

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ЛЕТНИЙ ПЕРИОД ВРЕМЕНИ НА ОКЕАНСКОМ ШЕЛЬФЕ

© 2011 г. В. М. Кузькин¹, Й.-Т. Лин², А. А. Луньков¹, Дж. Ф. Линч², В. Г. Петников¹

¹ Научный центр волновых исследований

Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН

119991 Москва, ул. Вавилова 38

E-mail: landr2004@mail.ru

² Океанографический институт Вудсхола, Вудсхол, МА 02543, США

E-mail: jlynch@whoi.edu

Поступила в редакцию 11.11.10 г.

В рамках эксперимента Shallow Water'06 на шельфе Нью-Джерси (США) летом 2006 г. обнаружено, что интерференционная структура звукового поля испытывает значительные до $\Delta f/f \approx 10^{-1}$ вариации в частотной области под действием баротропного прилива и внутренних приливных волн. Величина этих вариаций существенным образом зависит от модового состава звукового поля. Изменяя модовый состав, оказывается возможным сформировать интерференционную структуру, по-разному реагирующую на баротропный прилив и внутренние волны, что может быть использовано для акустического мониторинга приливных волн разной физической природы.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, акустическая томография мелкого моря.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что интерференционная структура низкочастотного звукового поля, регистрируемая на стационарных акустических трассах в мелком море, испытывает характерные вариации (смещения по частоте) при гидродинамических возмущениях мелководного акустического волновода. При модовом описании звукового поля для модуля акустического давления на круговой частоте $\omega = 2\pi f$ на расстоянии r_0 от источника, расположенного на глубине z_s , справедливо следующее соотношение¹:

$$P(\omega, r_0, \Lambda) = \sqrt{\rho c W} \sum_{m,n} A_m(\omega, \Lambda) A_n^*(\omega, \Lambda) \exp(i\xi_{mn}(\omega, \Lambda)r_0), \quad (1)$$

где W — мощность источника, ρ и c — плотность и скорость звука в месте его расположения, $A_m(\omega, \Lambda)$ — амплитуда моды с номером m , $A_m(\omega, \Lambda) = [\xi_m(\omega, \Lambda)r_0]^{-1/2} \psi_m(\omega, \Lambda; z_s) \psi_m(\omega, \Lambda; z)$, $\xi_m(\omega, \Lambda) = q_m(\omega, \Lambda) + i\gamma_m(\omega, \Lambda)/2$ — собственное значение и $\psi_m(\omega, \Lambda; z)$ — собственная функция соответствующей волноводной задачи Штурма-Лиувилля, z — глубина точки наблюдения. $\xi_{mn}(\omega, \Lambda) = \xi_m(\omega, \Lambda) -$

$\xi_n(\omega, \Lambda)$ — разность собственных значений для мод m и n . Λ — параметр волновода, изменяющийся при гидродинамических возмущениях и, следовательно, медленным образом зависящий от времени. В окрестности локального интерференционного экстремума звукового поля справедливо соотношение:

$$\frac{\partial P(\omega, \Lambda)}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial P(\omega, \Lambda)}{\partial \Lambda} \Delta \Lambda = 0. \quad (2)$$

При этом для однотипных мод с близкими номерами собственное значение может быть представлено в виде степенного ряда:

$$\xi_m(\omega, \Lambda) = \xi_l(\omega, \Lambda) + \alpha(\omega, \Lambda)(m - l). \quad (3)$$

Для мелководного акустического волновода собственные функции и собственные значения слабо зависят от частоты ω и от характерных параметров волновода Λ . При малых вариациях параметра $\Delta \Lambda$, как следует из формулы (2) с учетом (1) и (3) в пренебрежении изменением амплитуд мод по сравнению с их фазами, интерференционный экстремум смещается по частоте на величину $\Delta \omega$, равную:

$$\Delta \omega = - \left[\frac{\partial \alpha(\omega, \Lambda)}{\partial \Lambda} / \frac{\partial \alpha(\omega, \Lambda)}{\partial \omega} \right] \Delta \Lambda = \kappa^{-1} \Delta \Lambda. \quad (4)$$

Как видно из (4), коэффициент пропорциональности κ между смещениями по частоте $\Delta \omega$ и вариациями параметра $\Delta \Lambda$ не зависит от глубины

¹ Соотношение (1) справедливо для горизонтально-однородного волновода в адиабатическом приближении [8].

Северная широта

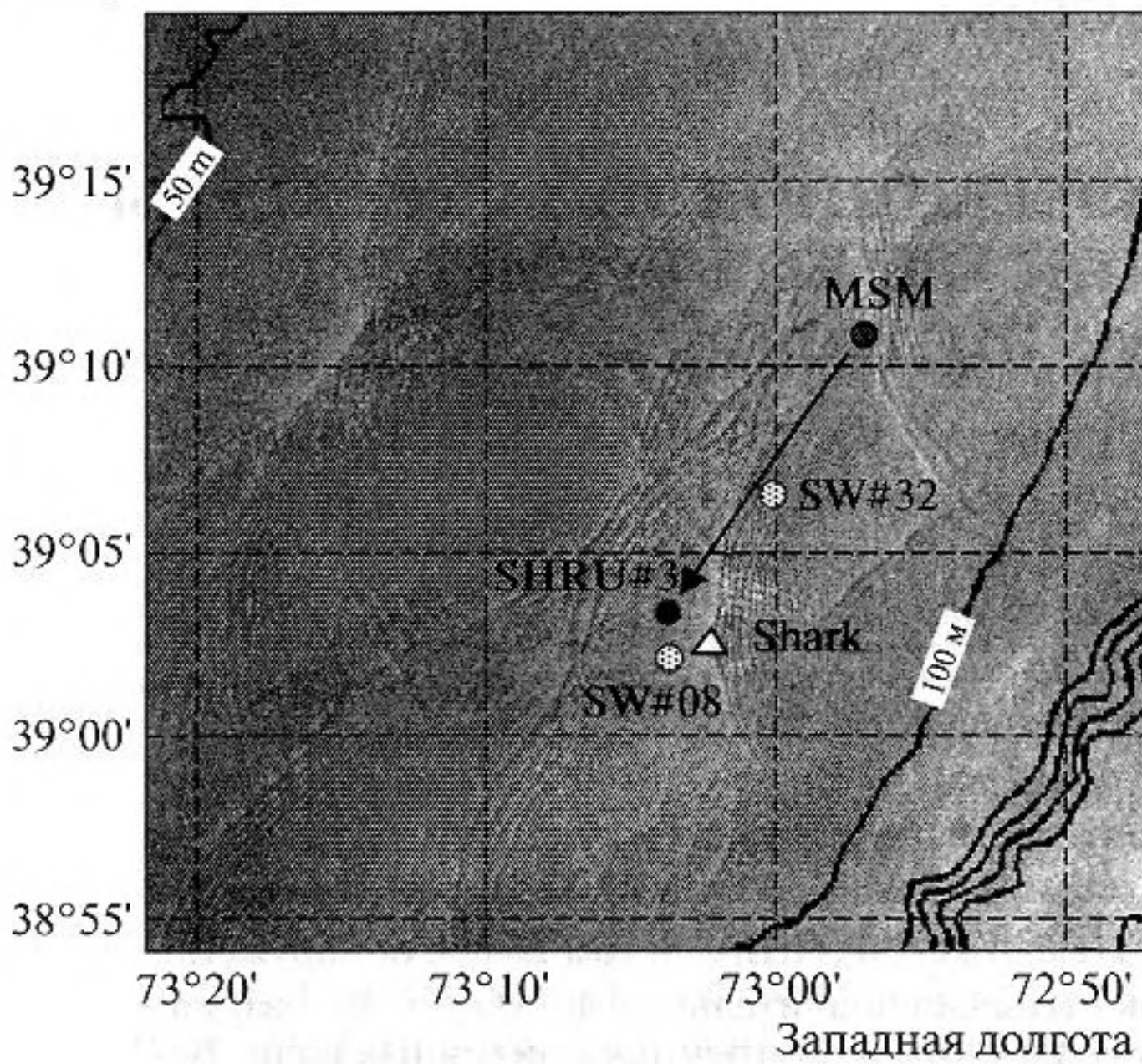


Рис. 1. Фотография со спутника района проведения эксперимента SW'06. Точками указаны: местоположение излучателя звука MSM; одиночного приемного гидрофона SHRU#3; термисторных цепочек с датчиками гидростатического давления SW#08, SW#32. Треугольником обозначено положение вертикальной приемной антенны Shark. Сплошными линиями показаны изобаты с интервалом 50 м. Направление стационарной акустической трассы указано стрелкой.

источника и приемника звука, не зависит и от номера моды. Таким образом, формула (4) предсказывает характерные частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море под действием гидродинамических возмущений. С другой стороны, формула (4) является основным соотношением для мониторинга параметров мелководного волновода по частотным смещениям, предлагаемого в целом ряде работ [1–3].

Указанные смещения наблюдались и в эксперименте [3], проведенном также на шельфе Нью-Джерси (США), в относительно простой ситуации, когда скорость звука в волноводе слабо зависела от координаты z , а в качестве гидродинамического возмущения в основном выступал баротропный прилив, приводящий к вариациям всей глубины волновода, т.е. в качестве параметра Λ выступала глубина волновода. Наблюдаемые смещения достаточно хорошо соответствовали формуле (4) с коэффициентом пропорциональности k , определяемым для волновода с постоянной скоростью звука с помощью простого соотношения:

$$k = -H/2\omega, \quad (5)$$

где H — невозмущенная глубина волновода.

