонтальная проекция волнового вектора моды номера m; M – максимальный номер моды, дающий заметный вклад в формирование поля. В выражении (1) использовано приближение $M(\omega) \approx M(\omega_0)$, что предполагает выполнение условия малости для относительных приращений частоты, $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Отметим, что величину $(\Delta f)^{-1} = (2\pi/\Delta\omega)$ можно трактовать как разность групповых задержек сигнала между первой и высшей распространяющимися нормальными волнами.

Положим, что величина $h_m(\mathbf{r})$ мало отличается от своего среднего (невозмущенного) значения $h_m^{(0)}(\mathbf{r}_0)$, однородного в горизонтальной плоскости

$$h_m(\mathbf{r}) = h_m^{(0)}(\mathbf{r}_0) + \sum_i \frac{\partial h_m^{(0)}(\mathbf{r}_0)}{\partial \gamma_i} \Delta\gamma_i(\mathbf{r}) = \qquad (2)$$

$$= h_m^{(0)} + h_m^{(1)}, \quad \left|h_m^{(1)}\right| \ll \left|h_m^{(0)}\right|,$$

где $\Delta\gamma_i(\mathbf{r}) = \gamma_i(\mathbf{r}) - \gamma_i(\mathbf{r}_0)$ – вариации параметров γ_i волнового канала. Пользуясь малостью $h_m^{(1)}$, соотношение (1) для частотного масштаба изменчивости интенсивности можно представить в виде

$$\Delta\omega = 2\pi \left[\left| r \left(\frac{\partial h_{1M}^{(0)}(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} + \int_0^r dr \frac{\partial h_{1M}^{(1)}}{\partial \omega} \right| \right]^{-1}. \qquad (3)$$

В случае регулярного волновода второе слагаемое в правой части (3) обращается в нуль и ширина частотного спектра осцилляций интенсивности составит [1, 2]

$$\Delta\omega_0 = \frac{2\pi}{\left| r\left(\frac{\partial h_{1M}^{(0)}}{\partial\omega}\right)_{\omega=\omega_0}\right|}. \qquad (3a)$$

Перейдем теперь к случаю пространственно-локализованной неоднородности, представляющей интерес с точки зрения возможного развития и совершенствования неконтактных методов изучения крупномасштабных неоднородностей океана. Положим, что на расстоянии r_1 от источника поле скорости звука возмущено по трассе на горизонтальном масштабе Δr. Тогда вариации частотных периодов осцилляций звукового поля (или, точнее сказать, величин групповых задержек сигнала), обусловленные гидродинамическим возмущением, как следует из (3), определяются выражением

$$\delta T = (\Delta\omega)^{-1} - (\Delta\omega_0)^{-1} = \frac{1}{2\pi}\int_{r_1}^{r_1+\Delta r} dr \frac{\partial h_{1M}^{(1)}}{\partial\omega}, \qquad (4)$$

где $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega$ – периоды частотной изменчивости соответственно в отсутствие и при наличии пространственного возмущения.

При проведении экспериментальных исследований важным является вопрос о допустимой относительной нестабильности частоты $\tilde{\omega}/\omega_0$, при которой практически сохраняется интерференционная структура. Область допустимых значений $\tilde{\omega}$ можно определить из условия, при котором вариации уровня не превышают 3 дБ. В предположении, что осцилляции звукового поля квазигармонические, это требование приводит к условию $\tilde{\omega} \leq \Delta\omega/6$. Ясно, что для надежного определения вариаций частотных периодов осцилляций звукового поля $\delta\omega = \Delta\omega - \Delta\omega_0$ точность измерения периодов частотной изменчивости $\Delta\omega(\Delta\omega_0)$ должна быть, по крайней мере, в 2 - 3 раза выше, чем абсолютная нестабильность частоты $\tilde{\omega}$.

Наблюдаемые в экспериментах частотные периоды осцилляций поля, как отмечается в работе [1], обычно совпадают с расчетными. В рамках теории возмущений для горизонтальных лучей [5] сравнительно легко устанавливается соответствие между собственными значениями h_m и параметрами океанической среды γ_i. Таким образом, ширина частотного спектра осцилляций интенсивности $\Delta\omega$ непосредственно может быть связана с параметрами волнового канала γ_i.

Рассмотрим оценки периода частотной изменчивости $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ для некоторых частных случаев.

