

ПРИМЕНЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ ОБРАЩЕННОГО ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФОНОВЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2007 г. В. М. Кузькин, С. А. Переселков*

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

119991 Москва, ул. Вавилова 38

E-mail: kuzkin@orc.ru

**Воронежский государственный университет*

394693 Воронеж, Университетская пл. 1

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 4.09.06 г.

В рамках численного эксперимента проанализированы возможности фокусировки обращенного волнового поля для восстановления частотного спектра вертикальных смещений слоев жидкости, основанного на регистрации частотных смещений максимума звукового поля в фокальном пятне. Управление фокусировкой поля реализуется изменением частоты излучения при неизменном распределении на апертуре антенны обращенного поля, сформированного в невозмущенном волноводе. Проведен сравнительный анализ полученных данных с аналогичными результатами в отсутствие фокусировки.

PACS: 43.30.Bp, 43.30.Dr

Несмотря на широкие исследования по изучению структуры поля фоновых внутренних волн (ФВВ) в мелком море, возможности их индикации дистанционными акустическими методами к настоящему времени изучены крайне слабо. В работе [1] изложены теоретические основы одного из таких методов, позволяющего по измерениям частотных смещений интерференционных максимумов звукового поля, вызванных изменчивостью водной среды, восстанавливать частотный спектр возмущения. В рамках модельного численного эксперимента плодотворность этого предложения, когда возмущением являются ФВВ, продемонстрирована в [2]. При этом наибольшая точность восстановления спектра колебаний слоев жидкости отмечается в случае, когда поле формируется совокупностью однотипных мод с близкими номерами, что предполагает использование вертикальных антенн, согласованных с модами одной из таких групп.

Реализация данного метода, получившего в работе [2] название свип-мониторинг (мониторинг качающейся частоты), может осложняться следующими моментами. Во-первых, в зависимости от условий приема моды, формирующие звуковое поле, могут быть расфазированы, что приводит к снижению контрастности интерференционной картины. При этом отдельные максимумы поля могут быть недостаточно выражены. В результате это может приводить к возрастанию ошибки в

индикации положения максимумов и, следовательно, к снижению точности восстановления спектра возмущения. Во-вторых, интерференционная картина различных групп мод неодинаково чувствительна по отношению к определенному виду возмущения. Поэтому амплитуды частотных смещений максимумов для разных групп мод могут заметно различаться между собой. Это накладывает разные требования к ширине полосы источника, если для диагностики используются разные группы мод. Далее, в-третьих, наличие в заданной полосе частот излучения большого числа интерференционных максимумов предполагает алгоритм отслеживания частотных сдвигов наблюдаемого максимума.

Для устранения этих трудностей перспективной может оказаться, например, применение систем, использующих фокусировку обращенного поля. Реализация обращения волнового фронта и возможности сканирования фокальным пятном путем изменения частоты излучения без изменения распределения обращенного поля на апертуре антенны (принцип интерференционного инварианта [3]) в натуральных условиях впервые успешно продемонстрированы в работах [4, 5]. В рамках численного моделирования вопросы управления локализованными полями обсуждались в [6, 7].

В данной работе рассматриваются возможности фокусировки для восстановления частотного спектра колебаний слоев жидкости. Параметры

волновода, характеристики поля ФВВ и расположение приемно-излучающей системы идентичны тем, что в работе [2]. Это позволяет провести сравнительный анализ данных моделирования с аналогичными результатами в отсутствие обращения волнового фронта.

Число случайных модельных реализаций возмущения $I = 10$, продолжительность $T = 24$ ч. Антенна состояла из 25 числа эквидистантно расположенных точечных источников с периодом 3 м, диапазон излучения (200–260) Гц. Нижний элемент находился на дне, а верхний – на свободной поверхности. Число распространяющихся мод равно 12. Номера (1–4) относятся к группе низших мод, лучи которых не касаются верхней границы, а номера (5–12) – к высшей группе, лучи которых отражаются от верхней границы.

Фокусировка поля обращенным волновым фронтом на опорной частоте излучения $f_0 = 230$ Гц в точке приема $Q_0(r_0, z_0)$, $r_0 = 20$ км, $z_0 = 60$ м, осуществлялась по алгоритму невозмущенной среды [6]. Рассматривалась локализация поля, образованного как совокупностью мод двух групп, так и модами разных групп. Фокусировку обращенного поля, формируемого модами с номерами (1–12), определим как фокусировку первого вида, фокусировку поля, согласованную с номерами мод (1–4) низшей группы – фокусировку второго вида, а фокусировку поля, согласованную с номерами мод (5–12) высшей группы – фокусировку третьего вида. В отсутствие фокусировки будем говорить как об интерференционной картине соответствующего вида. Далее нижние индексы “1, 2, 3” у рассматриваемых величин относятся соответственно к обозначенным видам интерференционных картин, формируемых модами определенного типа. В присутствии возмущения фокусировка поля в точку наблюдения проводилась изменением опорной частоты излучения при неизменном распределении обращенного поля на апертуре, сформированного в невозмущенном волноводе. На частоте перестройки f достигался максимум поля.

