АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 1, с. 74–86

УДК 534.87

АНИЗОТРОПНОЕ ПОЛЕ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА МОРСКОМ ШЕЛЬФЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА

© 2006 г. В. М. Кузькин, О. Ю. Лаврова*, С. А. Пересёлков, В. Г. Петников, К. Д. Сабинин*****

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН
119991 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru
**Институт космических исследований РАН*
117910 Москва, ул. Профсоюзная 84/32
E-mail: olavrova@mx.iki.rssi.ru
***Воронежский государственный университет*
394693 Воронеж, Университетская пл. 1
E-mail: pereselkov@hotmail.com
****Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева РАН*
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: ksabinin@akin.ru

Поступила в редакцию 28.12.04 г.

Получены и проанализированы пространственно-временные спектральные характеристики поля фоновых внутренних волн (ВВ) для двух районов океанского шельфа: Атлантический шельф США и Камчатский шельф. В рамках численного эксперимента показано, что наблюдаемая анизотропия поля ВВ может существенным образом сказаться на флуктуации низкочастотного звука в указанных районах и, в частности, приводит к изменению интерференционного инварианта звукового поля.

ВВЕДЕНИЕ

Поле внутренних волн на океанском шельфе, помимо инерционных волн и внутренних приливов (т.е. внутренних волн приливных периодов, возникающих при обтекании неровностей дна приливными течениями), включает в себя цуги интенсивных солитоноподобных ВВ, появляющихся, преимущественно, с приливным периодом и оставляющих за собой длинные "хвосты" волн меньшей амплитуды [1]. Последние накладываются на постоянно присутствующее фоновое поле ВВ, которое хорошо описывается в глубоком океане универсальной моделью Гарретта–Манка [2], но имеет определенную специфику на шельфе. В отличие от океанских ВВ, в фоновом поле шельфа преобладают анизотропные (направленные к берегу) низкомодовые волны, существенной частью которых являются "хвосты" цугов солитоноподобных волн. Цуги внутренних солитонов или "солиборы" [3] появляются в результате нелинейного распада внутренних приливов и гидравлических прыжков у края шельфа и заполняют существенную (десятки процентов), хотя и не основную, часть поля ВВ на шельфе [4]. Зависимость процессов генерации солитонов от местных условий (рельефа, плотностной стратификации и течений) препятствует созданию универсальной модели связанных с ними фоновых волн, которые требуют для своего описания географического подхода и конкретных экспериментальных данных. Имея в своем распоряжении данные подробного эксперимента JUSREX-92 [5] на атлантическом шельфе США (далее – Нью-Йоркский шельф), а также результаты измерений ВВ на Камчатском шельфе [6] и данные экспедиций Института космических исследований РАН у Камчатки, мы попытались оценить пространственно-временные спектры фоновых ВВ и изучить особенности флуктуаций низкочастотного звука под воздействием фоновых ВВ в этих двух представительных районах океанского шельфа.

Заметим также, что в настоящее время известен целый ряд акустических эффектов, связанных с взаимодействием акустических волн с цугами внутренних солитонов: резонансное поглощение звука при его распространении поперек волнового фронта цуга солитонов [7], горизонтальная рефракция при распространении вдоль волнового фронта [8]. Однако акустические проявления фоновых внутренних волн изучены в гораздо меньшей степени, и настоящая статья в известной степени заполняет этот пробел. В ней, в частности, в рамках численного эксперимента исследованы амплитудные флуктуации, а также ва-

риации интерференционного инварианта звукового поля при наличии фоновых ВВ, характерных для указанных районов океанского шельфа. Существенно, что при этом поле фоновых ВВ считается случайно-неоднородным в отличие от цугов солитонов, обычно рассматриваемых как детерминированный или квазидетерминированный волновой процесс.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА НА ОКЕАНИЧЕСКОМ ШЕЛЬФЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ФОНОВЫМИ ВВ

Влияние фоновых ВВ на распространение низкочастотных акустических волн связано с малыми возмущениями поля скорости звука в среде $\delta c(x, y, z, t)$, вызванными случайными вертикальными колебаниями слоев воды. При этом, следуя [9], показатель преломления среды напишем в виде

$$n^2(x, y, z, t) \cong n_0^2(z) + \mu(x, y, z, t), \qquad (1)$$

где x, y, z – декартовы координаты с осью z, направленной вертикально вниз, t – время, $n_0(z) = c_0(0)/c_0(z)$, $c_0(z)$ – средний по пространству и времени профиль скорости звука; $\mu(x, y, z, t)$ – возмущение квадрата показателя преломления, равное $\mu(x, y, z, t) = -2\delta c(x, y, z, t)c_0^2(0)/c_0^3(z)$. Здесь и в дальнейшем для упрощения всех формул предполагается, что в рассматриваемой шельфовой области среда в среднем имеет неизменную горизонтальную стратификацию и при усреднении мы имеем дело с придонным звуковым каналом неизменной глубины. Для поля ВВ значения μ определяются величиной вертикальных смещений жидкости $\zeta(x, y, z, t)$:

$$\mu = -2QN^2(z)\zeta(x, y, z, t), \qquad (2)$$

где Q – коэффициент, зависящий от физических параметров воды (для вод мирового океана $Q \cong 2.4$ с^2/м); $N(z)$ – частота плавучести.

Таким образом, моделирование возмущений скорости звука фактически сводится к расчету случайных реализаций поля вертикальных смещений $\zeta(x, y, z, t)$. Для этих целей предлагается использовать следующее соотношение:

$$\zeta(x, y, z, t) = \int_{K_{\min}}^{K_{\max}} \int_{-\pi}^{\pi} b(\tilde{k}, \varphi)\Phi(\tilde{k}, z) \times \qquad (3)$$
$$\times \exp\{i(\tilde{k}(x\cos\varphi + y\sin\varphi) - \omega(\tilde{k})t)\}\tilde{k}d\tilde{k}d\varphi.$$

Здесь $\tilde{k}$ – волновое число, $K_{\max}$ и $K_{\min}$ – максимальное и минимальное значение волнового числа, отвечающие соответственно частоте плавучести и инерционной частоте, φ – полярный угол, $\Phi(\tilde{k}, z)$ – волновая функция первой моды поля ВВ. Для типичных стратификаций на морском шельфе функция $\Phi(\tilde{k}, z)$ слабо зависит от частоты и $\tilde{k}$. Примеры зависимостей $\Phi(z)$ для разных частот, рассчитанные на основе экспериментальных данных, полученных на Нью-Йоркском шельфе и вблизи Камчатки, показаны на рис. 1. В дальнейшем зависимостью волновой функции от $\tilde{k}$ будем пренебрегать. При однородном поле вертикальных смещений для $b(\tilde{k}, \varphi)$ справедливо соотношение: $\langle b(\tilde{k}, \varphi)b^*(\tilde{k}', \varphi')\rangle = B(\tilde{k}, \varphi)\tilde{k}^{-1}\delta(\tilde{k} - \tilde{k}')\delta(\varphi - \varphi')$, где $B(\tilde{k}, \varphi)$ фактически является энергетическим пространственным спектром случайной величины $\zeta(x, y, z, t)$. Для его оценки на основе экспериментальных данных может быть использовано следующее очевидное соотношение:

$$\langle|\zeta(z_0, t)|^2\rangle = \Phi^2(z_0)\int_{K_{\min}}^{K_{\max}}\int_{-\pi}^{\pi} B(\tilde{k}, \varphi)\tilde{k}d\varphi d\tilde{k} = \qquad (4)$$
$$= 2\int_{f_i}^{N(z_0)} S(\omega, z_0)d\omega.$$

Здесь и далее угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю реализаций, $\langle|\zeta(z_0, t|^2\rangle$ – дисперсия вертикальных смещений в точке $(0, 0, z_0)$, $S(\omega, z_0)$ – частотный энергетический спектр вертикальных смещений, f_i – инерционная частота. Еще одно предположение состоит в том, что спектр $B(\tilde{k}, \varphi)$ представляется в виде произведения двух функций: $B(\tilde{k}, \varphi) = \tilde{B}(\tilde{k})\Theta(\varphi)$, где функция $\Theta(\varphi)$ определяет характеристику направленности поля ВВ (для изотропного поля $\Theta(\varphi) = 1$). Отсюда следует основное соотношение, связывающее пространственный и частотный спектры:

$$\tilde{B}(\tilde{k}) = \frac{2}{\tilde{k}\Phi^2(z)}S(\omega(\tilde{k}), z)\frac{d\omega(\tilde{k})}{d\tilde{k}}\left(\int_{-\pi}^{\pi}\Theta(\varphi)d\varphi\right)^{-1}, \qquad (5)$$

где $\omega(\tilde{k})$ – дисперсионная зависимость для первой моды ВВ.