1. ОДНОРОДНЫЙ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ОКЕАНИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД МАЛОЙ ГЛУБИНЫ

Изоскоростной канал с поглощающим жидким дном. Малые расстояния r, ослабление звука обусловлено цилиндрическим законом расходимости. Максимальное число эффективно распространяющихся в волноводе мод дискретного спектра составляет $M \approx \sqrt{1-n_0^2}kH/\pi$. Область допустимых значений r определим из условия, что на расстоянии r_0 амплитуда высшей моды уменьшается не более, чем в е раз: $\delta_M r_0 \approx 1$, что дает $r < r_0 \approx 2H/s(1-n_0)^2$. Здесь $\delta_M \approx s\lambda^2(M-1/2)^2/8H^3$ – модальный коэффициент затухания; $s = 2\mathrm{Re}(\rho/\sqrt{n^2-1})$; $n = n_0(1+i\alpha)$; ρ и n_0 – соответственно отношение плотности дна и воды и показатель преломления границы вода–дно; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; H – глубина волновода [6]. Если число мод M, как и предполагается, достаточно велико, то разность собственных значений $h_{1M} \approx \omega(1-n_0^2)/2c_0$ и для периода частотной изменчивости получаем оценку

$$\Delta f = \frac{2c_0}{r(1-n_0^2)}, \qquad (5)$$

где c_0 – скорость звуковой волны в водной среде. Как видно, на малых дистанциях частотные периоды осцилляций звукового поля не зависят от частоты звука и глубины волновода и обратно пропорциональны расстоянию.

Большие расстояния, ослабление звука обусловлено взаимодействием с дном. Число мод M, дающих заметный вклад в звуковое поле, можно оценить из условия $\delta_{M+1} r \approx 1$. В предположении, что оно много больше единицы, $M \gg 1$, получаем

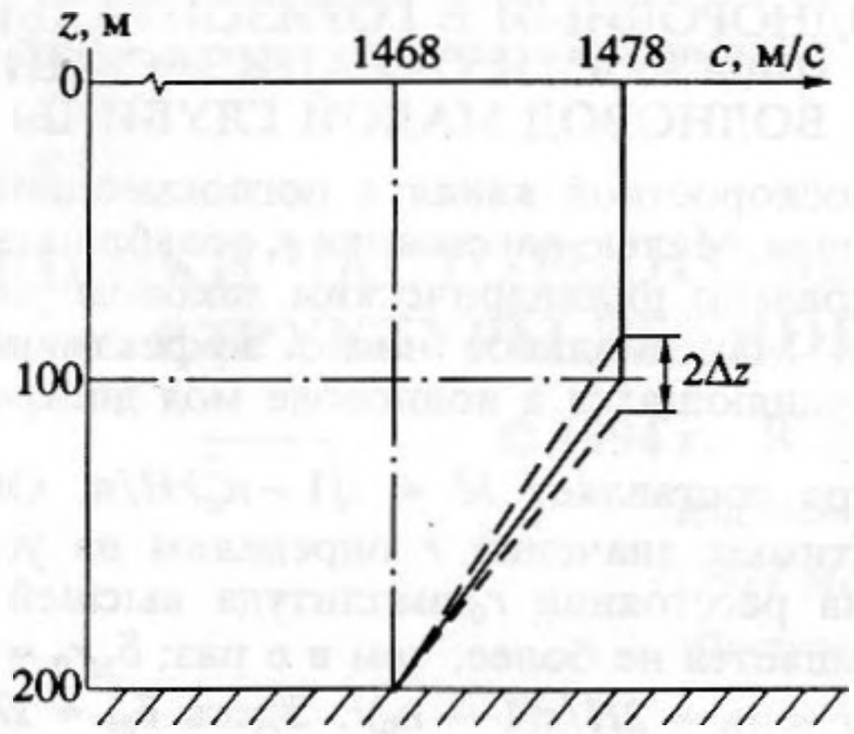
$$\Delta f \approx c_0 s/H. \qquad (6)$$

Соотношение (6) применимо для расстояний r, удовлетворяющих условию $r_0 < r \ll r_* = 16H^3/\pi^2 s\lambda^2$.

Независимость ширины Δf от расстояния r объясняется тем, что с увеличением расстояния r пропорционально ему уменьшается и квадрат числа эффективно распространяющихся мод M^2. Отметим, что в данном случае приращение частоты Δf зависит от частоты, так как параметр s является частотнозависимым.

В качестве иллюстрации рассмотрим волновод глубиной $H = 200$ м, параметрами дна $\rho = 1.8$, $n = 0.87(1 + i0.015)$ и скоростью звука $c_0 = 1500$ м/с.