Такая ситуация характерна для зимнего периода времени, когда баротропный прилив является основным и фактически единственным фактором, возмущающим мелководный волновод. Для летнего периода, когда вертикальный профиль скорости звука в волноводе имеет ярко выраженный отрицательный градиент, частотные смещения обусловлены сразу несколькими физическими причинами и, очевидно, их величина даже на приливных частотах может не соответствовать результатам простых расчетов, получаемых с помощью формул (4) и (5). В настоящей работе приводятся результаты измерений частотных смещений интерференционной структуры низкочастотного звукового поля в мелком море на шельфе Нью-Джерси в летний период времени, анализируются причины, вызывающие указанные смещения, и приводятся оценки для коэффициента k , позволяющие предсказать величину частотных смещений. При этом основное внимание уделяется частотным смещениям, обусловленным наиболее значительными гидродинамическими возмущениями, так или иначе связанными с приливом.

Отметим, что исследование баротропных и бароклинных приливных волн с помощью методов акустической томографии имело место и в натурном эксперименте INTIMATE96, описанном в работе [4, 5]. Однако при этом измерялись не частотные смещения интерференционной структуры звукового поля, а флуктуации времен распространения акустических сигналов.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Измерения частотных смещений интерференционной структуры звукового поля проводились в рамках эксперимента SW'06 [6] в августе 2006 года на Атлантическом шельфе США примерно в 160 км восточнее берегов Нью-Джерси. Карта района проведения эксперимента показана на рис. 1. Стационарная акустическая трасса, организованная вдоль шельфа (по изобате 80 м), на которой проводились измерения частотных смещений, обозначена стрелкой на рис. 1. Источником звука являлся зафиксированный неподвижно излучатель MSM, расположенный на глубине 55 м. В начале каждого получаса он излучал фазомодулированный (М-последовательность) звуковой сигнал в диапазоне частот $f \pm \Omega/2 = 101.7 \pm \pm 12.5$ Гц длительностью около 90 секунд. Отметим, что спектр сигнала $S(\omega)$ слабо зависел от частоты в указанном частотном диапазоне. Прием сигналов осуществлялся на стационарно установленный на глубине 75 м одиночный гидрофон SHRU#3 и находящуюся рядом с ним вертикаль-

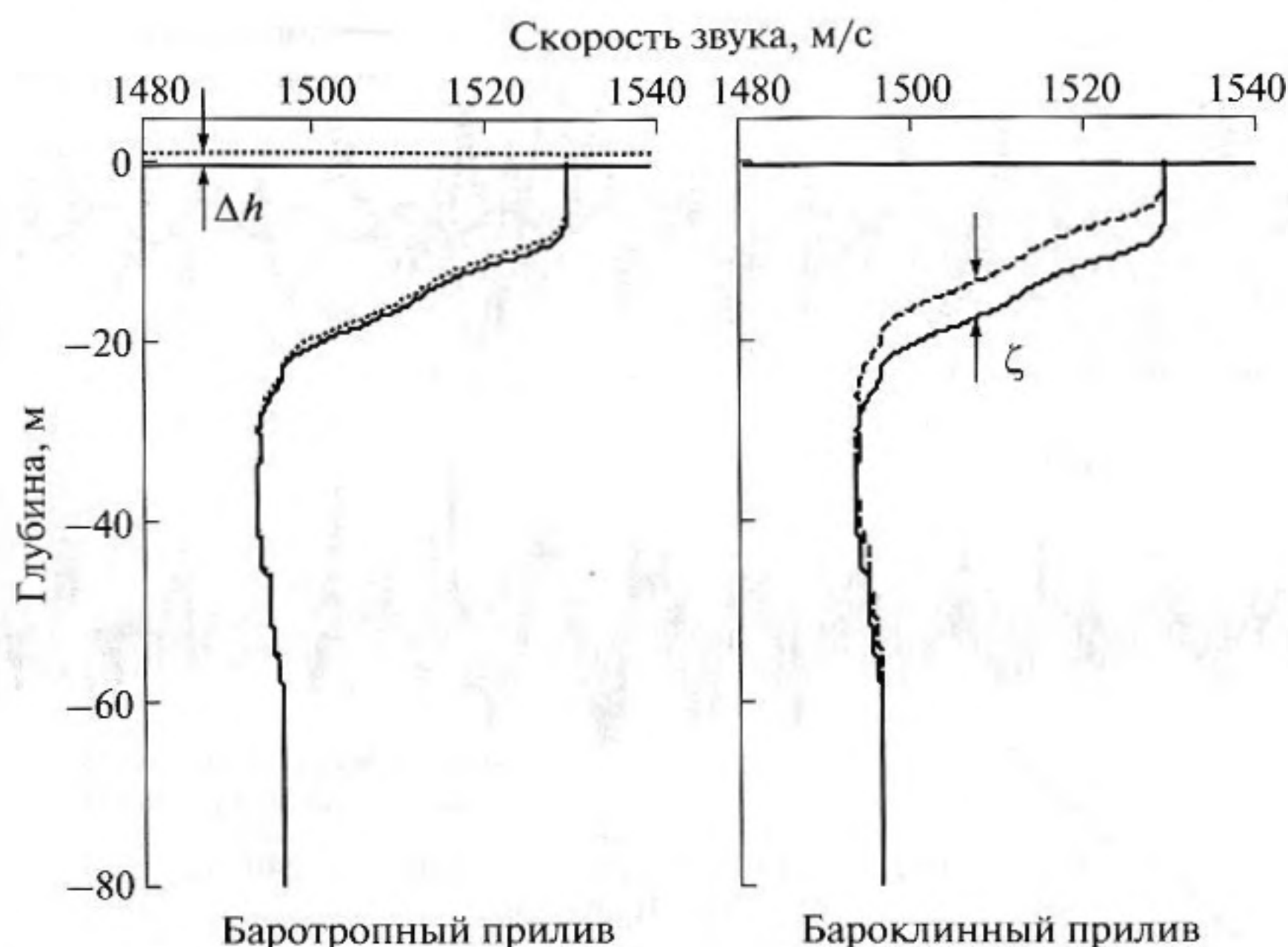


Рис. 2. Вертикальный профиль скорости звука и приливные возмущения. Δh – высота баротропного прилива, ζ – высота бароклинного прилива. Сплошной линией показан невозмущенный профиль скорости звука, пунктирной – возмущенный.

ную линейную антенну Shark длиной 66 м, состоящую из 16 гидрофонов² и перекрывающую волновод между горизонтами 13 и 79 м. Расстояние между одиночным гидрофоном и вертикальной антенной составляло 3 км с разнесением этих приемных систем примерно перпендикулярно направлению изобаты, в то время как источник звука располагался от них на расстоянии 17 км вдоль изобаты.

Невозмущенный вертикальный профиль скорости звука $c(z)$, усредненный по результатам четырех гидрологических измерений вдоль стационарной трассы, показан на рис. 2 сплошной линией.

В месте, где проводились измерения, как это обычно наблюдается в открытых районах океанского шельфа в летний период времени, имели место интенсивные фоновые внутренние волны (ВВ) во всем частотном диапазоне их существования. О присутствии таких волн свидетельствовали результаты измерений на термисторных цепочках SW#08 и SW#32, местоположение которых показано на рис. 1. Термисторы, установленные в термоклине, регистрировали его вертикальные колебания в поле ВВ. (Данные с этих термисторов – зависимость флуктуаций температуры от времени

$\delta T(t, z_0)$ на глубине местоположения термисторов $z_0 = 14$ м и 12 м – показаны на рис. 3б.) При этом наиболее интенсивные колебания имели место с частотой приливов $1/12$ ч⁻¹ (см. рис. 7), что указывает на доминирующее воздействие на термоклин фоновой внутренней волны приливной частоты, т.е. бароклинного прилива. Важной особенностью бароклинного прилива в рассматриваемой ситуации являлся тот факт, что эта ВВ примерно синфазно возмущала термоклин вдоль всей стационарной трассы, что хорошо видно при сравнении результатов измерений цепочек SW#08 и SW#32, расположенных в разных точках стационарной трассы.

Отметим здесь, что помимо фоновых ВВ в районе исследований наблюдались и нелинейные солитоноподобные ВВ с большой амплитудой. Кроме данных с термисторных цепочек, на наличие таких ВВ указывают и фотографии со спутника морской поверхности в районе стационарной трассы. На фотографиях (см., например, рис. 1) хорошо видны поверхностные слики и сулои, соответствующие прохождению фронтов интенсивных солитоноподобных ВВ. Ориентируясь на эти фотографии, можно еще раз сделать вывод о том, что ВВ распространяются в основном по направлению к берегу. При выбранной для измерений геометрии ВВ приводят в основном к синфазному смещению термоклина вдоль стационарной акустической трассы. С большой долей вероятности указанный вывод относится и к наиболее интенсивным приливному внутренним волнам, транс-

² В эксперименте SW#06 излучались и принимались различные акустические сигналы с дрейфующих и стационарно установленных излучателей и приемников звука. Для измерений частотных смещений интерференционной структуры звукового поля был выбран указанный выше сигнал, излучаемый MSM и принимаемый на одиночный гидрофон и вертикальную линейную приемную антенну.