Обозначим через $\Omega(t)$ случайный процесс девиации частоты фокального пятна. Другими словами, частота Ω равна частоте f , на значение которой в момент времени t приходится максимум поля, $\max[u(f, t)] = u[\Omega(t)]$. В отсутствие возмущения $\overline{\Omega(t)} = f_0$. При возмущении в окрестности частоты f_0 с интервалом дискретизации 0.5 Гц определялась i -я случайная реализация флуктуаций $\tilde{\Omega}_i(t)$ процесса $\tilde{\Omega}(t) = \Omega(t) - \overline{\Omega(t)}$. Для реализации $\tilde{\Omega}_i(t)$ вычислялась периодограмма $S_{\tilde{\Omega}}^{(i)}(f) = (1/2\pi T) \left| \int_0^T \tilde{\Omega}_i(t) \exp(-i2\pi ft) dt \right|^2$. Спектр $b_{\tilde{\Omega}}(f)$ флуктуаций частоты $\tilde{\Omega}(t)$ находился осреднением

периодограмм по ансамблю реализаций, $b_{\tilde{\Omega}}(f) = (1/I) \sum_{i=1}^I S_{\tilde{\Omega}}^{(i)}(f)$. Восстановленный спектр колебаний слоев жидкости $b_{\zeta}(f, z_0)$ вычислялся как

$$b_{\zeta}(f, z_0) = \kappa^2(f_0, z_0) b_{\tilde{\Omega}}(f), \quad (1)$$

где множитель κ^2 определяется модовым составом принимаемого поля и распределением частоты плавучести по глубине [2]. Величина $\kappa^2(z_0, f_0) = \sigma_{\zeta}^2(z_0)/\sigma_{\tilde{\Omega}}^2$, где $\sigma_{\zeta}^2(z_0)$ и $\sigma_{\tilde{\Omega}}^2$ – дисперсии случайных процессов $\zeta(z_0, t)$ и $\tilde{\Omega}(t)$. Коэффициент κ^{-1} характеризует величину частотного сдвига Δf максимума поля, вызванного смещениями слоев жидкости $\Delta\zeta$, $\kappa^{-1} \approx \Delta f/\Delta\zeta$. Соотношение (1) предполагает статистическую связь между случайными процессами $\zeta(z_0, t)$, $\tilde{\Omega}(t)$, согласно которой коэффициент взаимной корреляции $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(z_0, \tau)$ этих процессов равен коэффициентам корреляции самих процессов, т.е. $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(z_0, \tau) = K_{\zeta}(z_0, \tau) = K_{\tilde{\Omega}}(\tau)$. Далее аргумент z_0 у соответствующих величин опускается.

Результаты численного моделирования приведены на рис. 1–5. Рис. 1, 2, 4 выполнены для одной и той же случайной реализации поля ФВВ. С целью уменьшения ошибки рассогласования, вызванной конечным объемом выборки, модельный спектр колебания $\zeta(t)$, как и в [2], вычислялся осреднением периодограмм возмущения по ансамблю случайных реализаций.

Рис. 1 демонстрирует поведение нормированной амплитуды поля $|\hat{u}(f)|$ в зависимости от частоты f при различных видах фокусировки. При фокусировке групп однотипных мод (рис. 1, б, в) имеет место периодичность фокальных пятен, проявляющаяся в чередовании экстремумов функции $|\hat{u}(f)|$. Для фокусировки 2-го вида частотный период оценивается как $\Delta f_2 \approx 35.3$ Гц, а для фокусировки 3-го вида – $\Delta f_3 \approx 4.7$ Гц. Эта особенность объясняется эффектом локализации интерференционных полос [7], и уменьшением значения интерференционного инварианта с увеличением номеров мод, формирующих поле [8]. Сравнение с невозмущенным волноводом показывает, что возмущение среды не приводит к частотным смещениям интерференционной картины, формируемой модами высшей группы (рис. 1, в), а лишь видоизменяет ее из-за вариаций амплитуды и фазы поля. Однако перемещения по частоте фокального пятна хорошо выражено при фокусировке мод низшей группы (рис. 1, б). Такое поведение вызвано совместным действием обращенного поля, компенсирующего влияние случайных неоднородностей среды, и малой чув-