При этих условиях переходное расстояние составляет $r_0 \approx 17.4$ км и из (5) и (6) для периодов частотной изменчивости получаем оценки $\Delta f \approx 1.23$ Гц ($r = 10$ км) и 0.71 Гц ($r > r_0$). Как видно, в однородном волноводе они имеют порядок единицы Герца.



Влияние внутренней волны приливного периода на вертикальное распределение скорости звука по модели [7]: сплошная линия – невозмущенный (средний) профиль скорости звука; пунктир – возмущенный профиль скорости звука ($2\Delta z = 10$ м).

Придонный канал. Влияние стратификации среды на частотные периоды осцилляций звукового поля рассмотрим на примере канала с линейным профилем скорости звука: $c(z) = c_0(1 - \kappa_0 z)$, $0 \le z \le H$ и поглощающим жидким дном. При этом для простоты ограничимся рассмотрением больших расстояний $r (r > r_*)$, на которых действующий состав нормальных волн, вносящих основной вклад в звуковое поле, определяется водно-донными лучами, точка поворота которых лежит ниже границы $z = 0$. Такие моды имеют сравнимые друг с другом коэффициенты затухания и их число M равно целой части выражения $[(4/3)\frac{\sqrt{2\kappa}}{\lambda}(H)^{3/2} + 3/4]$. В качестве оценки характеристического расстояния r_* можно принять оценку области усредненного закона спадания поля. Обычно она не превышает порядка нескольких десятков километров. Если теперь воспользоваться выражением для собственных значений водно-донных лучей [5]

$$h_m \approx \frac{\omega}{c_0}\left(1 + \kappa H - \frac{1}{2}\left[\frac{3\kappa_0}{k}\left(m - \frac{3}{4}\right)\pi\right]^{2/3}\right),$$

то для регулярного по трассе волновода получим

$$\Delta f = 6\left(\frac{2H}{3\Delta c}\right)^{2/3}\frac{c_0 f^{2/3}}{r[(M - 3/4)^{2/3} - (1/4)^{2/3}]}, \quad (7)$$

где $\Delta c = c_0 - c(H)$ – перепад скорости звука по глубине волновода. Заметим, что если число мод M велико, т.е. $f \gg (3/\sqrt{2} \cdot 16)(c_0/\Delta c)^{1/2}(c_0/H)$, то выражение (7) упрощается и принимает вид

$$\Delta f = 3\frac{c_0^2}{r\Delta c}. \quad (8)$$

Например, полагая $\Delta c = 20$ м/с, $H = 200$ м, $f = 100$ Гц и $r = 30$ км, находим $\Delta f \approx 17.34$ Гц. Таким образом, стратификация скорости звука может приводить к существенному увеличению частотного масштаба изменчивости интенсивности поля. Рассмотренные примеры, в частности, показывают, что в случаях, когда различия между модальными коэффициентами затухания несущественны, частотные периоды осцилляций звукового поля инвариантны к изменениям глубины волновода.

Столь подробный анализ частотной ширины Δf в регулярных каналах обусловлен тем обстоятельством, что к настоящему моменту времени данный вопрос не получил достаточного отражения в литературе, что не позволяет представить полной картины в целом.

2. НЕРЕГУЛЯРНЫЙ ОКЕАНИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

Влияние гидродинамических возмущений на ожидаемые вариации ширины частотного спектра осцилляций интенсивности оценим на двух характерных примерах.

В качестве первого примера рассмотрим воздействие длиннопериодных внутренних волн, вызванных приливными колебаниями, модель которых была использована при интерпретации данных рефракции акустических волн на стационарной трассе в Баренцевом море [7]. По данным [7] амплитуда этих волн имела порядок $\Delta z \approx 5$ м, ширина пакета $\Delta r \approx 30$ - 40 км. Возмущение профиля скорости звука, имевшее место в эксперименте, показано на рисунке. В рассматриваемом примере можно принять, что звуковое поле формируется в точке приема водно-донными лучами. В отсутствие возмущения поля скорости звука период частотной изменчивости согласно (7) оценивается как $\Delta f_0 \approx 14.81$ Гц ($\Delta c = 10$ м/с, $H = 100$ м, $r = 72$ км, $f_0 = 300$ Гц, $c_0 = 1478$ м/с).