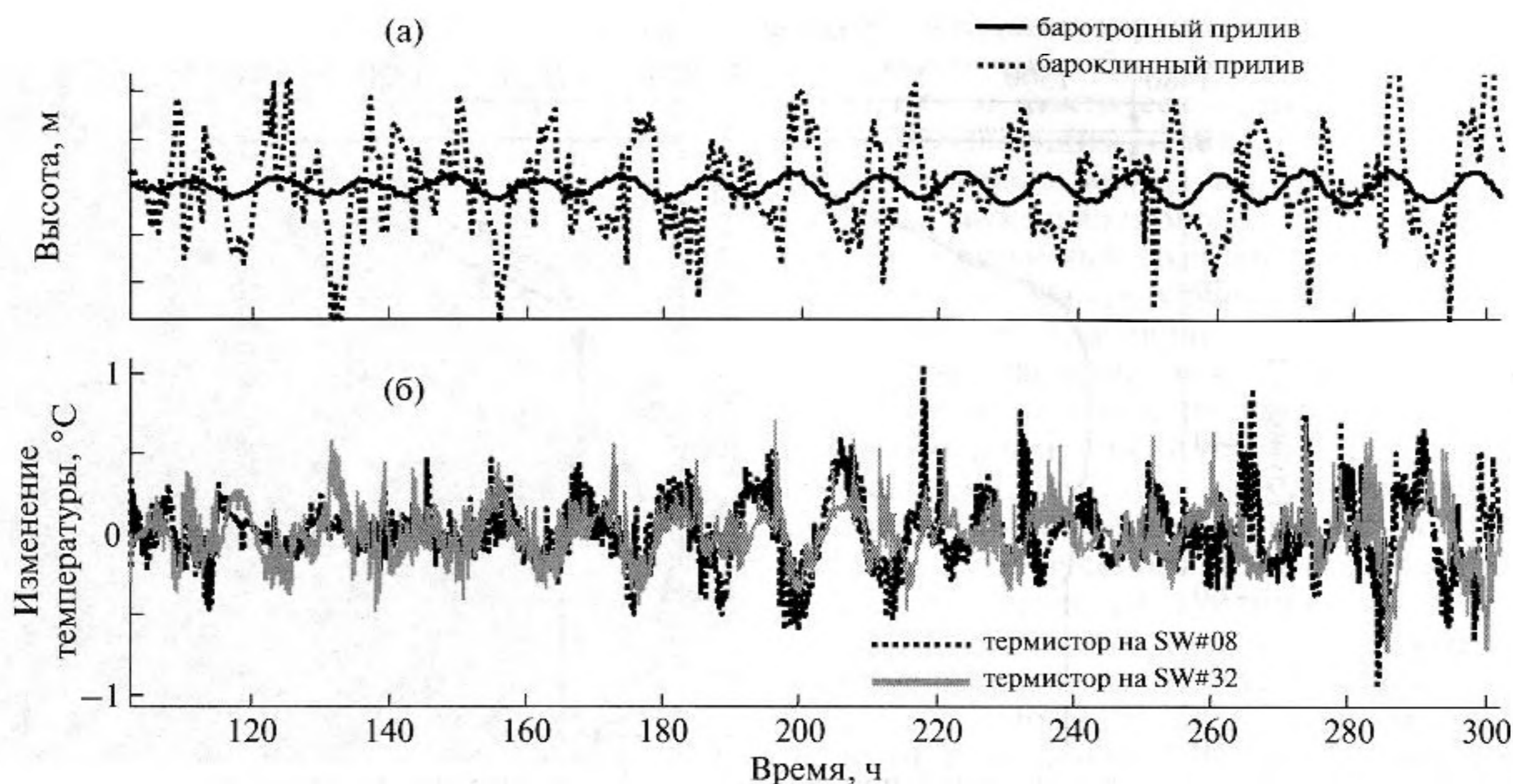


Рис. 3. (а) — подъем уровня воды, зарегистрированный датчиком гидростатического давления, а также колебания уровня термоклина, рассчитанные по флуктуациям температуры, в месте расположения SW#32; (б) — записи флуктуаций температуры на термисторах, расположенных вдоль акустической трассы. Данные профильтрованы высокочастотным фильтром с частотой отсечки 0.04 ц/ч.

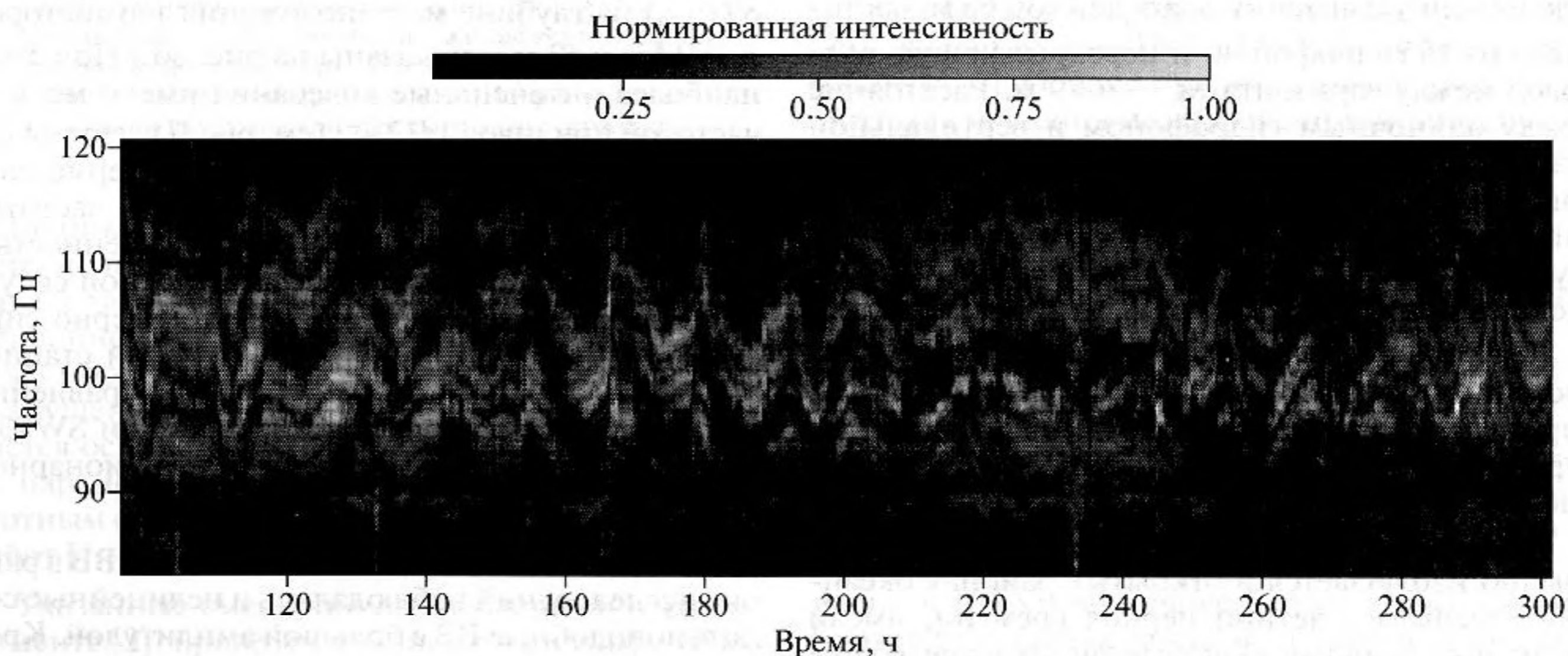


Рис. 4 Спектрограмма сигнала, принятого на SHRU#3.

формацией которых обусловлена генерация всего спектра ВВ, включая и солитоноподобные внутренние волны.