В результате для моделирования $\zeta(x, y, z, t)$ может быть использован следующий пошаговый алгоритм:

а) расчет дельта-коррелированного поля $\zeta_\delta(x, y)$ с нулевым средним и дисперсией, равной единице;

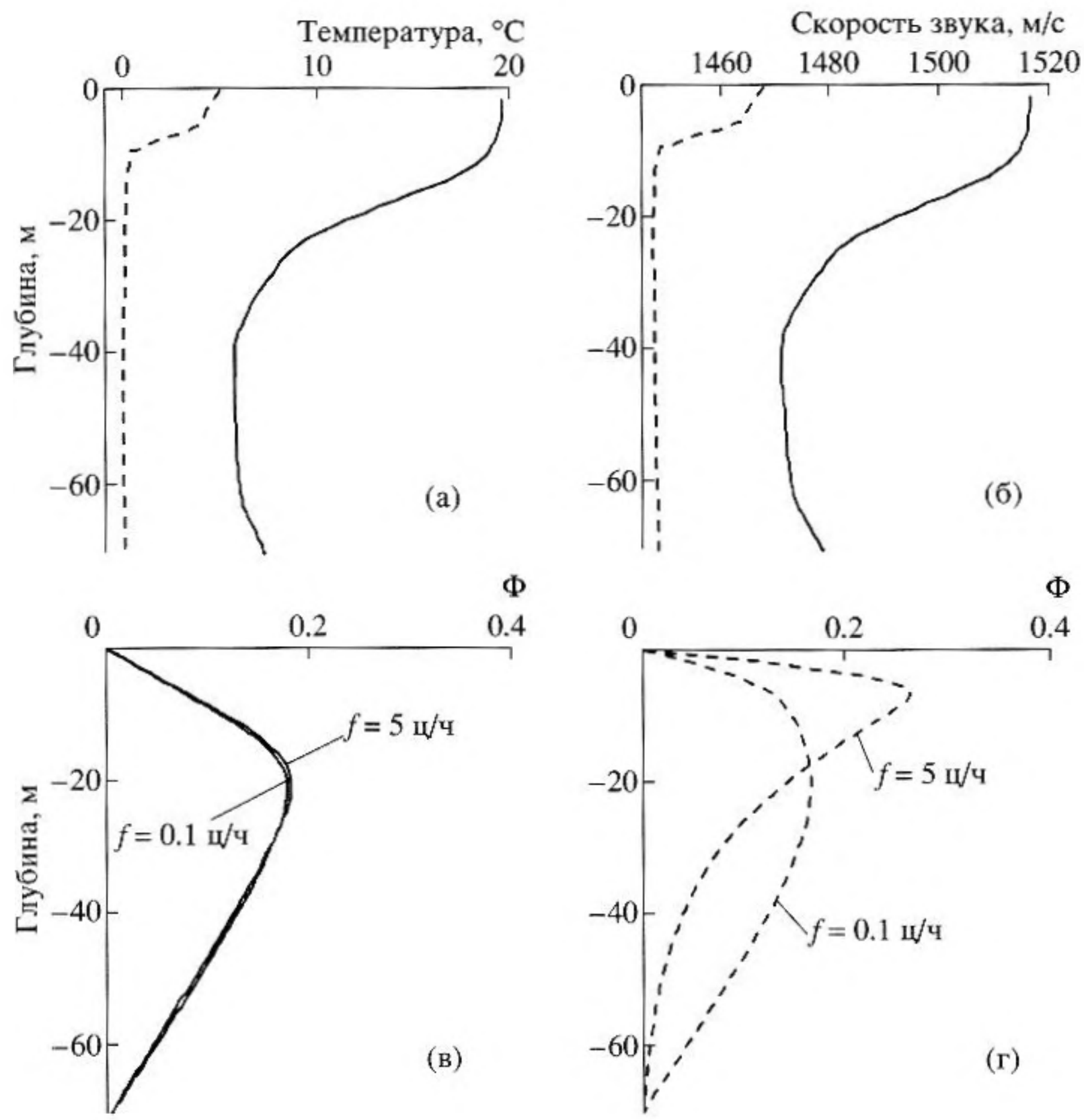

Рис. 1. Характеристики волновода в различных районах океанского шельфа и соответствующие им функции первой моды ВВ $\Phi(z)$. а – средний вертикальный профиль температуры, б – средний вертикальный профиль скорости звука, в и г – функции $\Phi(z)$ для разных значений частот ВВ, указанных цифрами. Сплошные кривые соответствуют Нью-Йоркскому шельфу, пунктирные шельфу вблизи Камчатки.

б) вычисление спектра $b_\delta(\tilde{k}, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint \zeta_\delta(x, y)\exp\{-i(\tilde{k}_x x + \tilde{k}_y y)\}dxdy$;

в) расчет энергетического спектра $B(\tilde{k}, \varphi)$, используя зависимости $S(\omega(\tilde{k}), z)$, $\Theta(\varphi)$ и соотношение (5);

г) вычисление случайной величины $b(\tilde{k}, \varphi)$ $(b(\tilde{k}, \varphi) = b_\delta(\tilde{k}, \varphi)\sqrt{B(\tilde{k}, \varphi)/B_\delta})$, где B_δ – нормировочный коэффициент $\left(B_\delta \cong \frac{1}{\pi}K_{\max}^2\right)$;

д) вычисление посредством (3) искомого поля $\zeta(x, y, z, t)$.

Следует подчеркнуть, что основными исходными данными для предлагаемого алгоритма являются энергетический частотный спектр $S(\omega, z_0)$ и функция направленности $\Theta(\varphi)$, вычисляемые на основе экспериментальных данных.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ

Общепринятая методика определения энергетических частотных спектров внутренних волн в мелком море включает в себя: а) измерения флуктуаций температуры $T(t, z_0)$ или скорости вертикальных течений $v_w(t, z_0)$ на заданной глубине[1] z_0, осуществляемые с заякоренного судна или автономной станции; б) пересчет этих флуктуаций в вариации вертикальных смещений частиц жидкости:

$$\zeta(t, z_0) = T(t, z)/d\bar{T}(z)/dz|_{z = z_0}, \quad (6)$$

$$\zeta(t, z_0) = \int_0^t v_w(t, z_0)dt \quad (7)$$

[1] Как правило, такие измерения осуществляются в слое скачка температуры.