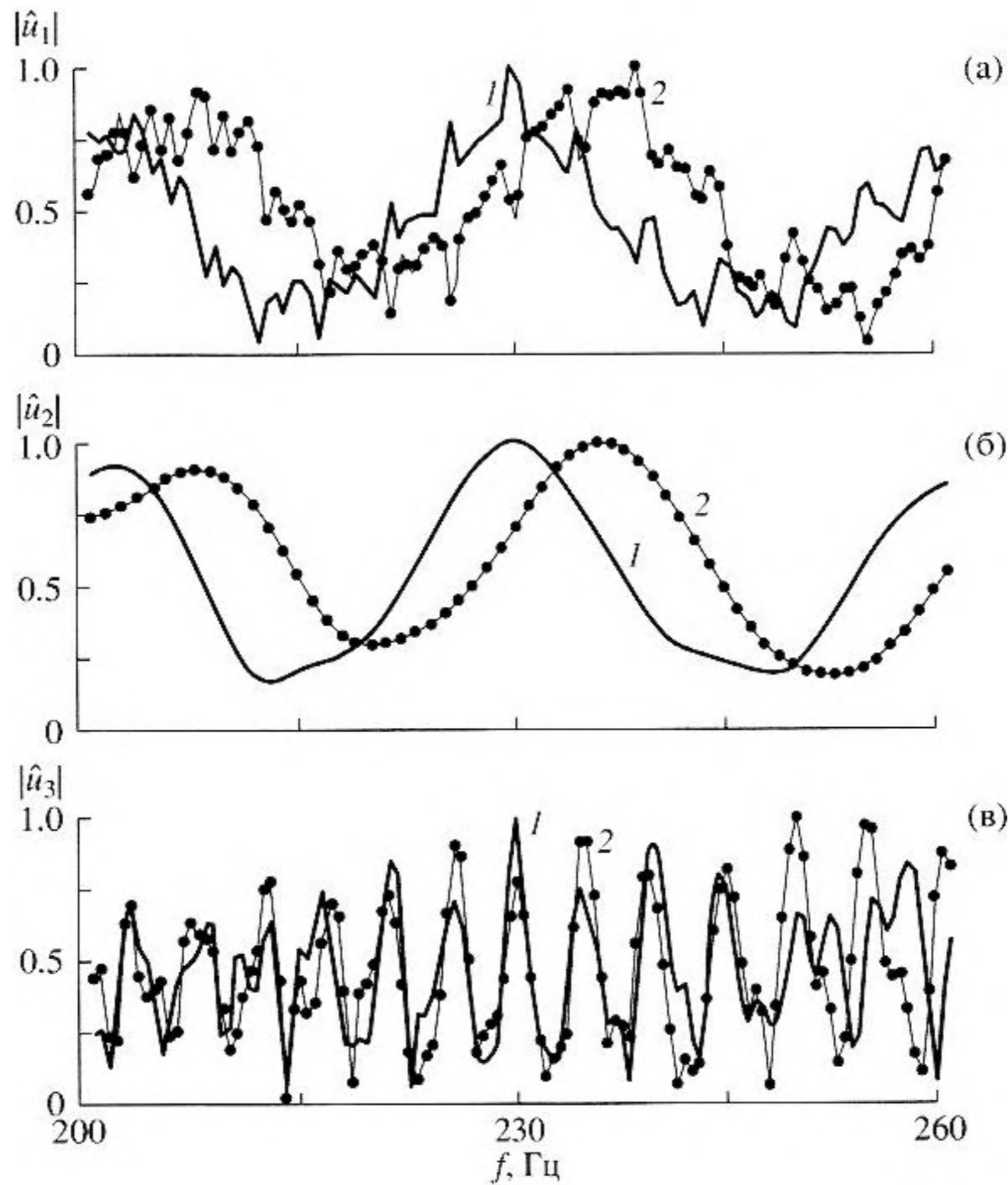


Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды $|\hat{u}|$ обращенного поля от частоты f : а) $|\hat{u}_1(f)|$ – фокусировка 1-го вида; б) $|\hat{u}_2(f)|$ – фокусировка 2-го вида; в) $|\hat{u}_3(f)|$ – фокусировка 3-го вида. 1 (сплошная линия) – невозмущенная среда; 2 (точки) – при наличии возмущения.

ствительностью мод высшей группы по отношению к возмущению. Наложение полей, создаваемых разными группами мод (рис. 1, а), приводит к интерференционной картине, в которой наименьший период осцилляций определяется полем мод высшей группы, а наивысший – полем мод низшей группы. Полученную картину можно рассматривать как результат амплитудной модуляции поля мод высшей группы полем мод низшей группы. Из-за синфазности мод различных групп, фазовые и групповые скорости которых заметно различаются, их поля мало влияют друг на друга. Это приводит к тому, что в присутствии возмущения частотный сдвиг основного максимума поля, формируемого всеми распространяющимися модами, определяется частотным смещением поля мод низшей группы на фоне частотных флуктуаций, определяемых модами высшей группы. Эти флуктуации можно рассматривать как шумовой фон, снижающий точность определения частотных смещений максимума поля фокального пятна. Поэтому при фокусировках первого и второго

видов интенсивность флуктуаций частоты $\tilde{\Omega}(t)$ следует ожидать примерно одинаковой. В отсутствие фокусировки обращенного поля наименьший частотный период изменчивости интерференционной картины, формируемой модами двух групп, оценивается как $\Delta f_1 \approx 2.0$ Гц [2].

Отмеченные выше особенности влияния обращенного поля, формируемого модами разных групп, на смещения максимума в фокальном пятне по частоте, поясняет рис. 2, на котором приведена случайная реализация колебаний $\zeta(t)$ слоев жидкости (а) и рассчитанные для этой реализации частотные смещения $\Omega_{1,2}(t)$ (б), соответствующие фокусировкам 1-го и 2-го видов. Частотные смещения, обусловленные фокусировкой 3-го вида крайне малы, и в силу этого не отражены. Случайный процесс $\zeta(t)$ носит квазипериодический характер и обладает двумя отчетливо выраженными масштабами изменения – $\vartheta_1 \sim 20$ мин и $\vartheta_2 \sim 15$ ч. Быстрым и слабым флуктуациям отвечает время корреляции ϑ_1 , а медленным, но сильным