На указанных выше термисторных цепочках были установлены и датчики гидростатического давления, позволяющие оценить амплитуду баротропного прилива. Зависимость высоты баротропного прилива от времени $\Delta h(t)$ приведена на рис. 3а. Нуль шкалы времени на этом и последующих рисунках соответствует времени 00 ч 00 мин: 00 с (время по Гринвичу) 1-го августа 2006 года. На рис. 3а пока-

заны вертикальные колебания термоклина $\zeta(t, z_0)$, пересчитанные из флуктуаций температуры $\delta T(t, z)$ на SW#32. Пересчет проводился по формуле $\zeta(t, z_0) = \delta T(t, z) / \left[\left. \frac{d\bar{T}(z)}{dz} \right|_{z=z_0} \right]$, \bar{T} — средний вертикальный профиль температуры. Как мы видим на рис. 3а, амплитуда ВВ значительно превышает амплитуду поверхностной приливной волны. Статистическая обработка результатов измерений показала, что с вероятностью 90% истинное среднеквадратичное отклонение верти-

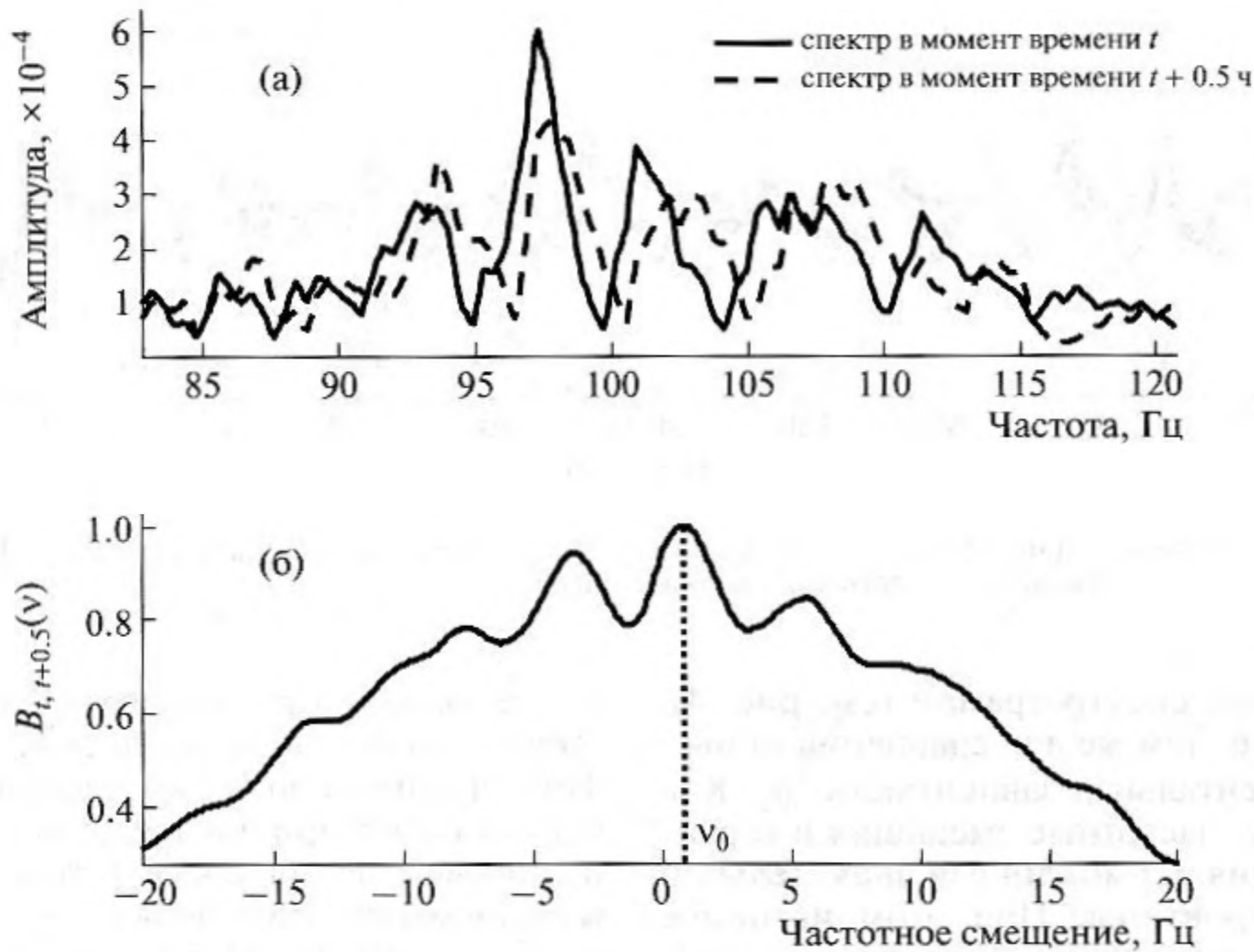


Рис. 5. (а) – спектры сигналов, принятых с разницей в 30 минут; (б) – корреляционная функция между этими спектрами.

кальных смещений термоклина лежит в интервале $2.55 < \sigma_{\zeta}^{ex} < 2.81$ [м], тогда как аналогичный интервал для высоты баротропного прилива составляет $0.38 < \sigma_{\Delta h}^{ex} < 0.42$ [м]. Оценочные значения для среднеквадратичных отклонений величин ζ и Δh соответственно получились равными: $s_{\zeta}^{ex} = 2.7$ м и $s_{\Delta h}^{ex} = 0.4$ м. Здесь и далее $\sigma^{ex} = \lim_{t \rightarrow \infty} s^{ex}$.

При излучаемом в эксперименте SW'06 акустическом сигнале интерференционная структура звукового поля (1) с точностью до постоянного множителя, слабо зависящего от частоты, совпала с модулем спектра сигнала $S_t(\omega, r_0, \Lambda(t))$, принятого в момент времени t . В аналитическом виде спектр принятого сигнала записывается в виде:

$$S_t(\omega, r_0, \Lambda(t)) = \left| \sum_m A_m(\omega, \Lambda(t)) \exp(i\xi_m(\omega, \Lambda(t))r_0) S(\omega) \right|. \quad (6)$$

Спектрограмма принятого на одиночный гидрофон SHRU#3 сигнала представлена на рис. 4. Как видно на рис. 4, интерференционная структура звукового поля испытывает заметные вариации с течением времени. Ввиду сложности интерференционной структуры отследить изменение положения выбранного локального экстремума не представлялось возможным, поэтому для количественной оценки частотных смещений был использован корреляционный метод, предложенный в работе [7]. Согласно этому методу

отыскивалось положение максимума взаимокорреляционной функции:

$$B_{t, t+\tau}(v_0) = \max_v \left[\int_{2\pi\Omega} S_t(\omega, r_0, \Lambda(t)) \times S_{t+\tau}(\omega + 2\pi v, r_0, \Lambda(t + \tau)) d\omega \right], \quad (7)$$

где v_0 – искомое частотное смещение, S_t и $S_{t+\tau}$ – спектры принятого сигнала соответственно в моменты времени t и $t + \tau$, Ω – рассматриваемый частотный диапазон ($\Omega \ll f$). Смещение положения максимума взаимокорреляционной функции относительно нулевого значения равно частотному сдвигу, определяемому формулой (4): $\Delta\omega = 2\pi\Delta f = 2\pi v_0$. Следует отметить, что корреляционный метод позволяет безошибочно определять частотный сдвиг, только если он меньше половины расстояния между соседними интерференционными максимумами в спектрах. Для расчета больших частотных сдвигов необходимо уменьшить временной интервал τ и применить формулу (7) последовательно несколько раз с использованием промежуточных значений спектров. В нашем исследовании корреляционный метод был эффективен при $\tau < 1$ ч (при обработке время τ выбиралось равным $\tau = 0.5$ ч). Пример оценки частотных смещений корреляционным методом показан на рис. 5.

Зависимость частотных смещений от времени $\Delta f(t)$, измеренных корреляционным методом по

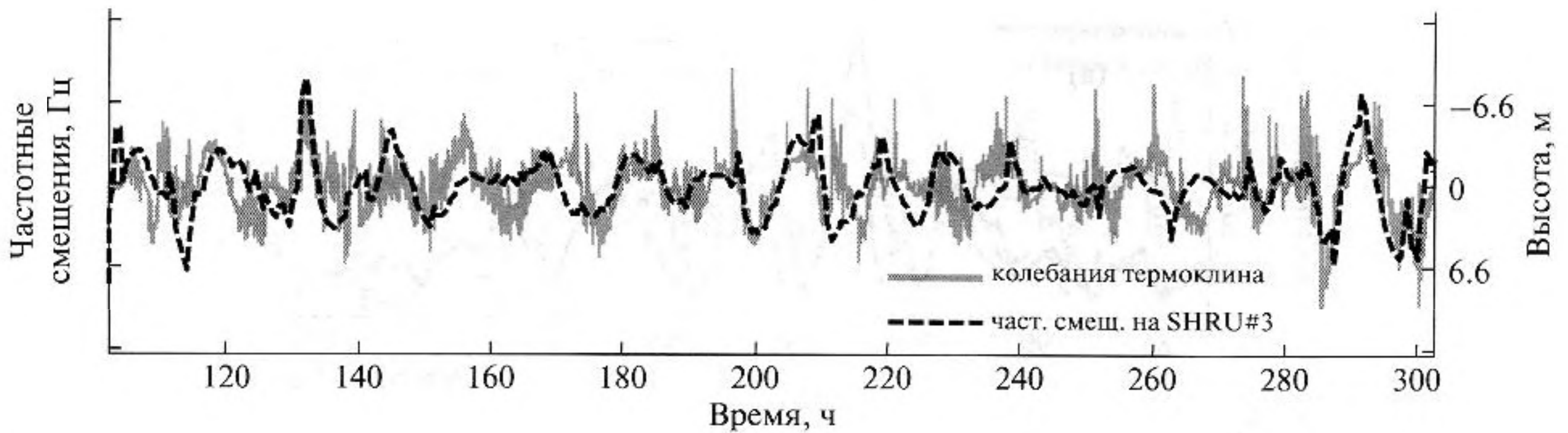


Рис. 6. Колебания термоклина на SW#32 и соответствующие частотные смещения на приемнике SHRU#3 (профильтрованы высокочастотным фильтром с частотой отсечки 0.04ц/ч).