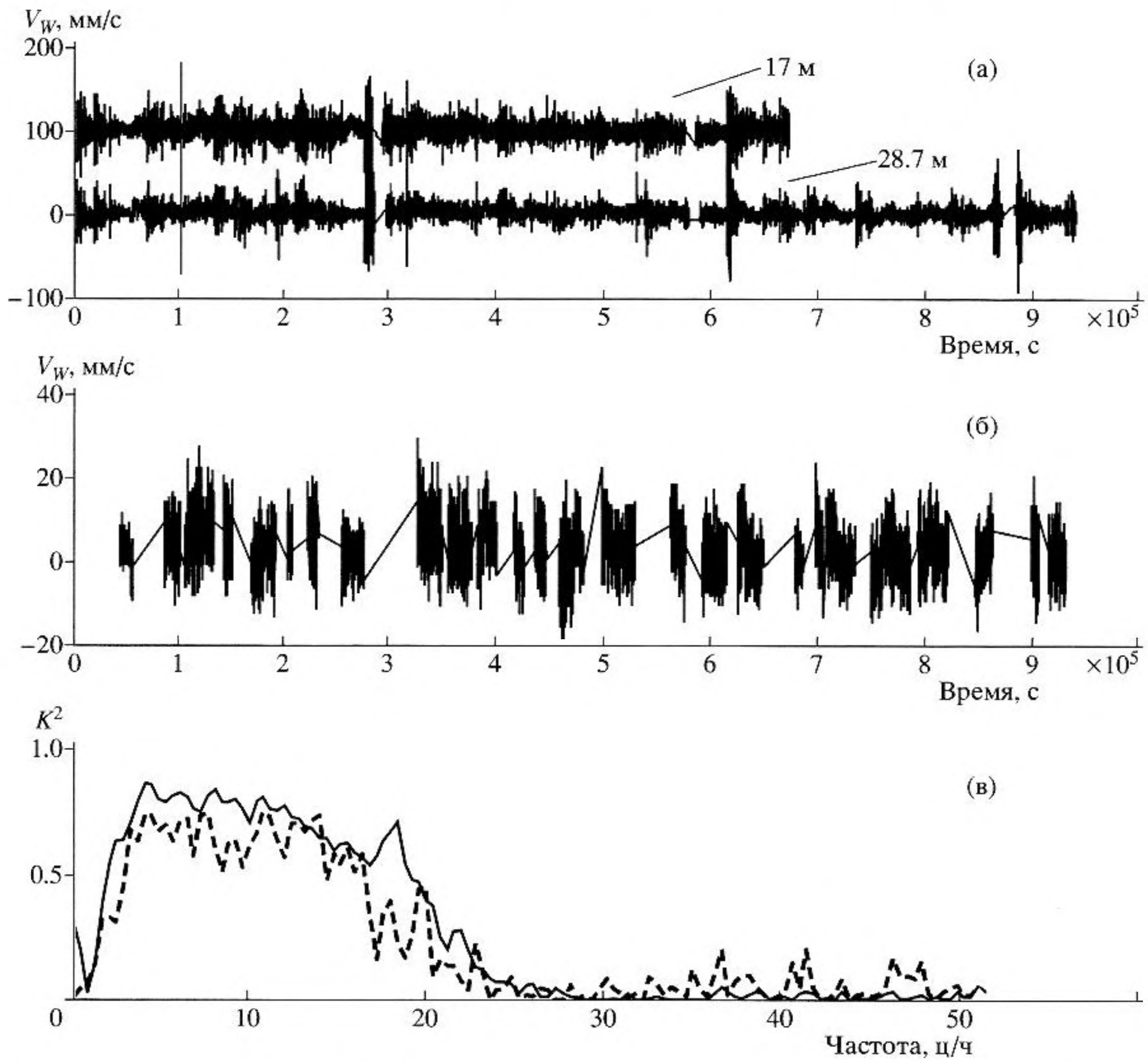

Рис. 2. а – записи скорости вертикальных течений, зарегистрированных одновременно на глубинах 17 и 28.7 м (для наглядности запись, отвечающая глубине 17 м, сдвинута вверх на 100 м/с), б – фрагменты записи для глубины 28.7 м, отвечающие фоновым внутренним волнам, в – функция когерентности между записями на глубинах 17 и 28.7 м (сплошная линия) и теми же записями в фрагментах фоновых ВВ без цугов солитонов (пунктирная линия)

($\bar{T}(z)$ – средний вертикальный профиль температуры); в) вычисление статистически достоверной оценки спектра. На основе этой методики, используя данные измерений [5, 6, 10], нами были вычислены величины $S(\omega, z_0)$ для двух, в значительной степени отличающихся друг от друга, районов океанского шельфа: на широком Атлантическом шельфе в районе Нью-Йорка, и узком шельфе у берегов Камчатки. Средние значения вертикальных профилей температуры для районов показаны на рис. 1. При этом некоторая специфика в обработке данных заключалась лишь в том, что для данных, полученных на Нью-Йоркском шельфе, раздельно обрабатывались и вычислялись спектры для высокочастотных (≥1 ц/ч) и низкочастотных колебаний. Использовались, соответственно, данные трехкомпонентного измерителя скорости течений (7) и данные датчика температуры (6). Существенно, что для частот вблизи 1 ц/ч результаты вычислений по формулам (6) и (7) были близки друг к другу. Указанный методический прием позволил значительно увеличить точность вычислений.

Для выделения фоновых ВВ предварительно исключались участки с большой амплитудой флуктуаций, связанной с присутствием цугов интенсивных солитоноподобных волн. Спектральный анализ с последующим усреднением спектров мощности проводился лишь для оставшихся отрезков записей, характеризующих фоновые ВВ. В качестве последних на Нью-Йоркском шельфе рассматривались колебания жидкости с амплитудой вертикальной скорости, не превышающей 3 см/с. (Соответствующая амплитуда вертикаль-

Рис. 3. Энергетический спектр вертикальных смещений частиц жидкости в поле ВВ для Нью-Йоркского шельфа (сплошная линия, глубина 28.7 м) и шельфа вблизи Камчатки (штриховая, глубина 15 м).

Рис. 4. Мозаика радиолокационных изображений морской поверхности.

ных смещений была менее 1.5 м.) Заметим здесь, что выбор порога при описываемой методике обработки данных в достаточной степени произволен, и что при выбранном нами пороге удалось выделить достаточно продолжительные фрагменты записей, отвечающие, по нашему мнению, высокочастотным фоновым ВВ. Результаты выделения проиллюстрированы на рис. 2. На этом же рисунке показана функция когерентности между записями, зарегистрированными на глубине 17 м и 28.7 м, и теми же записями после исключения участков с цугами солитонов. Высокая степень когерентности при практической синфазности указывает на доминирование низшей моды и в поле фоновых ВВ.

Для характеристики фоновых ВВ на шельфе Камчатки мы использовали данные измерений, любезно предоставленные в наше распоряжение А.Н. Серебряным [6]. Запись волн производилась в течение 14 часов с помощью распределенного датчика температуры [11], опущенного с заякоренного судна. Амплитуды вертикальных колебаний термоклина в промежутках между цугами солитонов не превышали 3 м, что и было принято в качестве порогового значения для выделения фоновых волн. Заметим, что при указанной длительности записи статистически достоверные оценки спектров относятся к частотам выше 1 ц/ч.

Оцененные спектры вертикальных смещений термоклина $S(\omega, z_0)$ на Нью-Йоркском и Камчатском шельфах показаны на рис. 3. Как видно на рисунке, интенсивность высокочастотных ВВ на Камчатском шельфе значительно выше, чем на Нью-Йоркском. По-видимому, это связано с множественностью источников интенсивных ВВ и, соответственно, с более частым появлением цугов солитонов у Камчатки [6]. Следует отметить и два низкочастотных пика в спектре ВВ, относящемся к Нью-Йоркскому шельфу. Один из них связан с внутренним приливом, другой – с инерционными волнами.

Для оценки функции направленности $\Theta(\varphi)$ были использованы радиолокационные изображения морской поверхности, полученные в исследуемых районах океанского шельфа. Известно, что орбитальные течения во ВВ, модулируя мелкомасштабные ветровые волны, формируют своеобразную "полосатую" структуру поверхностного волнения, отражающую пространственную структуру ВВ, и хорошо заметную на радиолокационных изображениях морской поверхности. Мозаика из таких изображений на Нью-Йоркском шельфе, полученная с самолета-лаборатории ИКИ РАН в совместном американо-российском эксперименте JUSREX [5], показана на рис. 4.

На радиолокационных изображениях цугам солитонов ВВ соответствуют более светлые полосы, связанные с повышенной интенсивностью рассеянного сигнала. Фоновым волнам соответствуют полосы с рассеянием меньшей интенсивности. Как видно на рисунке, последние повторяют по форме интенсивные полосы, связанные с солитонами, что свидетельствует о резкой пространственной анизотропии фоновых ВВ, состоящих в основном из "хвостовых" частей цугов солитонов. Уместно заметить, что в целом пространственная анизотропия ВВ на океаническом шельфе задается анизотропным внутренним приливом, являющимся основным источником солитонов.