Положим, что на горизонтальном масштабе $\Delta r = 35$ км изменения градиента скорости звука относительно своего среднего (невозмущенного) значения $\kappa_0 = \Delta c/c_0 H$ имеют вид

$$\Delta\kappa(r) = \kappa_0 + \delta\kappa\sin\left(\frac{r - r_1}{\Delta r}\pi\right), \quad r_1 \le r \le r_1 + \Delta r,$$

где $\delta\kappa = \frac{\Delta c\Delta z}{c_0 H^2}$ – вариации относительного градиента скорости звука. Тогда линейная поправка $h_{1M}^{(1)}$ к $h_{1M}^{(0)}$ дается выражением [5]

$$h_{1M}^{(1)} = \frac{(3\pi)^{2/3}}{3}\omega^{1/3}\left(\frac{H}{\Delta c}\right)^{1/3}\left[\left(M - \frac{3}{4}\right)^{2/3} - \left(\frac{1}{4}\right)^{2/3}\right]\frac{\Delta c\Delta z}{c_0 H^2}\sin\left(\frac{r - r_1}{\Delta r}\pi\right). \quad (9)$$

Подставив теперь (9) в (4), находим

$$\delta T = (3\pi)^{-4/3}(\omega)^{-2/3}\left(\frac{H}{\Delta c}\right)^{1/3} \times \times\left[\left(M-\frac{3}{4}\right)^{2/3}-\left(\frac{1}{4}\right)^{2/3}\right]\frac{\Delta c \Delta z}{c_0 H^2}\Delta r. \quad (10)$$

Из полученного выражения при указанных выше значениях параметров получаем $\delta T \approx 1.11 \times \times 10^{-4}$ с/рад, согласно (4) возмущенное значение $\Delta f \approx 14.66$ Гц, вариации периода частотной изменчивости – $\delta f \approx 0.15$ Гц.

В качестве второго примера рассмотрим вариации ширины частотного спектра δf, обусловленные суточными колебаниями полярной фронтальной зоны западной части Баренцева моря, где она наиболее стационарна и наблюдается круглый год. По данным [8, 9] характеристики фронтальной зоны в среднем составляют: горизонтальный градиент температуры ≈0.3 град/км, ширина фронта $L \approx 10$ км, вертикальный градиент температуры 1.3×10^{-2} град/м, глубина $H \approx 300$ м, амплитуда приливных колебаний фронтальной границы $\Delta L \approx 5$ км. Для составления представления о возможных оценках величины δf ограничимся простейшей моделью фронтального водораздела, отвечающей линейному изменению скорости звука с глубиной $c(r, z) = c_0(r)[1 - \kappa(r)z]$, где $c_0 = c_* + ar$, $\kappa(r) = \kappa_* + br$, $0 \le r \le L$, при этом $c(r, H) = c(H)$. Вне расположения фронтальной зоны распределение скорости звука полагаем неизменным в горизонтальной плоскости. Соответствующие такой модели характеристики распределения поля скорости звука в направлении нормали к линии фронта по порядку величины равны:

а) для среднего (невозмущенного) положения фронтальной зоны – $c_*^{(0)} = 1480$ м/с, $a_0 = 1.38$ м км$^{-1}$ с$^{-1}$, $\kappa_*^{(0)} = 4.14 \times 10^{-5}$ 1/м, $b_0 = 3.04 \times \times 10^{-6}$ км$^{-1}$ м$^{-1}$;

б) для возмущенного крайнего положения фронтальной зоны (при перемещении в сторону более стратифицированной среды) – $c_*^{(1)} = 1486.9$ м/с, $a_1 = 6.9 \times 10^{-1}$ м км$^{-1}$ с$^{-1}$, $\kappa_*^{(1)} = 5.67 \times \times 10^{-5}$ 1/м, $b_1 = 1.51 \times 10^{-6}$ км$^{-1}$ м$^{-1}$.

Согласно [5] линейная поправка $h_{1M}^{(1)}$ для водно-донных лучей имеет вид

$$h_{1M}^{(1)} = \frac{(3\pi)^{2/3}}{3}\left[\left(M-\frac{3}{4}\right)^{2/3}-(1/4)^{2/3}\right]\times \times\left(\frac{\omega}{\kappa_* c_*}\right)^{1/3} br\cos\beta, \quad (11)$$

где β – угол между нормалью к линии фронта и направлением акустической трассы. Важно отметить, что величина $h_{1M}^{(1)}$, как и в случае регулярного канала, инвариантна к изменениям глубины волновода, что на больших расстояниях исключает влияние батиметрии (в рамках модели линейного профиля скорости звука) на изменения интерференционной структуры звукового поля. Далее для определенности мы положим угол $\beta = 0°$ и примем, что невозмущенная фронтальная зона располагается посередине трассы протяженностью $R (R > L)$.