приведенной выше спектрограмме (см. рис. 4), показана на рис. 6. Там же для сравнения приведена и экспериментальная зависимость $\zeta(t)$. Как видно на рисунке, частотные смещения и вертикальные колебания термоклина в значительной степени коррелированы. При этом истинное среднеквадратичное значение частотных смещений $\sigma_{\Delta f}^{\text{ex}}$ с 90% вероятностью лежит в интервале $1.85 < \sigma_{\Delta f}^{\text{ex}} < 2.04$ [Гц]. Оценочная величина среднеквадратичного значения составила $s_{\Delta f}^{\text{ex}} = 1.9$ Гц.

Энергетические спектры частотных смещений $S_{\Delta f}(\tilde{f})$, вертикальных колебаний термоклина $S_{\zeta}(\tilde{f})$ и высоты баротропного прилива $S_{\Delta h}(\tilde{f})$ показаны на рис. 7.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как видно на рис. 7, в рассматриваемой области частот доминируют гидродинамические возмущения с частотой прилива 0.081 ц/ч. Отсюда можно сделать вывод о том, что главными гидродинамическими возмущениями в данной аквато-

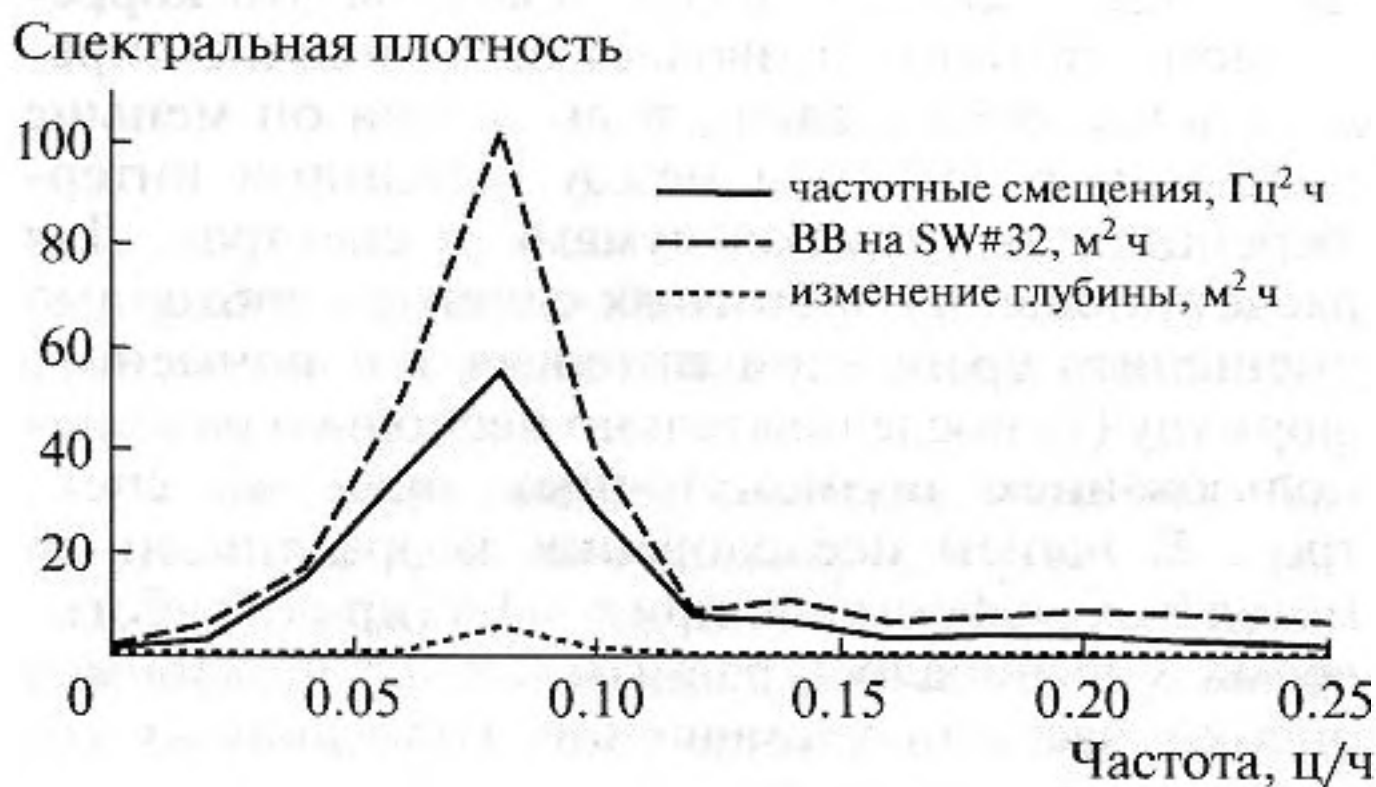


Рис. 7. Энергетический спектр частотных смещений, подъема термоклина и изменения глубины.

рии являлись баротропные и бароклинные приливные волны. В то же время следует отметить, что с физической точки зрения баротропный и бароклиновый прилив представляют собой разные волновые явления, соответственно приводящие и к разным горизонтальным и вертикальным масштабам возмущений. В связи с этим представляет интерес, в какой степени указанные явления влияют на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля и можно ли, измеряя частотные смещения, осуществлять мониторинг этих явлений и, в первую очередь, внутренних волн приливной частоты (бароклинового прилива). Здесь следует подчеркнуть, что пространственные характеристики бароклинового прилива во многом определяются характеристиками океанского шельфа и их диагностика имеет важное практическое значение.

Для определения степени влияния баротропного и бароклинового приливов на частотные смещения в летний период времени были проведены численные расчеты указанных смещений в модельном волноводе в присутствии либо одного, либо другого типа приливов. Параметры модельного волновода по возможности выбирались соответствующими условиям эксперимента. В частности, невозмущенная глубина волновода полагалась равной 80 м. Невозмущенный профиль скорости звука в воде также соответствовал условиям эксперимента — сплошная кривая на рис. 2. Типичные возмущения волновода под действием приливов с амплитудой 4 м (бароклиновый прилив) и 0.7 м (баротропный прилив) показаны на этом же рисунке. При этом предполагалось, что внутренняя приливная волна вызывает синфазные колебания жидкости по глубине и эти колебания отвечают первой моде поля внутренних волн $\Phi_1(z)$, рассчитываемой для модельного волновода: $\zeta(t, z) = \zeta(t, z_0) \Phi_1(z) / \Phi_1(z_0)$. Также предполагалось, что дно является жидкой однородной средой с плотностью $\rho_1 = 1800$ кг/м³ и скоростью звука $c_1 = 1600$ м/с. Коэффициент затухания звука

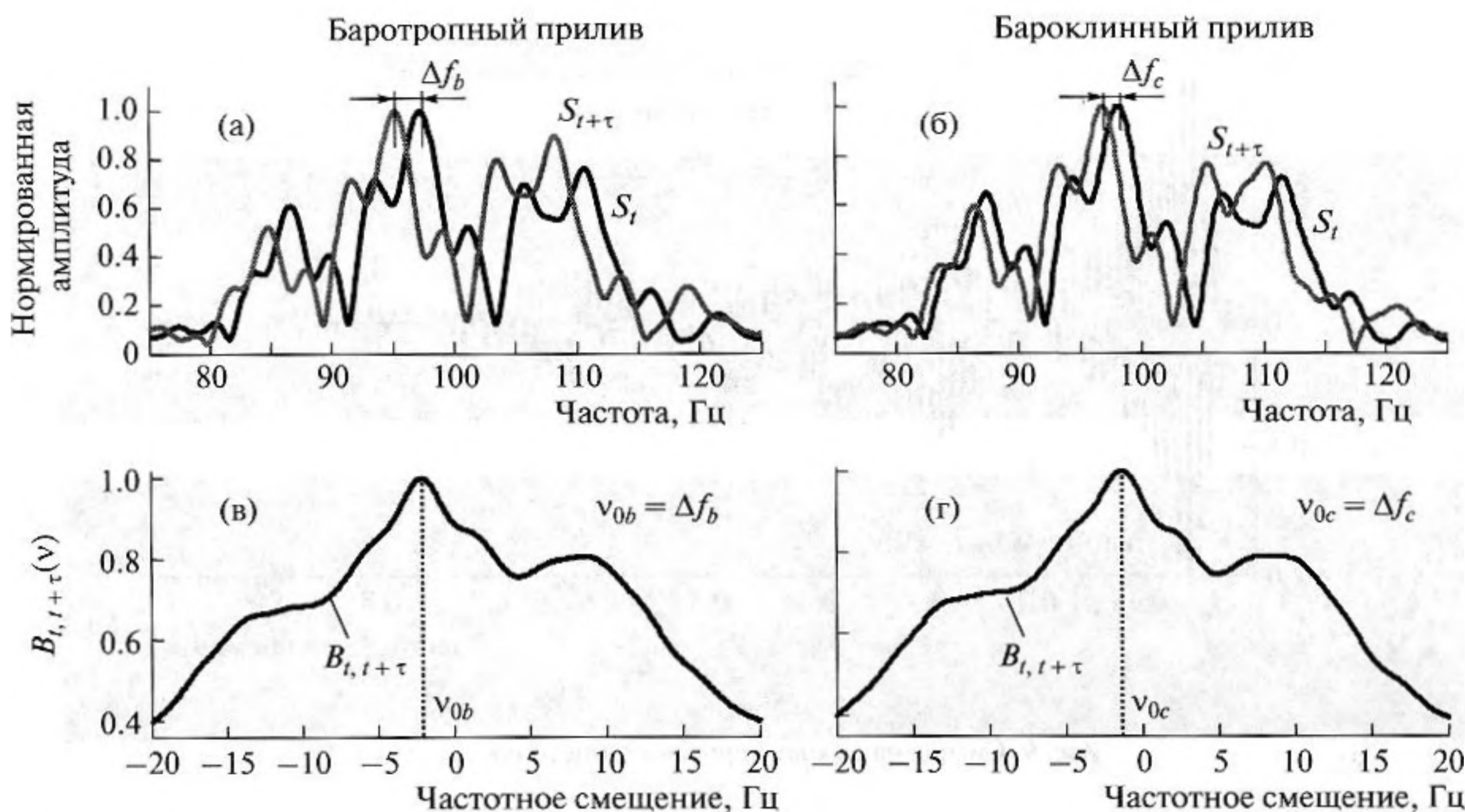


Рис. 8. Модельные спектры и частотные смещения для баротропного прилива высотой 0.7 м (а) и бароклиного прилива высотой 1 м (б) и соответствующие корреляционные функции (в), (г).