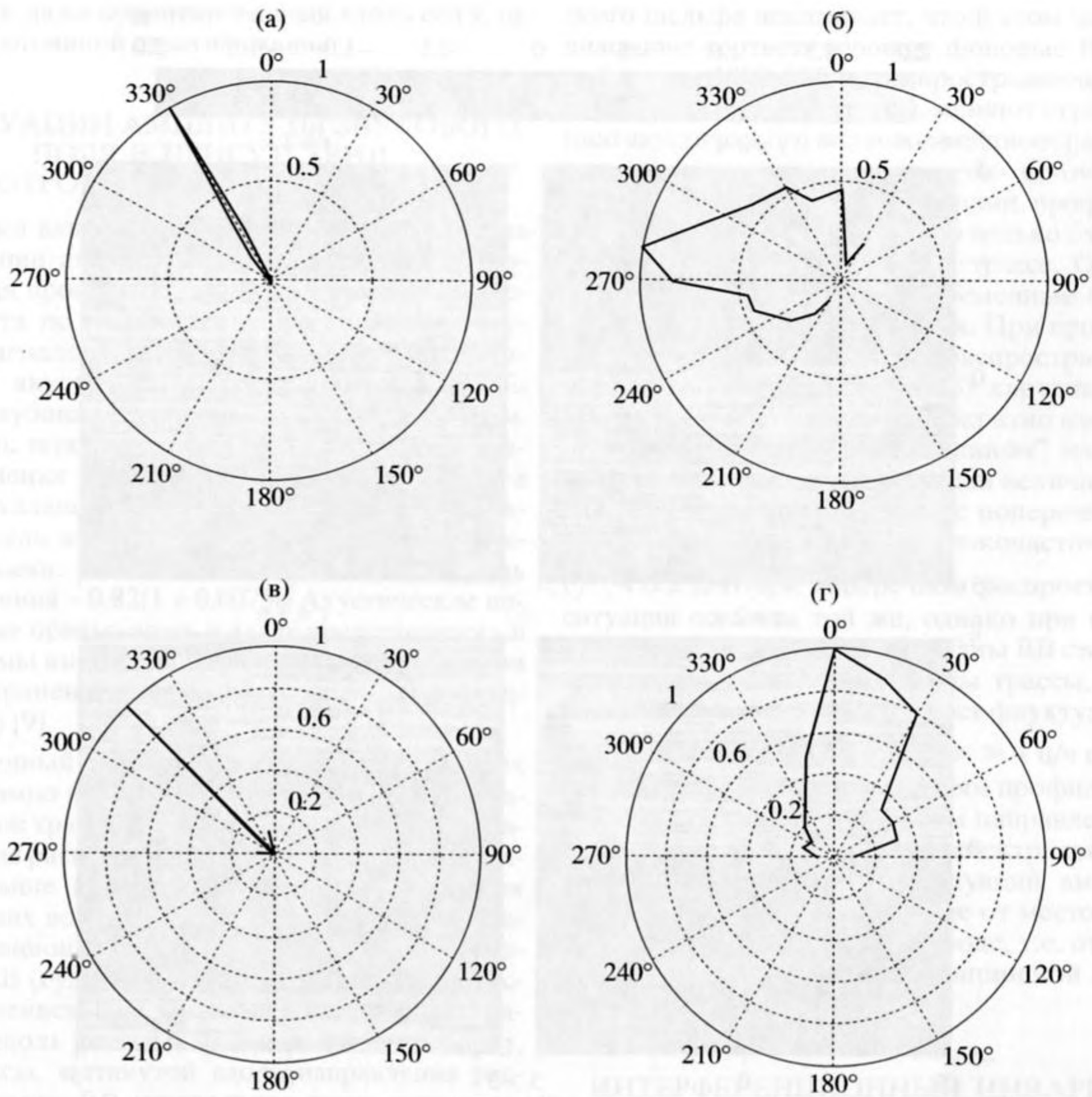

Рис. 5. Функция направленности $\Theta(\varphi_1)$ для различных участков морской поверхности, где φ_1 – угол, определяющий направление нормали к фронту ВВ; $\varphi_1 = \varphi - \pi/2$; а) и б) – район Нью-Йоркского шельфа, в) и г) – шельф вблизи Камчатки.

С точностью до постоянного множителя и в предположении, что пространственный спектр внутренних волн прямо пропорционален пространственному спектру изображения морской поверхности $G(k, \varphi)$, функция $\Theta(\varphi)$ вычислялась с помощью соотношения:

$$\Theta(\varphi) = \int_{K'_{\min}}^{K'_{\max}} G(\tilde{k}, \varphi)\tilde{k}d\tilde{k}, \qquad (8)$$

где величины $K'_{\min}$ и $K'_{\max}$ соответствовали высокочастотному (солитонному) диапазону ВВ и были равны: $K'_{\min} = 0.003$ м$^{-1}$ и $K'_{\max} = 0.016$ м$^{-1}$. Спектр $G(k, \varphi)$ вычислялся с помощью двумерного преобразования Фурье отсканированного изображения небольшого участка морской поверхности размером 10×10 км. Существенно, что для вычислений выбирались участки без цугов солитонов, отвечающие только фоновым ВВ. Кроме того, учитывая сильную пространственную изменчивость поля ВВ, которая имеет место как на Нью-Йоркском шельфе, так и вблизи Камчатки, мы старались выбирать участки, наиболее резко отличающиеся друг от друга по степени анизотропии. Результаты расчетов функции $\Theta(\varphi)$ для разных участков показаны на рис. 5.

При моделировании поля вертикальных смещений жидкости в поле фоновых ВВ рассчитывался ансамбль из 7 случайных реализаций $\zeta(x, y, z, t)$ при длительности каждой реализации 24 часа. Вычис-

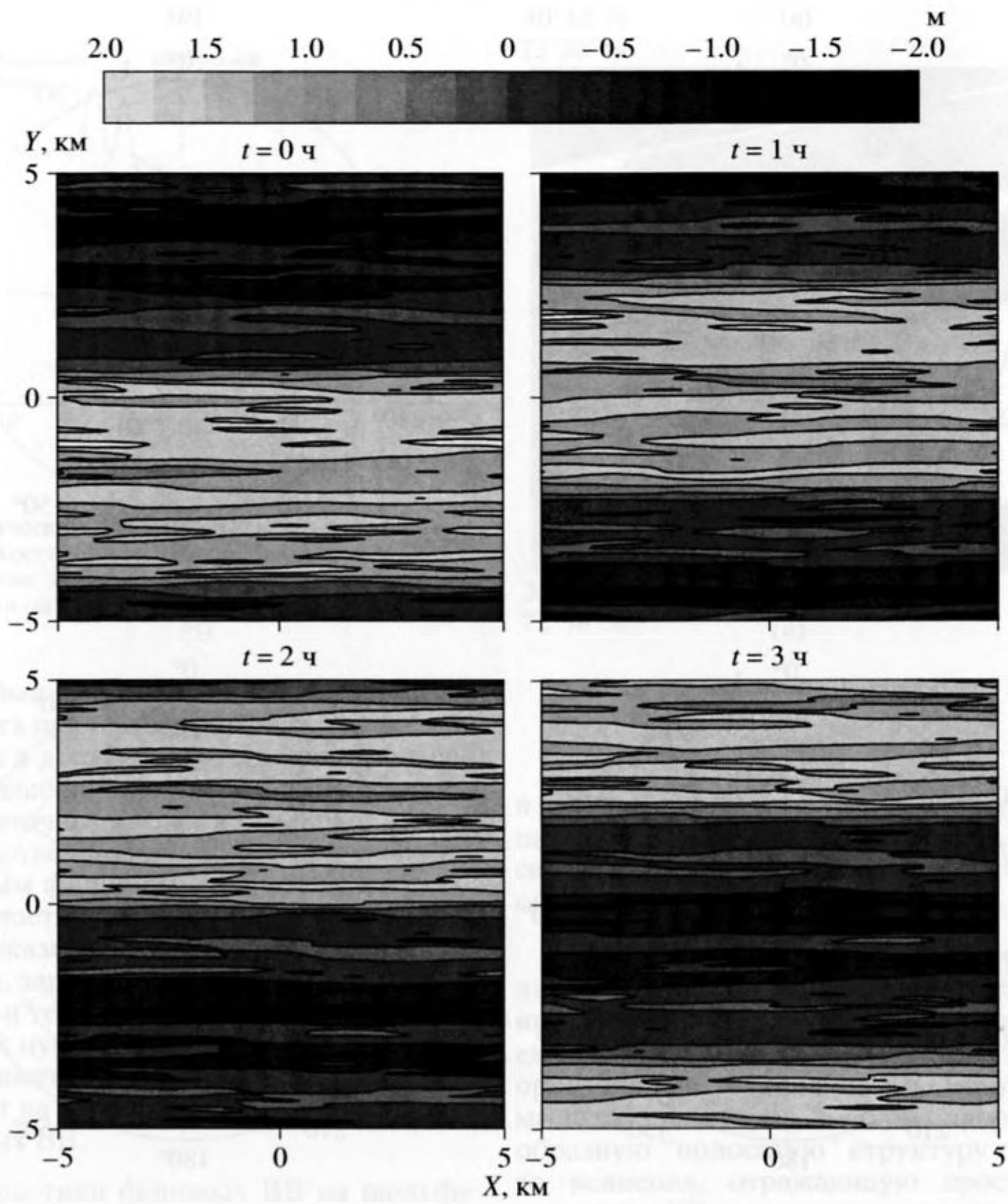

Рис. 6. Случайные реализации вертикальных смещений жидкости в различные моменты времени t.