Подставив теперь (11) в общее соотношение (3) и учитывая (7), для невозмущенного положения фронтальной зоны находим

$$\Delta f_0 = \left\{\frac{1}{6}\left(\frac{3}{2}\right)^{2/3}\frac{\left[\left(M-\frac{3}{4}\right)^{2/3}-(1/4)^{2/3}\right]}{f^{2/3}}\times \times\left[\frac{1}{2}(R-L)\left(\frac{(\kappa_*^{(0)})^{2/3}}{(c_*^{(0)})^{1/3}}+\frac{(\kappa_*^{(0)}+b_0L)^{2/3}}{(c_*^{(0)}+a_0L)^{1/3}}\right)+ \right.\right. \quad (12)$$
$$\left.\left. +\frac{1}{3}\frac{b_0RL}{(\kappa_*^{(0)}c_*^{(0)})^{1/3}}\right]\right\}^{-1}.$$

При определении частотного периода осцилляций звукового поля Δf при перемещении фронтальной зоны в крайнее положение в формуле (12) необходимо произвести замену:

$$\frac{(R-L)}{2}\left(\frac{(\kappa_*^{(0)})^{2/3}}{(c_*^{(0)})^{1/3}}+\frac{(\kappa_*^{(0)}+b_0L)^{2/3}}{(c_*^{(0)}+a_0L)^{1/3}}\right)+$$
$$+\frac{1}{3}\frac{b_0RL}{(\kappa_*^{(0)}c_*^{(0)})^{1/3}} \rightleftharpoons \frac{(R-L+2\Delta L)}{2}\times$$
$$\times\frac{(\kappa_*^{(1)})^{2/3}}{(c_*^{(1)})^{1/3}}+\frac{(R-L-2\Delta L)}{2}\times$$
$$\times\frac{(\kappa_*^{(1)}+b_1L)^{2/3}}{(c_*^{(1)}+a_1L)^{1/3}}+\frac{b_1L(R+2\Delta L)}{3(\kappa_*^{(1)}c_*^{(1)})^{1/3}}.$$

Полагая, например, частоту волны $f = 100$ Гц и длину трассы $R = 50$ км (значения остальных параметров, входящих в выражение (12), указаны

выше), находим $\Delta f_0 = 6.91$ и $\Delta f = 7.16$ Гц, так что вариации ширины частотного спектра составляют $\delta f = 0.25$ Гц.

Полученные оценки показывают, что фазовые методы, основанные на измерении периодов частотной изменчивости, могут быть использованы для обнаружения крупномасштабных неоднородностей в мелком море. Аналогичным образом могут быть оценены вариации частотных масштабов изменчивости звукового поля и при других типах гидродинамических возмущений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-15888).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1982. С. 71 - 91.
2. *Орлов Е.Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. Зверева В.А., Орлова Е.Ф. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 7 - 33.
3. *Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громогласов Н.М. и др.* Исследование в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. Зверева В.А., Орлова Е.Ф. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 73 - 81.
4. *Голубев В.Н., Лазарев В.А., Орлов Е.Ф. и др.* Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. Зверева В.А., Орлова Е.Ф. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93 - 132.
5. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Расчет горизонтальной рефракции звуковых волн в мелком море по методу возмущений // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 79 - 82.
6. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана / Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
7. *Migulin A.A., Petnikov V.G., Shmelev A.Yu.* Horizontal Refraction of Low Frequency Acoustic Waves in the Barents Sea Stationary Acoustic Traik Experiment // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 92. P. 1002 - 1007.
8. *Быстров В.П., Володин В.В., Тарадин С.П. и др.* Опыт автоматизированного картографирования гидрологических фронтов (на примере Баренцева моря) // Препринт ИКИ АН СССР. № 1432. М., 1988.
9. *Johannessen O.M., Foster L.A.* A Note on the Tomographically Controlled Oceanic Polar Front in the Barents Sea // J. Geogr. Res. 1978. V. 83. № 9. P. 4567.

Frequency Scale Estimations of Sound Field Interference Structure in a Shallow Sea

V. M. Kuz'kin and V. G. Petnikov

The perturbation theory for rays has been used to compute the variability of frequency periods in the interference structure caused by slow changes in wave channel parameters in the horizontal plane. The efficiency of the proposed technique has been demonstrated with frequency bandwidth estimations of intensity oscillations in low-depth, bottom oceanic waveguides. It is shown that the phase methods based on the measurement of the frequency variability scales can be used for the detection of large-scale inhomogeneities in a shallow sea.