на морском дне был выбран равным: $\beta_b(f) = 1.07 \times 10^{-4} f^{1.6}$ дБ/(км Гц) [8], где f – частота в герцах.

Для оценки частотных смещений по формуле (1) рассчитывалась интерференционная структура звукового поля для невозмущенного и возмущенного волноводов, и далее корреляционным методом определялся частотный сдвиг Δf . Методика оценки частотных смещений в численном эксперименте проиллюстрирована на рис. 8. Согласно численным расчетам, для типичных значений среднеквадратичных отклонений величин ζ и Δh , измеренных в эксперименте $s_{\zeta}^{ex} = 2.7$ м и $s_{\Delta h}^{ex} = 0.4$ м, величина частотного смещения должна соответственно составлять $s_{\Delta f_{\zeta}}^{th} = 3$ Гц и $s_{\Delta f_{\Delta h}}^{th} = 1.3$ Гц. В численных экспериментах корректирующий множитель для баротропного прилива оказался равен $\kappa_b = -0.3$ м/Гц, для бароклиного – $\kappa_c = -0.9$ м/Гц. Напомним, что экспериментальное среднеквадратичное значение частотных смещений, измеренное на одиночном приемнике в присутствии как бароклиного, так и баротропного приливов, составило $s_{\Delta f}^{ex} = 1.9$ Гц.

Приведенные оценки и результаты измерений показывают, что в летний период времени на шельфе Нью-Джерси бароклиный прилив по своей величине значительно превосходит баротропный прилив и является основной причиной, вызывающей частотные смещения интерференционной структуры звукового поля. В то же время и баротропный прилив вносит значительный

вклад в указанные смещения. Таким образом, при простейшей обработке сигнала на стационарной трассе, описанной выше, оказывается невозможным определить частотные смещения, связанные только с баротропным или только с бароклиным приливом. Это означает, что независимый мониторинг указанных приливных явлений при измерениях частотных смещений указанным выше способом оказывается затруднительным, тем более, что внутренняя приливная волна является стохастическим процессом и разность фаз между баротропной и бароклиной приливными волнами меняется случайным образом.

Физическая причина указанных затруднений состоит в следующем. Для акустического волновода в мелком море в летний период времени характерен набор мод двух типов [9]: так называемые донные моды, слабо взаимодействующие с морской поверхностью и распространяющиеся в основном в придонном волноводе между термоклином и морским дном, а также донно-поверхностные моды, распространяющиеся во всей водной толще между дном и поверхностью. Моды первого типа наиболее чувствительны к внутренним волнам, включая бароклиный прилив. Моды второго типа хорошо чувствуют изменение положения верхней границы, а значит и баротропный прилив. Строго говоря, только для интерференционной картины, сформированной однотипными модами, справедливо соотношение (4).

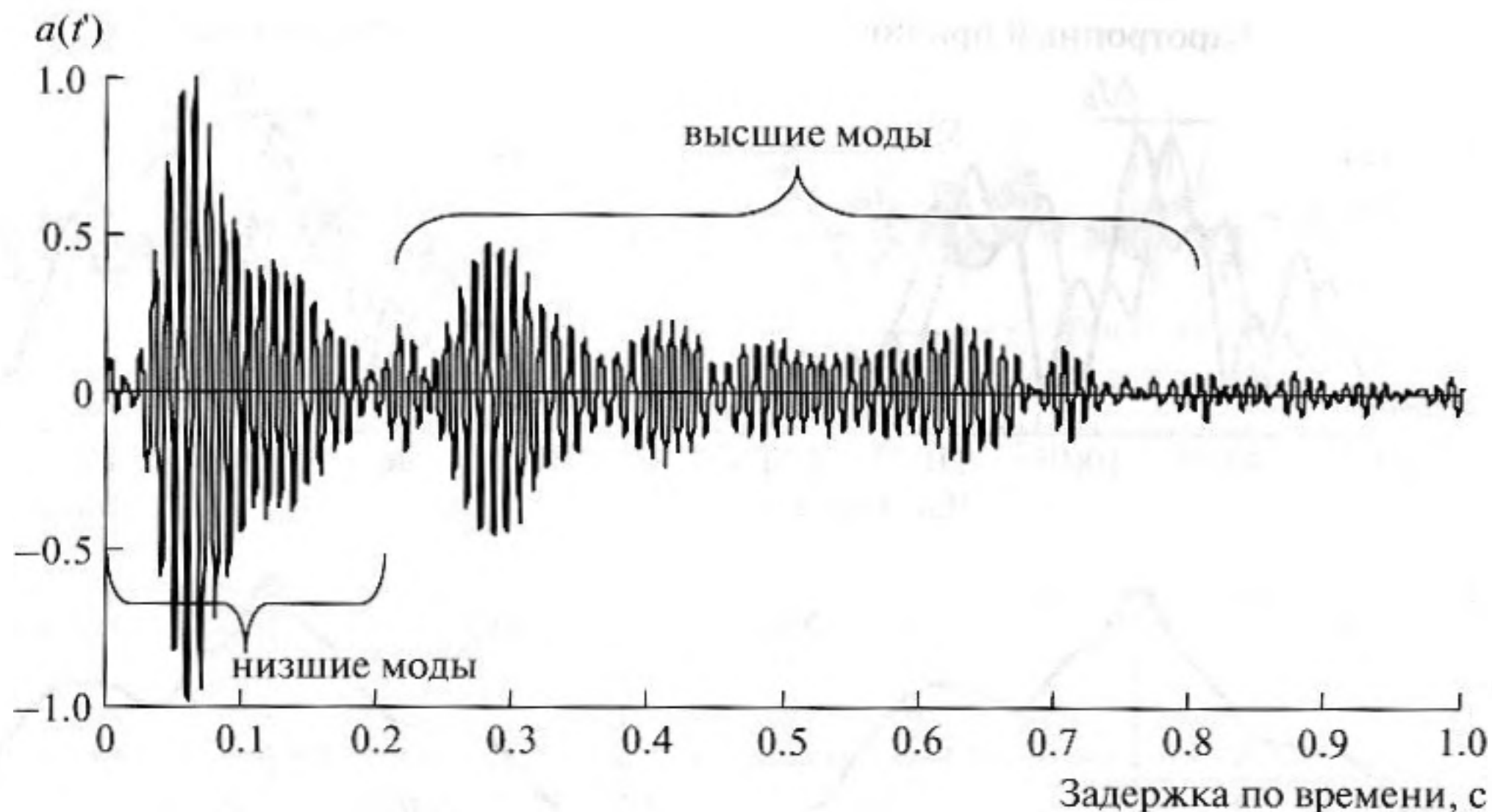


Рис. 9. Сигнал на выходе корреляционного приемника.

ВЫДЕЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ВОЛНОВодНЫХ МОД РАЗНЫХ ТИПОВ И АНАЛИЗ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Известно [9], что волноводные моды в мелком море можно выделять:

- по времени распространения акустических сигналов, отвечающим этим модам (дисперсия нормальных мод в волноводе);
- при пространственной обработке сигналов, принимаемых с помощью вертикальной антенны (в этом случае используется свойство ортогональности собственных функций $\psi_m(z)$).

Результат модовой селекции по времени распространения в эксперименте SW⁰⁶ приведен на рис. 9. Здесь показан сигнал $a(t')$, принятый на одиночный гидрофон SHRU#3 и прошедший корреляционный фильтр с передаточной характеристикой $S^*(\omega)$:

$$a(t') = \int S_t(\omega, r_0, \Lambda(t)) S^*(\omega) e^{i\omega t'} d\omega = \int \sum_m A_m \exp(i\xi_m(\omega, \Lambda(t)) r_0) S^2(\omega) e^{i\omega t'} d\omega. \quad (8)$$

Здесь и ранее под зависимостью от времени t понимается медленная зависимость, описывающая гидродинамические возмущения в мелком море. Под зависимостью от времени t' понимаются быстрые изменения акустического поля со временем. Предполагается, что за время распространения акустического сигнала на стационарной трассе параметры волновода не изменяются. Как видно на рисунке, полоса частот излучаемого в

эксперименте сигнала и дистанция между излучателем и приемным гидрофоном оказалась достаточной для выделения сигналов отдельных мод по времени распространения. Первые две моды являлись донными, третья и четвертая — донно-поверхностными. Обнуляя при обработке сигналы третьей и четвертой моды и вычисляя спектр полученного сигнала, удавалось получить интерференционную структуру в частотной области, соответствующую только донным модам. Аналогичным образом, исключая сигналы первых двух мод, получалась интерференционная структура донно-поверхностных мод. Экспериментальные зависимости от времени для интерференционных структур разного типа (спектрограммы) показаны на рис. 10.