ления осуществлялись в квадрате 10×10 км с шагом по времени 100 с. Приведенные параметры[2] расчета позволили смоделировать статистически значимый ансамбль во всем известном диапазоне длин волн ВВ, от самых длинных ($\tilde{\lambda} \cong 14$ км) на инерционной частоте до самых коротких ($\tilde{\lambda} \cong 26$ м). Ввиду большой трудоемкости, указанные вычисления были проведены лишь для одной эмпирической зависимости $\Theta(\varphi) = (\cos\varphi)^{400}$, которая, согласно нашим расчетам, соответствует максимально возможной (оценка сверху) анизотропии поля ВВ. В качестве примера на рис. 6 показаны результаты моделирования для Нью-Йоркского шельфа (фрагменты одной из реализаций поля ВВ в разные моменты времени). Здесь предполагается, что выделенное направление распространения ВВ совпадает с осью y. Как видно на рисунке, несмотря на предельно возможную степень анизотропии, учитываемую нами при расчетах, величина вертикального смещения в значительной степени зависит от координаты x при фиксированных значениях остальных координат и времени. Таким образом, в отношении распространения звуковых волн на шельфе акустический

[2] Эти параметры использовались при моделировании ВВ на Нью-Йоркском шельфе. На шельфе у Камчатки длительность реализации составляла 1 час, что было связано с отсутствием данных о низкочастотных составляющих спектра $S(\omega, z_0)$ для этого района.

волновод, даже ориентированный вдоль оси x, не имеет постоянной стратификации.

ФЛУКТУАЦИИ АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ АНИЗОТРОПНОГО ПОЛЯ ФОНОВЫХ ВВ

Оценки влияния анизотропии фоновых ВВ на флуктуации амплитуды низкочастотного звукового поля проводились в рамках численного эксперимента по распространению тональных звуковых сигналов с частотой 100 и 240 Гц на стационарной акустической трассе протяженностью 10 км. Глубина моря полагалась равной $H = 72$ м. Источник звука находился на глубине 50 м. Средние значения вертикального профиля скорости звука показаны на рис. 1. В расчетах использовалась модель жидкого дна со следующими характеристиками: плотность – 1.8 г/см^3, показатель преломления – $0.82(1 + 0.0075i)$ Акустическое поле в точке приема здесь и далее представлялось в виде суммы взаимодействующих между собой при распространении нормальных волн (волноводных мод) [9].

Численный эксперимент был проведен для двух взаимно перпендикулярных ориентаций стационарной трассы (вдоль и поперек основного направления распространения ВВ) и для всех упомянутых выше семи случайных реализаций поля внутренних волн. Уточним здесь, что при ориентации стационарной трассы поперек распространению ВВ (будем называть это поперечным распространением ВВ) звуковые волны распространяются вдоль фазовых фронтов ВВ и, наоборот, для трассы, вытянутой вдоль направления распространения ВВ (продольное распространение ВВ), звуковые волны пересекают фазовые фронты ВВ. Результаты расчетов – усредненные энергетические спектры флуктуаций амплитуды звукового поля $p(t)$ при глубине приема 40 м показаны на рис. 7. Вертикальными линиями на этих рисунках для некоторых значений спектральных компонент указан 90% доверительный интервал в соответствии с критерием Стьюдента.

Как видно на рисунке, вследствие сложной многомодовой структуры звукового поля в волноводе спектр флуктуаций амплитуды существенным образом отличается от спектра фоновых ВВ (см. рис. 3) Представленные результаты, а также результаты аналогичных расчетов для других глубин приема показывают, что для выбранной модели анизотропного поля ВВ флуктуации амплитуды существенно зависят от ориентации стационарной трассы лишь в определенном низкочастотном диапазоне частот $\Delta\tilde{f} \approx 0.2$–$1$ ц/ч. Дополнительный анализ для условий Нью-Йоркского шельфа показывает, что в этом частотном диапазоне соответствующие фоновые ВВ с длиной волны 1800–330 м, распространяющиеся поперек стационарной трассы, меняют стратификацию акустического волновода единообразно и одновременно на всей длине от источника до приемника звука. Другими словами, профиль скорости звука хотя и меняется, но только с течением времени и одинаково по всей трассе. Очевидно, что это вызывает сильные временные флуктуации амплитуды звукового поля. При продольном распространении тех же ВВ (распространение от источника к приемнику звука) картина иная, и профиль скорости звука многократно изменяется по трассе даже при "замороженном" времени. В этом случае уровень флуктуаций величины $p(t)$ в целом меньше по сравнению с поперечным распространением. Для более низкочастотных ВВ ($\tilde{f} \ll 0.2$ ц/ч) при поперечном распространении ситуация остается той же, однако при продольном распространении длина волны ВВ становится сравнима и даже больше длины трассы, что, по-видимому, может вызвать и рост флуктуаций $p(t)$. Высокочастотные ВВ, при $\tilde{f} \gg\gg 1$ ц/ч приводят к частым случайным изменениям профиля скорости звука по трассе при любом направлении распространения. В этом случае спектральный уровень соответствующих флуктуаций амплитуды звукового поля зависит больше от местоположения приемника звука в волноводе, т.е. от его местоположения на интерференционной картине поля.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ИНВАРИАНТ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ АНИЗОТРОПНОГО ПОЛЯ ВВ

В акустике океана под интерференционным инвариантом звукового поля в океаническом волноводе понимается величина, характеризующая направление линий постоянного уровня (равной фазы) поля в системе координат относительных приращений горизонтального расстояния r_0 между источником и приемником и излучаемой частоты ω_0 [12, 13]:

$$\beta_0 = (\Delta\omega/\omega_0)/(\Delta r/r_0) = (r_0/\omega_0)\,\mathrm{tg}\,\chi_0\,. \qquad (9)$$

Здесь (ω_0, r_0) – точка некоторого локального экстремума интенсивности поля, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, $\Delta r = r - r_0$ – приращения частоты и расстояния, отвечающие сдвигу рассматриваемого экстремума поля на плоскости расстояние-частота; χ_0 – угол наклона линий, отсчитываемый относительно горизонтальной оси расстояния против часовой стрелки. Пример расчета интерференционной