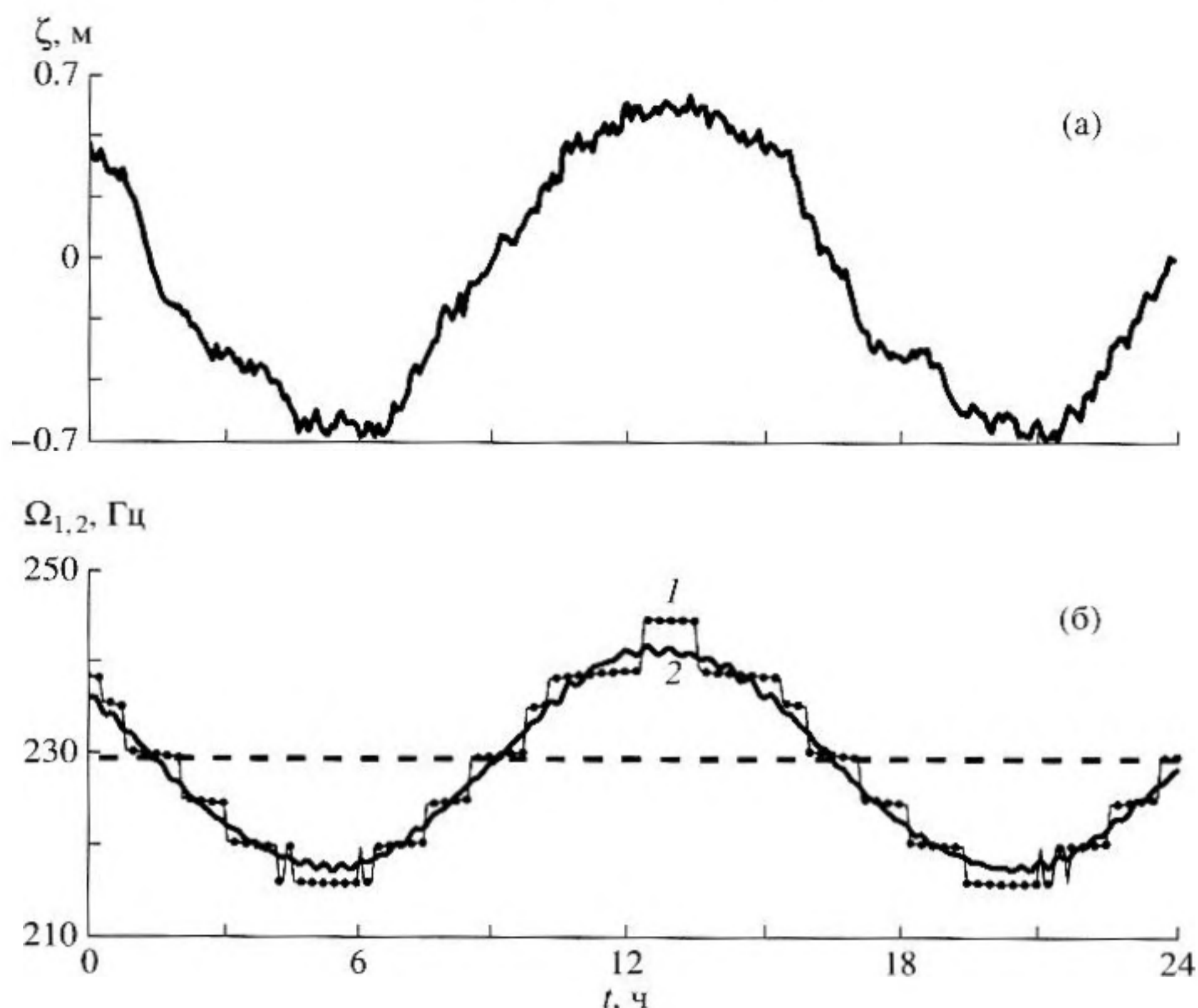


Рис. 2. Зависимость вертикальных колебаний слоев жидкости ζ (а) и частотных смещений $\Omega_{1,2}$ (б) интерференционной картины от времени t . 1 (точки) – фокусировка 1-го вида, $\Omega_1(t)$; 2 (сплошная линия) – фокусировка 2-го вида, $\Omega_2(t)$. Пунктир – опорная частота фокусировки f_0 в невозмущенной среде.

изменениям – время корреляции ϑ_2 . Амплитуда колебаний $\Delta\zeta \approx 0.63$ м. Как и ожидалось, частотные смещения $\Omega_1(t)$ и $\Omega_2(t)$ близки между собой и синфазны с колебанием $\zeta(t)$. Амплитуда частотного сдвига $\Delta\Omega_{1,2} \approx 12.4$ Гц. В результате для множителя k получаем оценку $k \approx 0.051$ м · с. Зависимости $\Omega_{1,2}(t)$, если отвлечься от скачков $\Omega_1(t)$, по сравнению с $\zeta(t)$ имеют плавный характер. Это объясняется тем, что перемещения фокального пятна по частоте не отслеживают мелкомасштабные колебания $\zeta(t)$. В этом случае, очевидно, в об-