Оценки частотных смещений интерференционных структур, приведенных на рис. 10, показали, что $s_{\Delta f}^{ex}$ заметным образом отличаются и составляют 4.1 и 1.5 Гц соответственно для донных и донно-поверхностных мод. Доверительные интервалы с вероятностью 90% для этих величин равны $3.83 < \sigma_{\Delta f_c}^{ex} < 4.55$ [Гц] и $1.38 < \sigma_{\Delta f_{\Delta h}}^{ex} < 1.64$ [Гц]. Эти оценки соответствуют и результатам численного моделирования для интерференционных структур различного типа³, где в качестве исходных данных были взяты $s_c^{ex} = 2.7$ м и $s_{\Delta h}^{ex} = 0.4$ м.

Численное моделирование показало также, что интерференционная структура, соответствующая донным модам, практически не реагирует

³ Здесь при моделировании в формуле (1) суммирование производилось только по однотипным модам: донным либо донно-поверхностным.

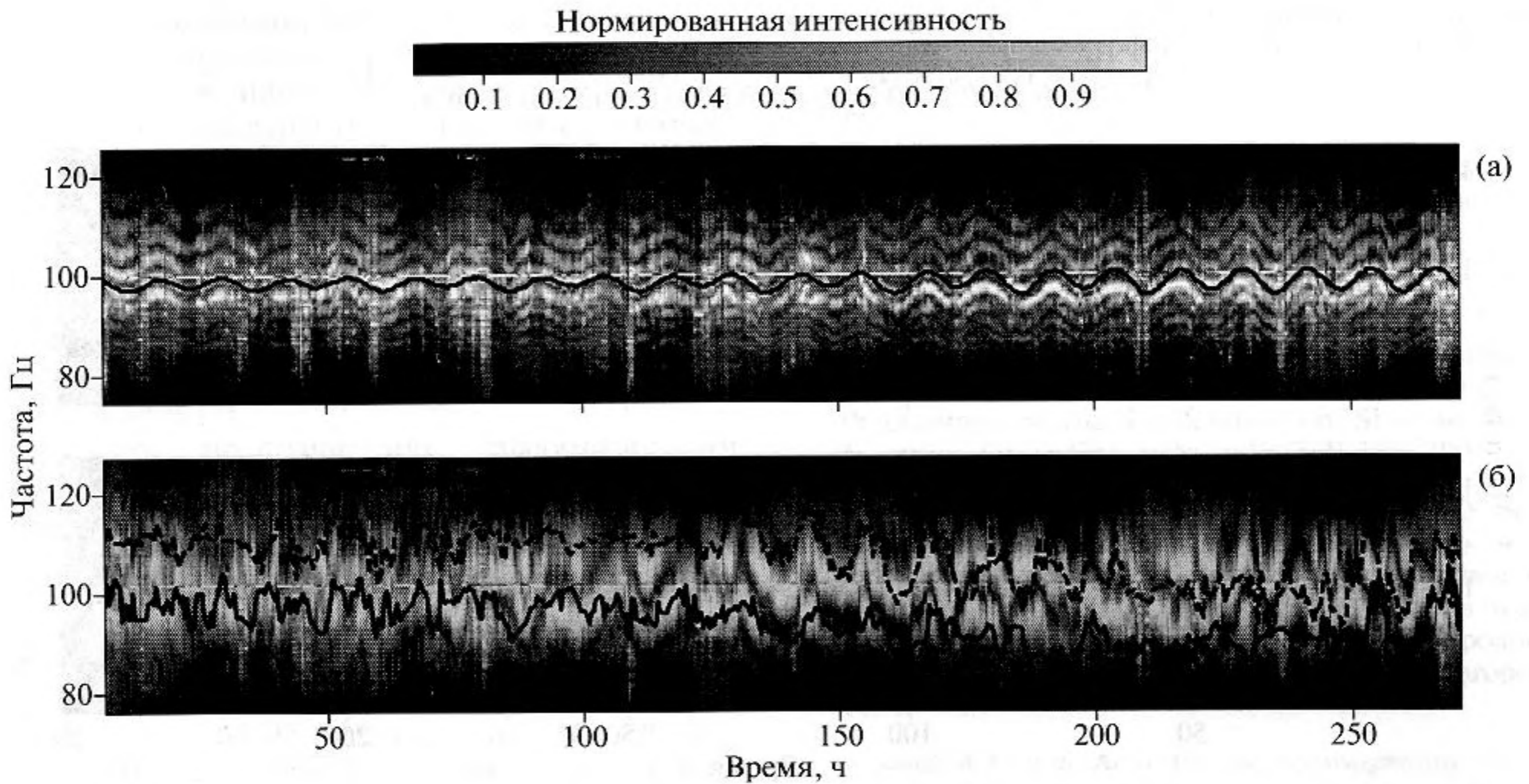


Рис. 10. (а) – спектрограмма принятого на SHRU#3 сигнала, сформированная только высшими (донно-поверхностными) модами, и частотные смещения, пересчитанные из вариаций глубины (сплошная черная линия); (б) – аналогичная спектрограмма, но уже сформированная только низшими (донными) модами, и частотные смещения, пересчитанные из колебаний термоклина, зарегистрированных на термисторе SW#08 (черная штриховая линия) и SW#32 (черная сплошная линия).

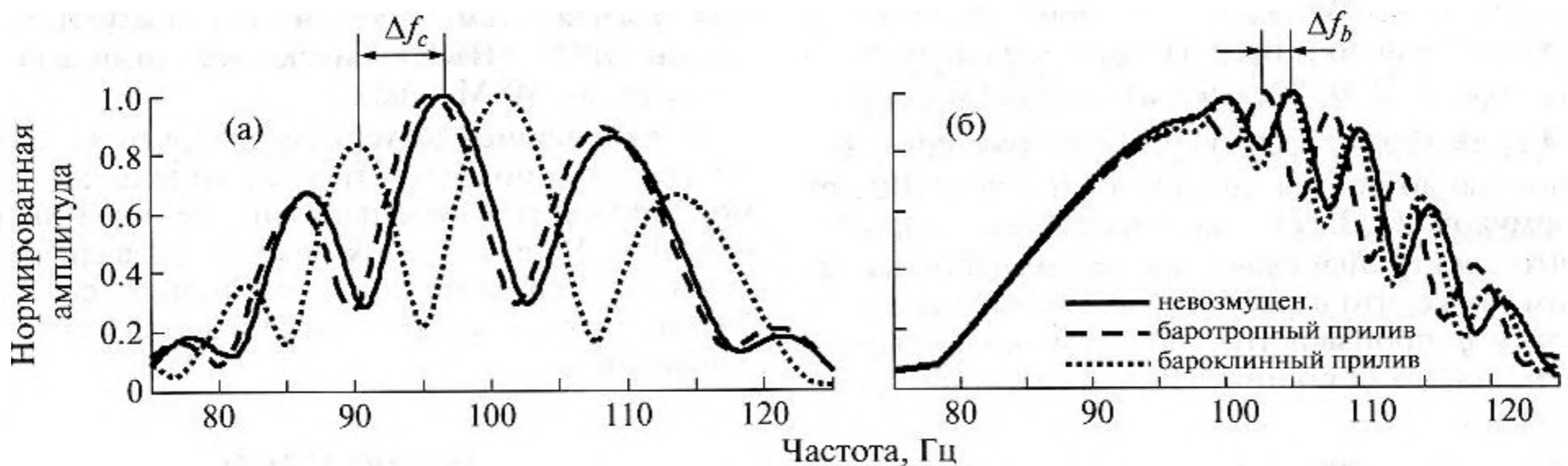


Рис. 11. (а) – модельные спектры сигнала низших (донных) мод; (б) – высших (донно-поверхностных) мод. Высота баротропного прилива равна 0.7 м, а бароклинного – 4 м.

на баротропный прилив, и, наоборот, аналогичная структура для донно-поверхностных мод не изменяется под действием внутренних волн (см. рис. 11). Заметим также, что $s_{\Delta f}^{ex}$ для донно-поверхностных мод близко к оценке частотных смещений, получаемых по формулам (4) и (5).