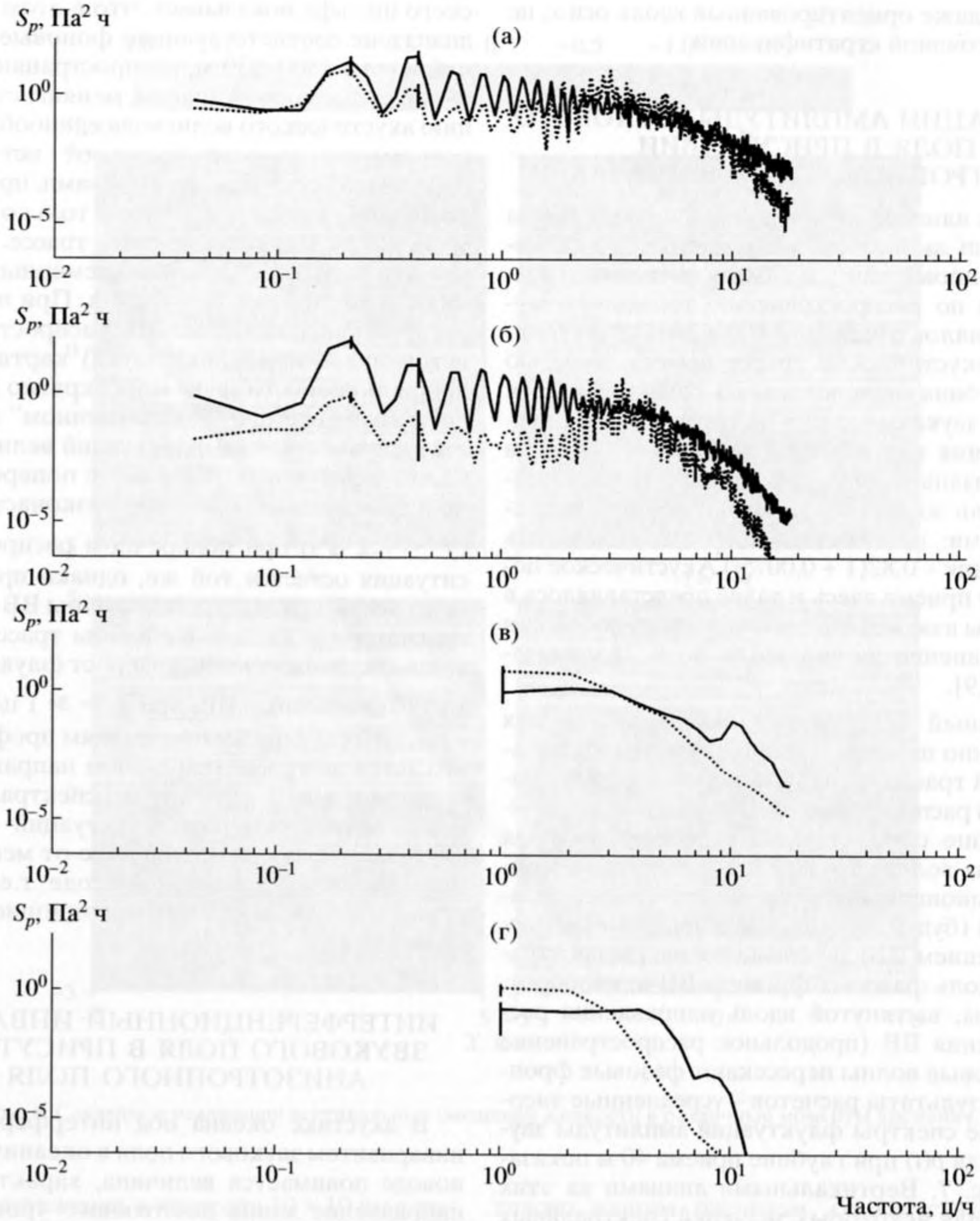

Рис. 7. Энергетический спектр флуктуации амплитуды звукового поля в точке приема для стационарной трассы, ориентированной поперек (сплошная линия) и вдоль (пунктир) направления распространения ВВ. а – Нью-Йоркский шельф, $f = 240$ Гц; б – там же, $f = 100$ Гц; в – шельф вблизи Камчатки, $f = 240$ Гц; г – там же, $f = 100$ Гц.

структуры поля (яркостная картина модуля амплитуды звукового поля $|p(r, \omega)|$) в указанной системе координат для регулярного волновода без внутренних волн показана на рис. 8а. Параметры расчета совпадали с параметрами численного эксперимента, описанного в предыдущем разделе. Интервал дискретизации по дистанции составлял 25 м, по частоте – 0.5 Гц. Расчеты проводились в частотном диапазоне $\Delta\Omega = 240 - 220$ Гц и в интервале дистанций $\Delta R = 10 - 9$ км. Глубина приемника полагалась равной 60 м. Заметим, что на практике подобная яркостная картина может, например, наблюдаться в указанном интервале дистанций при использовании сигнала с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в полосе $\Delta\Omega$. Длительность сигнала τ_s для регулярного волновода не имеет значения, однако в дальнейшем для волновода с ВВ можно полагать, что $\tau_s < 10$ с, и за время излучения характеристики волновода не изменяются.

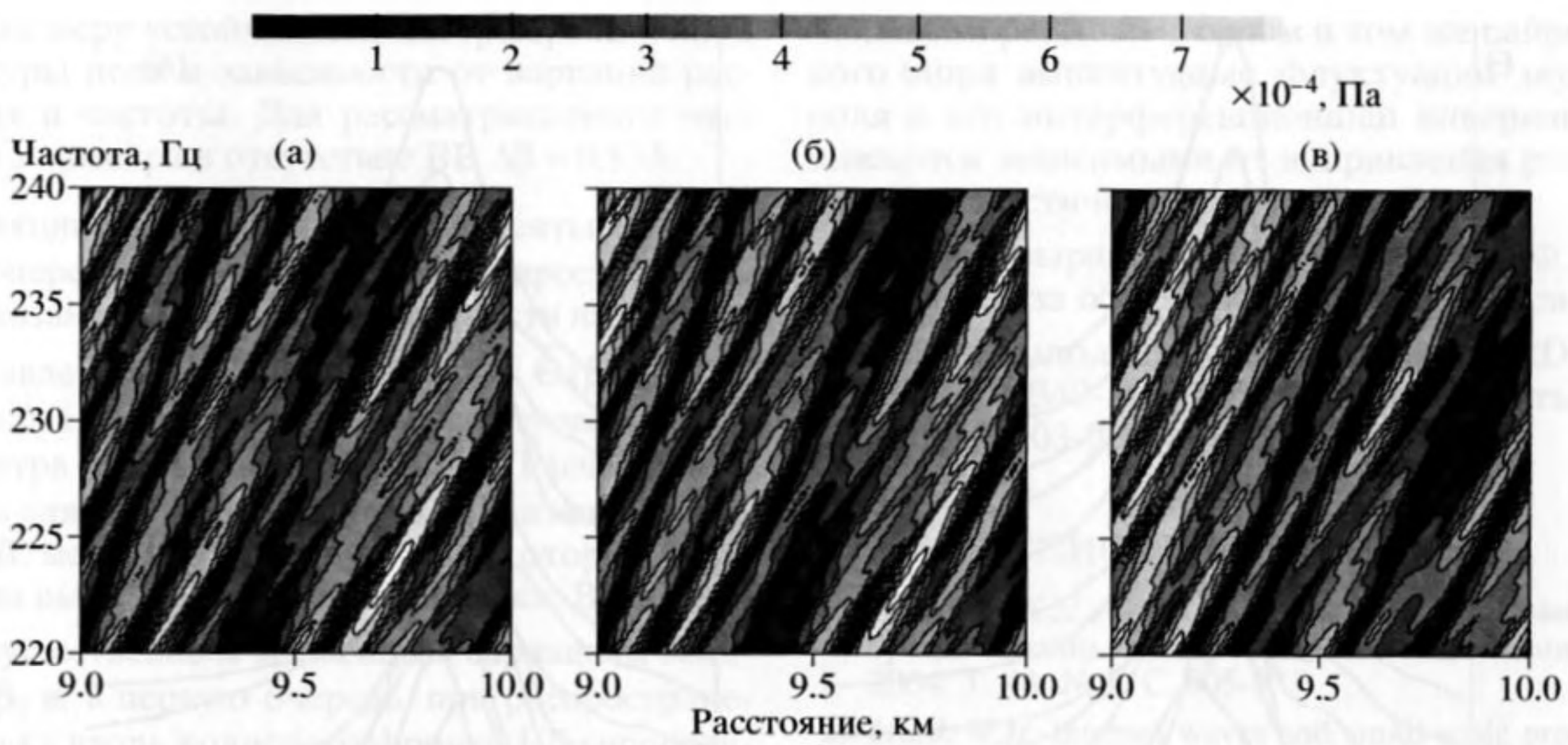

Рис. 8. Яркостная картина модуля амплитуды звукового поля: а) в отсутствии ВВ, б) при продольном распространении ВВ, в) при поперечном распространении.