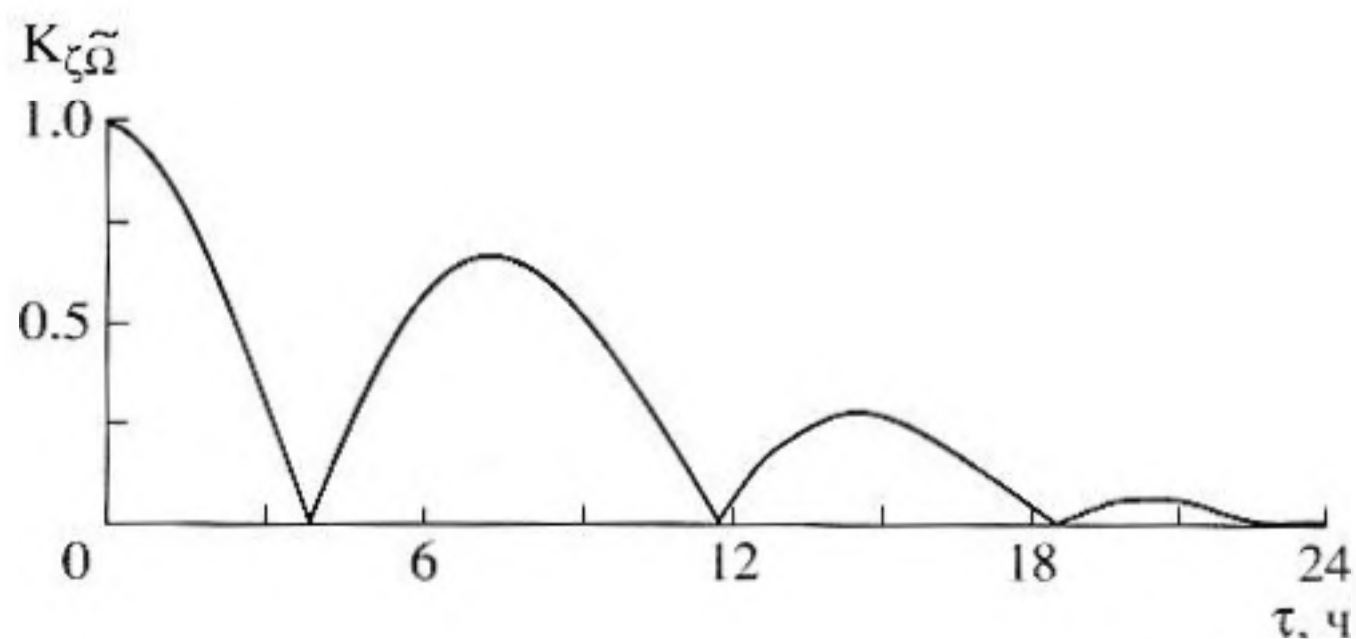


Рис. 3. Коэффициент взаимной корреляции $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(\tau)$ случайных процессов $\zeta(t)$ и $\tilde{\Omega}(t)$.

ласти высоких частот следует ожидать увеличения ошибки в восстановлении модельного спектра колебания. Скачки девиации частоты $\tilde{\Omega}_1(t)$ обусловлены модуляцией $|\hat{u}_3(f)|$ (рис. 1, в) плавной зависимостью $|\hat{u}_2(f)|$. При частотном смещении амплитуда поля $|\hat{u}_2(f)|$ как бы “поднимает-опускает” разные максимумы амплитуды поля $|\hat{u}_3(f)|$, которые сами не перемещаются по частоте. Поэтому при индикации положения максимума поля $|\hat{u}_1(f)|$ фиксируются скачки с “опускающегося” максимума $|\hat{u}_3(f)|$ на “поднимающийся” максимум того же поля. В отсутствии фокусировки амплитуды частотных смещений $\Delta\Omega_{1,2}$ интерференционной картины, формируемой модами с номерами (1–12) и (1–4) оцениваются как $\Delta\Omega_1 \approx 1.9$ Гц и $\Delta\Omega_2 \approx 13.8$ Гц [2], т.е. различаются примерно на порядок. Указанное различие обусловлено слабой степенью когерентности звуковых полей, формируемых модами разных групп.

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента взаимной корреляции $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(\tau) = \psi_{\zeta\tilde{\Omega}}(\tau)/\sigma_\zeta\sigma_{\tilde{\Omega}}$ от временного сдвига τ , где