При пространственном выделении интерференционных структур донных и донно-поверхностных мод обработка принятых сигналов осуществлялась по следующему алгоритму:

$$D_i(\omega, r_0, \Lambda(t)) = \left| \sum_m \sum_j S_i^j(\omega, r_0, \Lambda(t)) \psi_m(z_j) \right| = \left| \sum_m \sum_j \sum_q A_q(z_j) \psi_m(z_j) \exp(i\xi_q(\omega, \Lambda(t))r_0) S(\omega) \right|, \quad (9)$$

$\psi_m(z_j)$ – расчетное значение собственной функции на глубине j -ого гидрофона приемной вертикальной антенны, $S_i^j(\omega, r_0, \Lambda(t))$ – спектр сигнала, принятого гидрофоном с номером j . Формула (9)

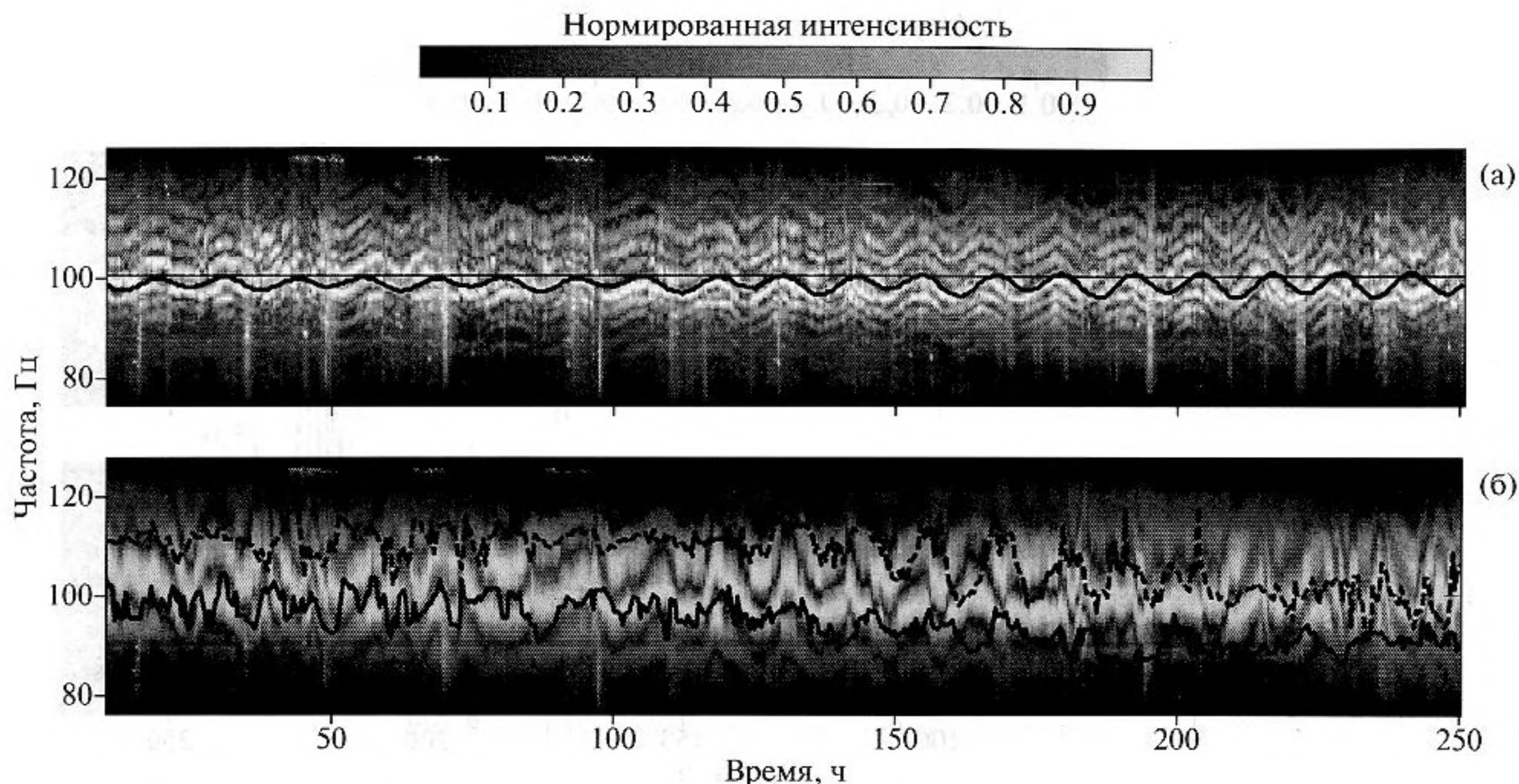


Рис. 12. (а) — спектрограмма принятого на антенну Shark сигнала, сформированная только высшими (донно-поверхностными) модами, и частотные смещения, пересчитанные из вариаций глубины (сплошная черная линия); (б) аналогичная спектрограмма, но уже сформированная только низшими (донными) модами, и частотные смещения, пересчитанные из колебаний термоклина, зарегистрированных на термисторе SW#08 (черная штриховая линия) и SW#32 (черная сплошная линия).

записана в приближении слабой зависимости собственных функций от частоты ω и параметров волновода Λ . В этом случае амплитуда моды равна: $A_q(z_j) = [\xi_q r_0]^{-1/2} \psi_q(z_s) \psi_q(z_j)$ и выражение (9) с точностью до постоянного множителя совпадает с формулой (1). Здесь, как и ранее, предполагается, что спектр $S(\omega)$ слабо зависит от частоты. Заметим также, что в формуле (9) суммирование по индексу q производится по всем волноводным модам, тогда как по индексу m — только по однотипным модам.

Экспериментальные временные зависимости $D_t(\omega, r_0, \Lambda(t))$ (спектрограммы) показаны на рис. 12. Как и следовало ожидать, эти зависимости близки к аналогичным зависимостям, полученным при временной обработке (см. рис. 10.) Близкими оказались и оценки частотных смещений, полученные при корреляционной обработке зависимостей $D_t(\omega, r_0, \Lambda(t))$. В частности, для спектрограмм, соответствующих донным модам $s_{\Delta f}^{\text{ex}} = 2.9$ Гц, а доверительный интервал для этой величины с вероятностью 90% равен $2.68 < \sigma_{\Delta f}^{\text{ex}} < 3.18$ [Гц]. Среднеквадратичное частотное смещение для донно-поверхностных мод равно $s_{\Delta f}^{\text{ex}} = 1.6$ Гц ($1.48 < \sigma_{\Delta f}^{\text{ex}} < 1.75$ [Гц]). Небольшое отличие между оценками для донных мод, полученными при временной и пространственной обработке, может

быть вызвано тем, что ориентация акустической трассы MSM-SHRU#3 несколько отличалась от ориентации MSM-Shark.

В заключение следует отметить, что выделение интерференционных структур отдельных групп мод приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. В связи с этим мы исследовали только ту часть экспериментальных данных, со 150 до 250 часов, где это отношение было достаточным для анализа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты показывают, что интерференционная структура низкочастотного звукового поля на морском шельфе в летний период времени испытывает заметные вариации в частотной области под действием приливных явлений. При этом максимальные значения частотных смещений наблюдаются у интерференционной структуры, сформированной донными модами. В частности, для Атлантического шельфа США в районе Нью-Джерси величина частотных смещений может достигать $\Delta f/f \approx 10^{-1}$ при относительном среднеквадратичном значении $s_{\Delta f}^{\text{ex}}/f \approx 1.9 \times 10^{-2}$.

В то же время, выделяя при обработке принимаемых сигналов интерференционную структуру из мод различного типа, оказывается возможным

сформировать указанную структуру чувствительную только к бароклинному приливу или только к баротропному приливу. Измеряя частотные смещения подобных структур, оказывается возможным осуществлять независимый акустический мониторинг этих двух приливных волн с разными физическими характеристиками. Заметим также, что указанный акустический мониторинг, по-видимому, более эффективен для одновременного анализа этих волн по сравнению с наблюдениями флуктуаций времен распространения акустических сигналов [4].

При этом, по сравнению с традиционными океанологическими методами контроля за приливными волнами с помощью термисторных цепочек и датчиков гидростатического давления, акустический мониторинг дает возможность оценить среднюю вдоль акустической трассы высоту прилива.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 08-02-00283_a и № 10-02-92005_ННС_a. Авторы благодарят всех участников эксперимента SW'06 за их усилия для успешного проведения этого комплексного крупномасштабного эксперимента в мелком море. Особая благодарность выражается Элен Ливингстон (Ellen Livingston) и Терри Палушкевич (Теггу Paluszkiwicz), менеджерам программы исследований в области акустики и физической океанографии Министерства морских исследований США, за их поддержку эксперимента SW'06.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грачёв Г.А. К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 67–71.
2. Кузькин В.М. Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 344–345.
3. 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. Am. 2007. V. 121. P. 2534–2541.
4. Demoulin X., Stephan Y., Jesus S., Ferreira Coelho E., Porter M.B. INTIMATE96: A shallow water tomography experiment devoted to the study of internal tides // Proceedings of the Conference on Shallow Water Acoustics. China Ocean Press. 1997. P. 485–490.
5. Журавлев В.А., Комаров А.Г., Шаркин Д.А. Усредненные спектры приливных вариаций низкочастотных тональных сигналов в многомодовых волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Реконструкция неоднородностей: Сб. научных трудов, ИПФ РАН. Н.-Новгород, 1994.
6. Newhall A.E. et al. Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 experiment / Woods Hole Oceanog. Inst. Tech. Rept. 2007.
7. Кузькин В.М., Луньков А.А., Пересёлков С.А. Корреляционный метод измерения частотных сдвигов максимумов звукового поля, вызванных возмущениями океанической среды // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 5. С. 655–661.
8. Луньков А.А., Петников В.Г. Влияние случайных гидродинамических неоднородностей на затухание низкочастотного звука в мелком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 3. С. 364–372.
9. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 197 с.