Существенно, что величина β_0 является инвариантом для интерференционной структуры, формируемой группой волноводных мод с однотипной дисперсионной зависимостью $c_{gl}(\omega)$, и в случае горизонтально-однородного по трассе волновода β_0 равна [14]:

$$\beta_0 = -d[1/c_{pl}(r_0)]/d[1/c_{gl}(r_0)] = \\ = -[c_{gl}(r_0)/c_{pl}(r_0)]^2[dc_{pl}(r_0)/dc_{gl}(r_0)]. \quad (10)$$

Здесь $c_{pl} = \omega/q_l$, $c_{gl} = d\omega/dq_l$ – фазовая и групповая скорости l-й моды, относительно которой моды, формирующие поле в точке приема, синфазны. Из формулы (10) следует, что при возмущении дисперсионной зависимости под действием ВВ значение β_0 изменяется. Впервые этот эффект был исследован в рамках численного эксперимента в работе [15], где поле фоновых ВВ предполагалось изотропным с частотным спектром модели Гарретта–Манка [2]. Следует также отметить, что вариации величины β_0 в цитируемой работе изучались для относительно короткого промежутка времени[3] T_1 = 180 мин, что не позволило оценить наиболее значительные изменения β_0, вызванные длиннопериодными (инерционными и приливными) ВВ.

Поведение интерференционной структуры звукового поля и интерференционный инвариант для модели анизотропных фоновых ВВ, описанной выше для Нью-Йоркского шельфа, приведены на рис. 8, 9. На рис. 8б и 8в показана яркостная картина величины $|p(r, \omega)|$ для одной из мгновенных модельных реализаций анизотропного поля ВВ при распространении звуковых волн вдоль и поперек фазового фронта ВВ (поперечное и продольное распространение ВВ) соответственно. Численные параметры были теми же, что и при расчетах рис. 8а. На рисунках хорошо заметны вариации линий постоянного уровня, вызванные внутренними волнами. Для определения численных значений величин β_0 формально применялся описанный выше подход по спектральной обработке яркостных изображений морской поверхности и определения функции $\Theta(\varphi)$. Фактически разница состояла лишь в том, что вместо изображения морской поверхности использовалась яркостная картина $|p(r, \omega)|$ и вместо усредненного энергетического спектра яркостных картинок $\tilde{G}(\rho, \chi)$ ($\tilde{G}(\rho, \chi) = (\Delta R \Delta\Omega)^{-1}\langle|\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi|^2\rangle$) использовалась величина $|\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi)|^2$. Здесь $\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi)$ – спектр яркостной картины в полярных координатах:

$$\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi) \equiv \tilde{w}(u, \tau) = \\ = \int_0^{\Delta R}\int_0^{\Delta\Omega} w(r, \omega)\exp[i(ur + \tau\omega)]drd\omega, \quad (11)$$

где $w(r, \omega) = |p(r, \omega)| - \overline{|p(r, \omega)|}$, а $\overline{|p(r, \omega)|}$ – среднее поле, т.е. поле, сглаженное по пространственным и частотным интерференционным биениям.

Тот же самый подход для определения величины β_0 был использован в работе [15]. В рамках

[3] В численном эксперименте [15] подразумевалось, что за время T_1 излучается 28 импульсов ЛЧМ сигналов с интервалом 400 с.

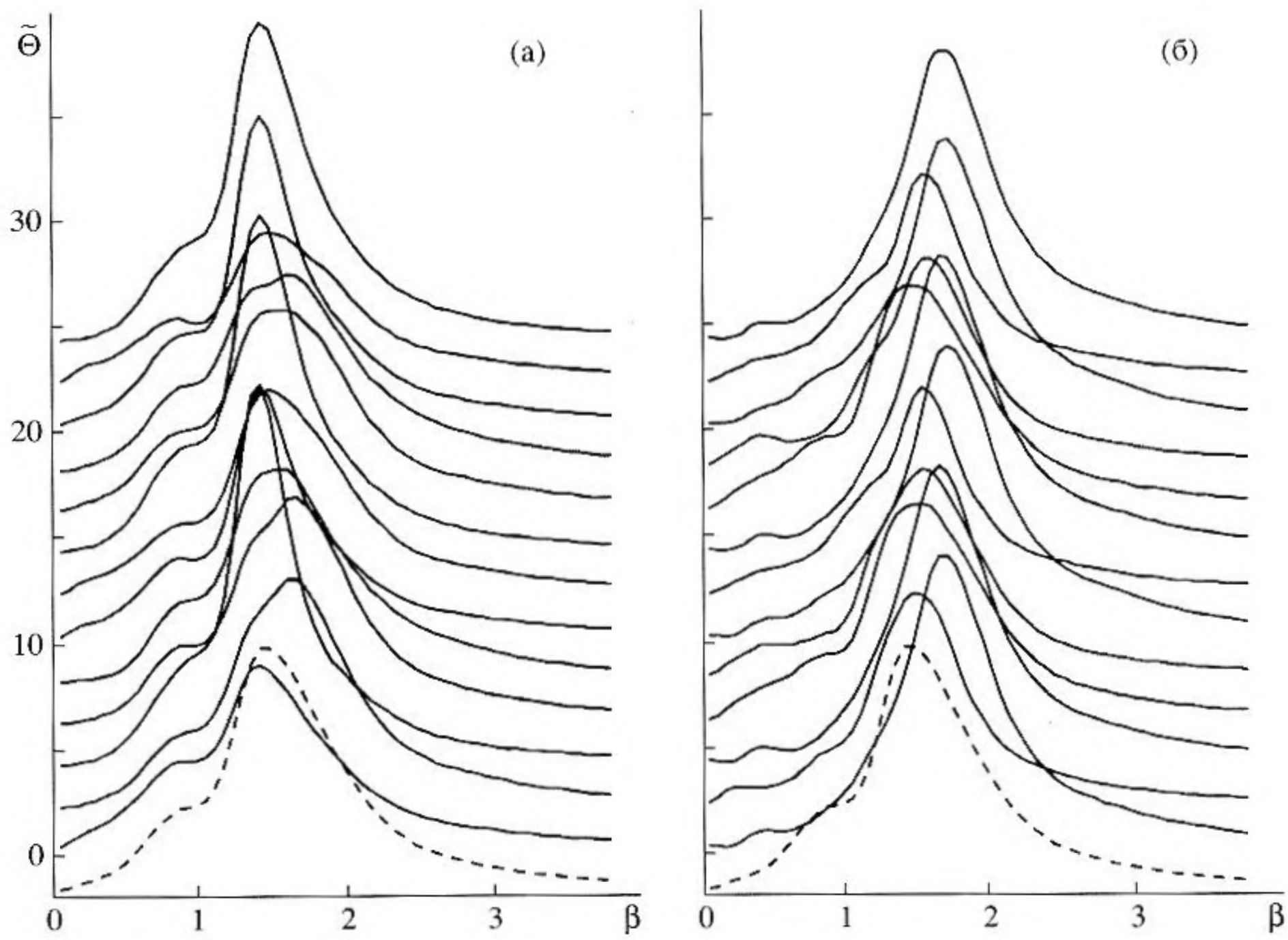

Рис. 9. Функция $\tilde{\Theta}(\beta)$ в различные моменты времени, рассчитанная с интервалом в 2 часа при продольном (а) и поперечном (б) распространении ВВ. Пунктирной линией показана $\tilde{\Theta}(\beta)$ в отсутствии ВВ.

этого подхода формула (8) переписывалась в следующем нормированном виде:

$$\tilde{\Theta}(\beta) \equiv \tilde{\Theta}[\chi(\beta)] = \\ = (4\pi E_0)^{-1} \int_0^{\Delta P} |\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi)|^2 \rho d\rho, \quad (12)$$

где $\beta = (r_0/\chi_0)\,\mathrm{tg}\,\chi$, $E_0 = \int_0^{2\pi}\int_0^{\Delta P} |\tilde{w}(\rho\cos\chi, \rho\sin\chi)|^2 \rho d\rho d\chi$. Максимум функции (12) достигается при угле $\chi = \chi_0$, соответствующем наклону линий равной фазы, т.е. интерференционному инварианту β_0. Пример расчетной зависимости $\tilde{\Theta}(\beta)$ в отсутствие ВВ показан на рис. 9. Соответствующая величина $\beta_0 = 1.457$. Заметим, что значение β_0, рассчитанное по формуле (9), оказалось равным $\beta_0 = 1.426$.