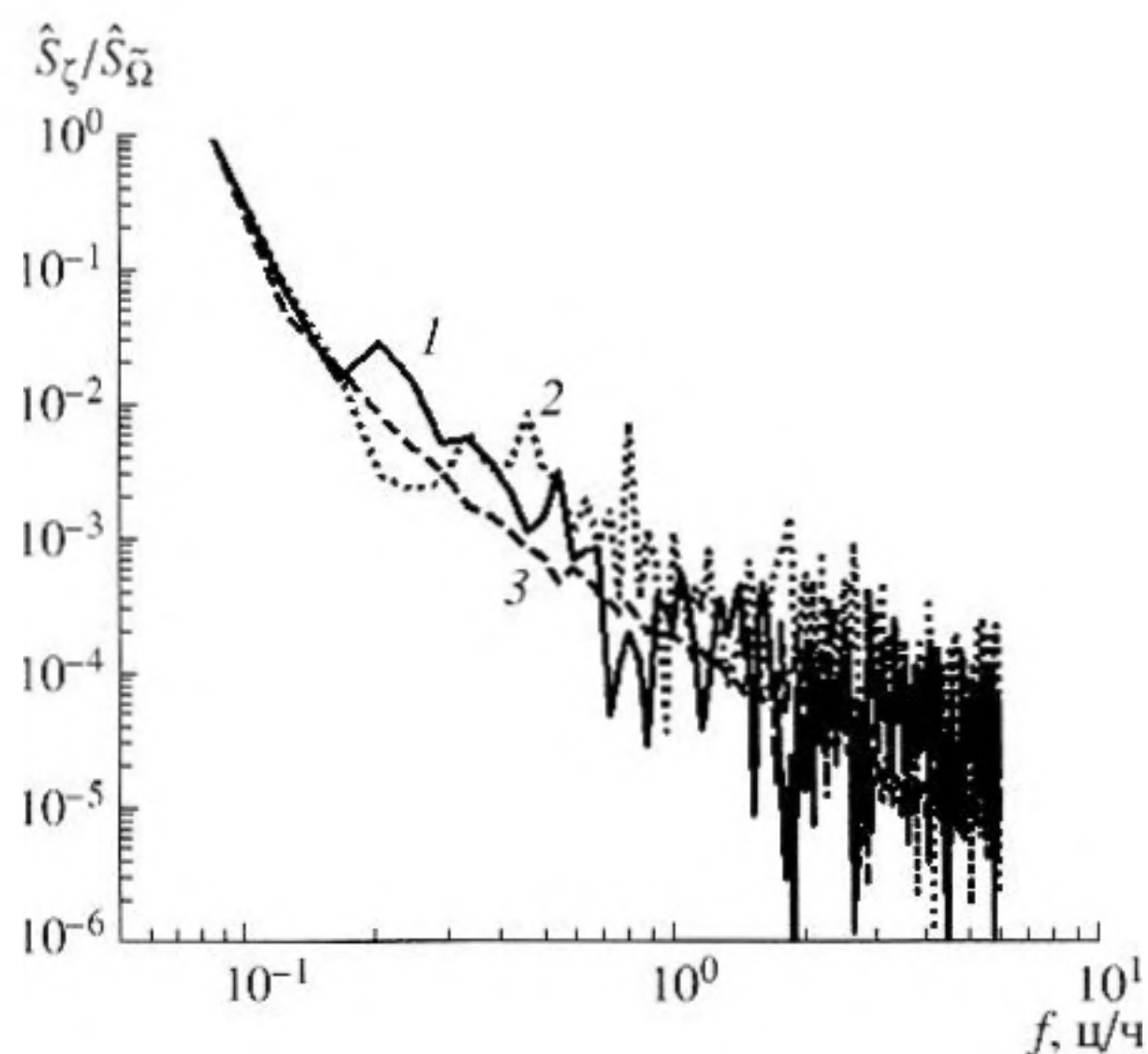


Рис. 4. Нормированные периодограммы: $\hat{S}_\zeta(f)$ – кривая 1 (сплошная линия); $\hat{S}_{\tilde{\Omega}_1}(f)$ – кривая 2 (пунктир), фокусировка 1-го вида; $\hat{S}_{\tilde{\Omega}_2}(f)$ – кривая 3 (точки), фокусировка 2-го вида.

$$\Psi_{\zeta\tilde{\Omega}}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \zeta(t) \tilde{\Omega}(t + \tau) dt$$

– функция взаимной корреляции в предположении эргодичности случайных процессов $\zeta(t)$ и $\tilde{\Omega}(t)$. Численные расчеты свидетельствуют, что между зависимостями $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(\tau)$, $K_\zeta(\tau)$ и $K_{\tilde{\Omega}}(\tau)$ имеет место хорошее согласие, так что графики этих функций сливаются. Коэффициент взаимной корреляции имеет осциллирующий характер, обусловленный интерференцией разных мод. Время корреляции на уровне 0.5 от максимального значения $K_{\zeta\tilde{\Omega}}(0)$ составляет $\tau_c \approx 4.7$ час. Вычисления дают следующие значения для дисперсии: $\sigma_\zeta^2 \approx 0.17 \text{ м}^2$, $\sigma_{\tilde{\Omega}_1}^2 \approx 75.4 \text{ Гц}^2$ и $\sigma_{\tilde{\Omega}_2}^2 \approx 63.2 \text{ Гц}^2$. В результате для множителя k получаем оценки $k_1 \approx 0.047 \text{ м} \cdot \text{с}$ и $k_2 \approx 0.052 \text{ м} \cdot \text{с}$, с которыми неплохо согласуется значение $k \approx 0.051 \text{ м} \cdot \text{с}$, полученное по данным случайной единичной реализации.

Нормированные периодограммы случайных процессов $\zeta(t)$ и $\tilde{\Omega}_{1,2}(t)$, т.е. $\hat{S}_\zeta(f)$ и $\hat{S}_{\tilde{\Omega}_{1,2}}(f)$, представлены на рис. 4. Имеют место заметные расхождения между ними, обусловленные случайным характером периодограмм. Обращает на себя внимание плавный характер кривой $\hat{S}_{\tilde{\Omega}_2}(f)$ по сравнению с $\hat{S}_{\tilde{\Omega}_1}(f)$. Эта особенность объясняется уменьшением числа конструктивно интерфе-

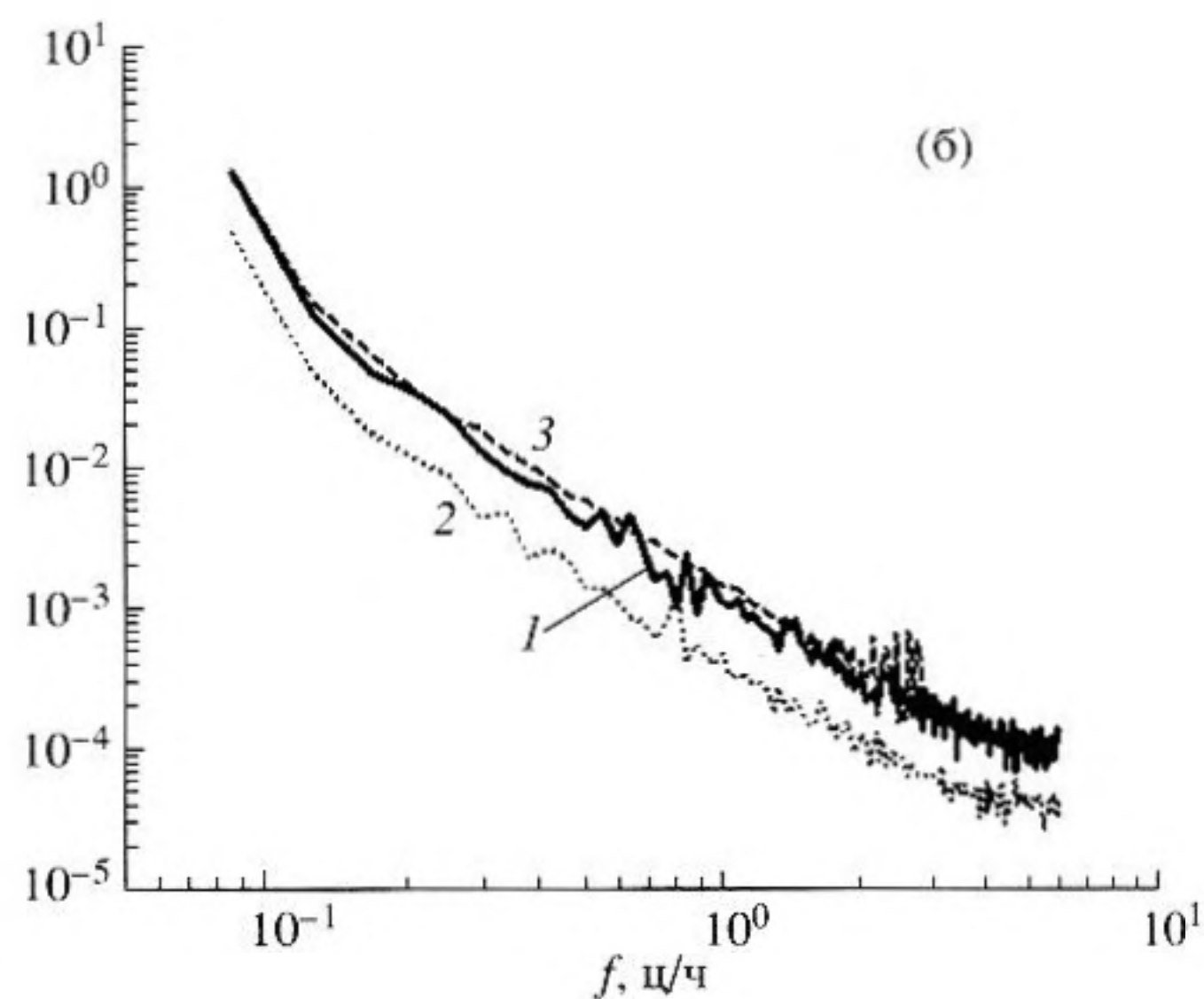
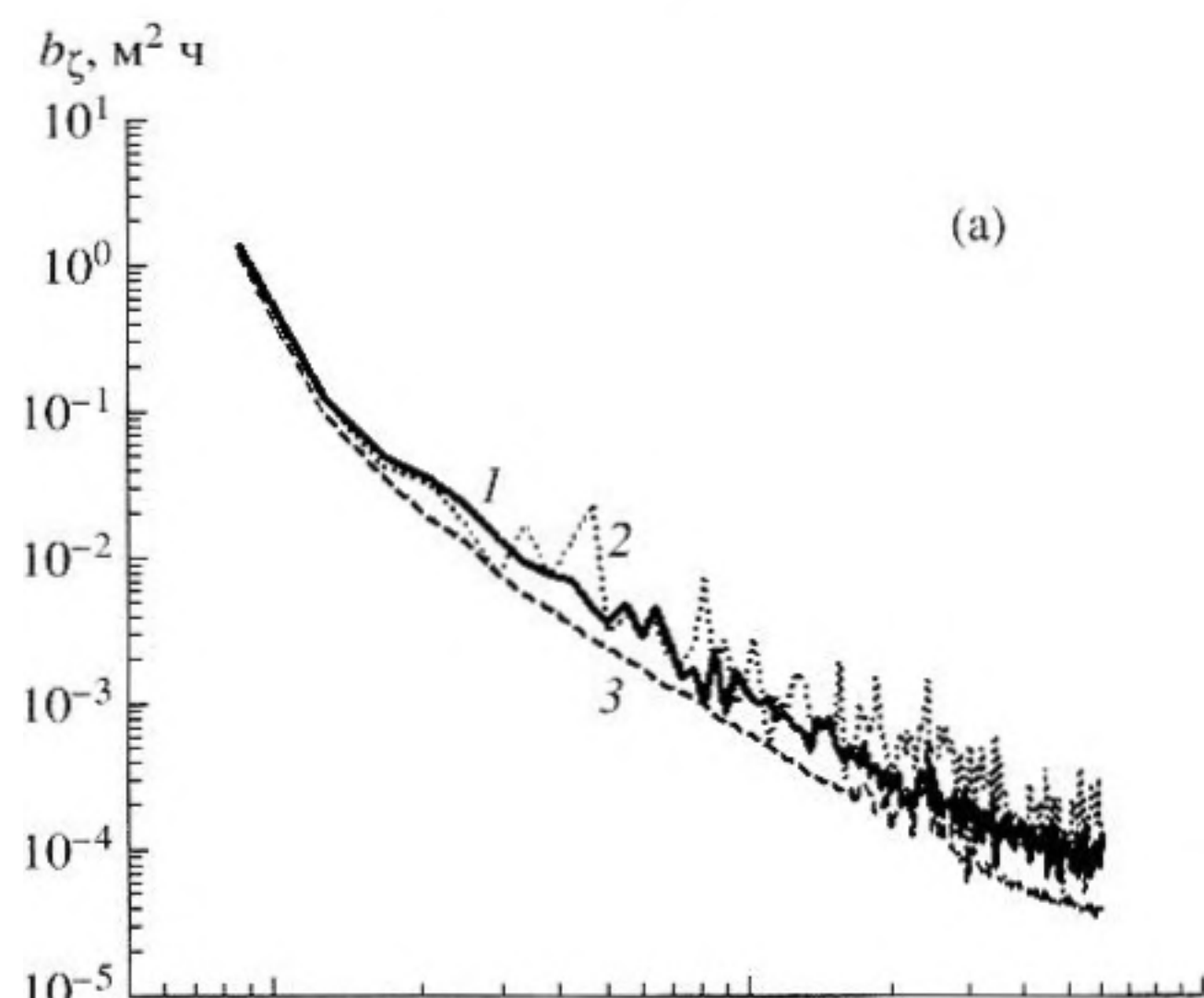