Минимальное значение величины $\tilde{\Theta}(\beta_0)$, равное 1 , имеет место при условии $\tilde{\Theta}(\beta) = 1$. Ширина $\Delta\beta$ функции (12), например, на уровне 1/2 от максимума $\tilde{\Theta}(\beta_0)$, определяющая размытость направления линий смещения интерференционной структуры, в первом приближении равна [16]

$$\Delta\beta = \sqrt{\frac{\tilde{\Theta}(\beta)}{d^2\tilde{\Theta}(\beta)/d^2\beta}}\Bigg|_{\beta=\beta_0}. \quad (13)$$

Очевидно, что до тех пор, пока расплывание функции (12) еще невелико, $\tilde{\Theta}(\beta_0) \gg 1$, интерференционная структура, сохраняя стабильность (устойчивость), с изменением расстояния r смещается по частоте ω. По мере уменьшения экстремального значения $\tilde{\Theta}(\beta_0)$ увеличивается ширина $\Delta\beta$ (13). Это влечет за собой уменьшение размеров частотно-пространственной области регулярности интерференционной картины, в пределах которой сохраняются линии равной фазы. В предельном случае, когда $\tilde{\Theta}(\beta_0) \longrightarrow 1$, ширина $\Delta\beta \longrightarrow \infty$. Физически это означает, что линии смещения интерференционной структуры стягиваются в точку. Иными словами, интерференционная картина с изменением расстояния и частоты становится нестабильной. Она видоизменяется по форме, т.е. происходит ее разрушение. Таким образом, величину $\Delta\beta$ можно рассматри-

вать как меру устойчивости интерференционной структуры поля в зависимости от вариаций расстояния и частоты. Для рассматриваемого численного примера в отсутствие ВВ $\Delta\beta = 0.833$.

Функция $\tilde{\Theta}(\beta)$ в различные моменты времени при поперечном и продольном распространении ВВ показана на рис. 9. Для наглядности на рисунке представлен набор функций $\tilde{\Theta}_n(\beta) = \tilde{\Theta}(\beta, t_n) + 2n$, где $n = 0, 1, 2, \ldots, 12$, и время t_n выступает в роли параметра ($t_n = 0, 2, 4, \ldots, 24$ часа). (Расчеты проведены для одной из случайных реализаций фоновых ВВ, методика моделирования которых была описана выше.) Как видно на рисунке, ВВ приводят к существенным временны́м вариациям величины β_0 и, в первую очередь, при распространении звука вдоль волнового фронта ВВ (поперечное распространение).

Статистический анализ указанных вариаций проводился в рамках численного эксперимента для десяти случайных независимых реализаций фоновых ВВ. В пределах 90% доверительного интервала по критерию Стьюдента величины β_0 и $\Delta\beta$ оказались равными: $1.415 \le \beta_0 \le 1.517$, $0.716 \le \Delta\beta \le 0.930$ и $1.495 \le \beta_0 \le 1.596$, $0.755 \le \Delta\beta \le 0.851$ при продольном и поперечном распространении ВВ. Полученные статистические оценки позволяют утверждать, что в целом анизотропные фоновые внутренние волны при продольном распространении не влияют на стабильность интерференционной структуры звукового поля, поскольку с учетом статистической погрешности величина $\Delta\beta$ не отличается от ее значения в отсутствие ВВ. Однако при поперечном распространении даже фоновые ВВ с их небольшой амплитудой могут вызвать заметные изменения интерференционного инварианта β_0. По-видимому, это связано с тем, что длиннопериодные ВВ при поперечном распространении вызывают синхронные колебания слоя скачка вдоль всей стационарной акустической трассы. Эти колебания существенно влияют на дисперсионную зависимость $c_{gl}(\omega)$ и степень этого влияния зависит от того, вверх либо вниз смещается слой скачка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные выше результаты обработки экспериментальных данных подтверждают основное утверждение настоящей работы об анизотропном характере поля фоновых внутренних волн на морском шельфе и о его существенной пространственно-временно́й изменчивости. Такой характер фоновых ВВ, как показали численные расчеты, может в значительной степени влиять на распространение низкочастотного звука в мелком море. Даже в одном и том же районе мелкого моря амплитудные флуктуации звукового поля и его интерференционный инвариант оказываются зависимыми от направления распространения акустических волн.

Авторы выражают благодарность Д.Ф. Линчу (D.F. Lynch) за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке CRDF (проект № RP0-1340-MO-02) и РФФИ (проекты № 02-02-16509, № 03-05-64568).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сабинин К.Д., Серебряный А.Н.* Интенсивные внутренние волны в Мировом океане // Океанология. 2004. Т. 44. № 6. С. 805–810.
2. *Munk W.H.* Internal waves and small-scale processes // Evolution of Physical Oceanography / Ed. B.A. Warren, C. Wunsch. Cambrige, MA: MIT Press, 1981. P. 264–291.
3. *Apel J.R., Badiey M., Ching-Sang Chiu et al.* An overview of the 1995 S WARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1997. V. 22. № 3. P. 465–500.
4. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Волны внутри океана. Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 1992. 280 с.
5. *Gasparovic R.F., Etkin V.S.* An overview of the Joint US/Russia Internal Wave Remote Sensing Experiment. IGARSS'94. 1994. Digest. P. 741–743.
6. *Serebryany A.N.* Internal waves on pacific shelf of Kamchatka (preliminary results of internal wave field observations) // Proceedings of the U.S.-Russia workshop on experimental underwater acoustics. Nizhny Novgorod. 2000. P.116–116з.
7. *Zhou J., Zhang X., Rogers P.H.* Resonant interaction of sound wave with internal solutions in coastal zone // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 90. № 4. P. 2042–2054.
8. *Badiey M., Katsnelson B., Lynch J., Pereselkov S.* Frequency and azimuth anomalies in sound propagation in presence of shallow water internal waves // Proceedings of the Seventh European Conference on Underwater Acoustics, Delft, The Netherlands. 2004. V. 1. P. 145–151.
9. *Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А., Петников В.Г.* О возможности селекции нормальных волн в мелководном волноводе // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 5. С. 646–656.
10. *Власенко В.И., Голенко Н.Н., Пака В.Т., Сабинин К.Д., Чапмен Р.* Исследование динамики баро-клинных приливов на шельфе США // Изв. АН. Физ. атмосф. океана. 1997. Т. 33. № 5. С. 702–714.
11. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Новые данные о внутренних волнах в море, полученные с помощью распределенных датчиков температуры // Докл. АН СССР. 1973. Т. 209. № 1. С. 86–89.
12. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. С. 71–91.

13. *Орлов Е.Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана / Под ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1984. С. 85–93.

14. *Кузькин В.М.* Осцилляции спектральной интенсивности звукового поля в случайно-неоднородной океанической среде // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 365–372.

15. *Rouseff D.* Effect of shallow water internal waves on ocean acoustic striation patterns // Waves in Random Media. 2001. V. 11. P. 377–393.

16. *Дворяшин Б.В., Кузнецов Л.И.* Радиотехнические измерения // М: Сов. радио. 1978. 360 с.

Anisotropic Field of Background Internal Waves on a Sea Shelf and its Effect on the Low-Frequency Sound Propagation

V. M. Kuzkin*, O. Yu. Lavrova, S. A. Pereselkov***, V. G. Petnikov*, and K. D. Sabinin******

** Wave Reseach Center, Prokhorov Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia*

e-mail: petnikov@kapella.gpi.ru

*** Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 84/32, Moscow, 117910 Russia*

e-mail: olavrova@mx.iki.rssi.ru

**** Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394693 Russia*

e-mail: pereselkov@hotmail.com

***** Andreev Acoustics institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia*

e-mail: ksabinin@akin.ru

Abstract—The space–time spectral characteristics of the field of background internal waves (IW) are obtained for two oceanic shelf regions (the USA Atlantic shelf and the Kamchatka shelf) and analyzed. Within the framework of a numerical experiment, it is shown that the observed anisotropy of the IW field may considerably affect the low-frequency sound fluctuations in the aforementioned regions and, in particular, may change the interference invariant of the sound field.