Рис. 5. Спектры вертикальных смещений слоев жидкости $b_\zeta(f)$: а) при использовании фокусировки; б) в отсутствие фокусировки [2]. Кривая 1 (сплошная линия) – модельный спектр; кривые 2, 3 – восстановленные спектры. Кривая 2 (точки) – поле, сформированное модами двух групп; кривая 3 (пунктир) – поле, сформированное модами нижней группы.

рирующих мод, что приводит к уменьшению интенсивности флуктуаций фазы звукового поля. Аналогичная особенность имеет место и в отсутствие обращения волнового поля [2].

На рис. 5 приведены модельный (кривая 1) и восстановленный (кривые 2, 3) спектры колебаний $\zeta(t)$ слоев жидкости. Спектры восстановлены по данным измерений спектра флуктуаций частоты $\tilde{\Omega}_{1,2}(t)$. Кривые 2 и 3 соответствуют интерференционным картинам, формируемым модами двух групп и модами нижней группы. Кривые рис. 5, а) получены при использовании фокусировки обращенным волновым полем. Для сравне-

ния на рис. 5, б) показаны кривые в отсутствие фокусировки. При обращении волнового фронта зависимость (1) вычислялась с использованием аналитической оценки множителя $k = 0.053$ м с, отвечающей модам низшей группы [2]. Такой выбор вызван тем, что амплитуда частотных смещений интерференционной картины слабо зависит от вида фокусировки, так как определяется полем низших мод. Данная оценка весьма близка к значениям k , определяемым по результатам численного моделирования. Расхождение между кривыми 1 и 2, 3 не превышает 3.0 дБ (рис. 5, а). В отсутствие фокусировки для интерференционной картины первого и второго видов $k = 0.053$ м с и 0.23 м с соответственно [2]. Указанное различие объясняется разной чувствительностью дисперсионной характеристики мод низшей и высшей групп по отношению к возмущению. Смещение между кривыми 1 и 2 составляет примерно 4.0 дБ, а смещение между кривыми 1 и 3 – примерно 1.5 дБ (рис. 5, б). Отметим, что расхождение между кривыми на 4.0 дБ связано с нарушением линейного приближения вычисления множителя k в рассматриваемой ситуации [2]. Повышение точности восстановления спектра возмущения (в пределах 1.5 дБ) объясняется, по-видимому, ухудшением точности индикации положения максимума. Это можно пояснить следующим образом. В качестве меры ошибки в регистрации положения максимума примем отношение γ ширины его полосы к амплитуде частотного сдвига. Очевидно, с уменьшением значения γ точность индикации частоты, на которую приходится максимум, возрастает. По данным моделирования при фокусировке и в ее отсутствие отношение оценивается как $\gamma \approx 1.09$ и 0.55.

Таким образом, сравнительный анализ полученных данных с аналогичными результатами в отсутствие фокусировки показывает, что обращение волнового фронта позволяет упростить

регистрацию частотных смещений максимума поля, обеспечивает устойчивость вычисления множителя k по отношению к модовому составу звукового поля, однако, точность восстановления частотного спектра ФВВ при этом незначительно снижается.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Когерентные акустические поля и сигналы” и при поддержке грантом Научной школы НШ-8108.2006.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузькин В.М. Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263.
2. Кузькин В.М., Переселков С.А. Акустический свип-мониторинг фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 4. С. 557–564.
3. 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.
4. Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C., Akal T., Ferla C., Jackson D.R. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 25–40.
5. Song H.C., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S. A time-reversal mirror with variable range focusing // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 6. P. 3234–3240.
6. Григорьев В.А., Кузькин В.М. Управление фокусировкой поля в многомодовых плоскостных волноводах // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 3. С. 352–359.
7. Кузькин В.М., Переселков С.А. Об эффективности фокусировки звукового поля в океаническом волноводе в присутствии фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 5. С. 693–701.
8. Кузькин В.М., Переселков С.А. Влияние фоновых внутренних волн на интерференционную структуру звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 103–112.

Application of Time-Reversed Wave Field Focusing to Reconstructing the Frequency Spectrum of Background Internal Waves

V. M. Kuz'kin^a and S. A. Pereselkov^b

^a Wave Research Center, Prokhorov Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia

e-mail: kuzkin@orc.ru

^b Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394693 Russia

e-mail: pereselkov@yandex.ru

Abstract—A numerical experiment is used to analyze the possibility of focusing the time-reversed wave field for reconstructing the frequency spectrum of the vertical displacements of water layers by measuring the frequency shifts of the sound field maximum at the focal spot. The focusing of the field is controlled by varying the transmitted frequency at a fixed distribution of the reversed field, which is formed in the unperturbed waveguide, over the array aperture. The data of computations are compared with those obtained without focusing.