АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2010, том 56, № 4, с. 505–515

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 591.463.21

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2010 г. В. М. Кузькин, С. А. Пересёлков*

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН
119991 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: kumiov@yandex.ru
**Воронежский государственный университет*
394693 Воронеж, Университетская пл. 1
E-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 8.09.09 г.

Рассмотрена эффективность применения корреляционного метода для измерения частотных смещений максимумов интерференционной структуры звукового поля, вызванных возмущением профиля скорости звука. Он основан на отслеживании перемещения в частотной области максимума взаимокорреляционной функции спектров сигналов источника. Моделью возмущения являются сезонные изменения гидрологии. Проанализирована помехоустойчивость метода. Проведен сравнительный анализ корреляционного метода с другими известными способами индикации частотных смещений интерференционных максимумов.

ВВЕДЕНИЕ

Волновые поля в океанических волноводах характеризуются весьма сложной интерференционной картиной, тонкая структура которой, как правило, не может быть успешно предсказана. Однако, как свидетельствуют экспериментальные и теоретические исследования, в интерференционной структуре звукового поля могут быть выделены устойчивые особенности, определяемые дисперсионными характеристиками волновода, которые могут быть успешно прогнозируемы. Среди них наибольший интерес представляет поведение частотных смещений максимумов поля, обусловленных изменениями условий распространения. Пространственно-частотное или временно-частотное распределения максимумов отражают глобальные структурные особенности в конфигурации полей. Поэтому изучение их перемещений, вызванных вариациями параметров интерференционной картины, представляет собой весьма интересную и многообещающую проблему, которая открывает качественно новые возможности для широкого круга применений. Одним из таких перспективных направлений в исследовании тонкой пространственно-частотной интерференционной картины является изучение поведения интерференционного инварианта [1–4], описывающего частотные смещения максимумов волнового поля при изменении горизонтального расстояния между источником и приемником. Новые диагностические возможности обнаруживает и метод мониторинга (свип-мониторинг), основанный на регистрации частотных сдвигов максимумов интерференционной структуры поля, вызванных океаническими неоднородностями [5–10]. Плодотворность такого подхода к решению обратной задачи подтверждена данными натурных экспериментов [11, 12] и результатами компьютерного моделирования [13–17]. Таким образом, изучение частотных смещений интерференционных максимумов является актуальным для различных областей акустики океана.

В настоящее время для измерений частотных сдвигов максимумов поля, обусловленных возмущением океанической среды, известны два прямых метода. В первом из них в заданной полосе частот отслеживаются частотные смещения выбранного локального максимума поля, формируемого источником [11–13, 15, 16]. В силу большого числа локальных максимумов, амплитуда которых меняется под действием возмущения, изменяется форма спектра сигнала, что затрудняет идентификацию выбранного максимума. Поэтому данный способ имеет ограниченное применение в натурном эксперименте и практически неприменим, если возмущение среды вызвано случайными неоднородностями. Во втором методе используется спектр сигнала, формируемый протяженной вертикальной антенной с использованием обращения волнового фронта [18]. Для заданной гидрологии на апертуре задается опор-

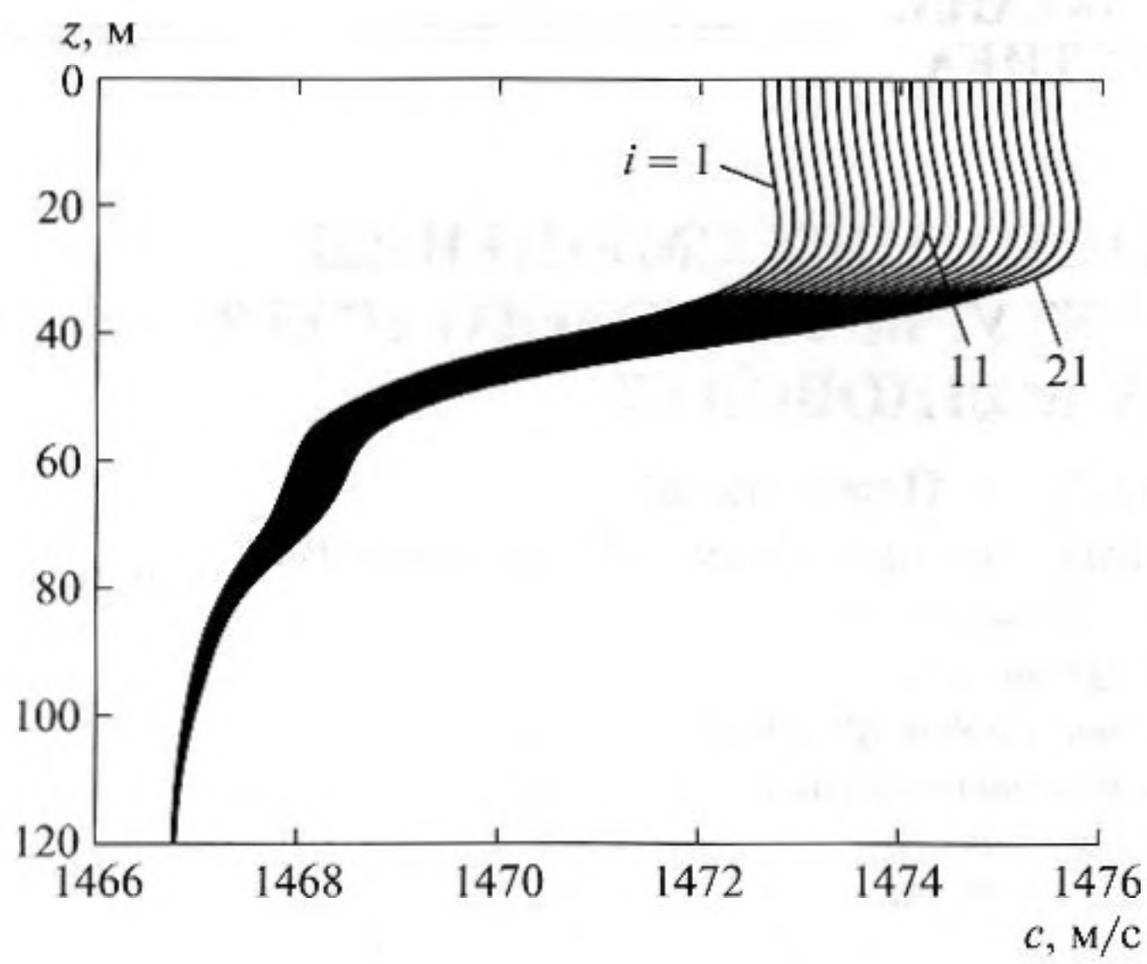

Рис. 1. Профили скорости звука $c_i(z)$, $i = \overline{1, I}$; $I = 21$. Номер $i = 1$ соответствует опорному распределению скорости звука по глубине z, использованному при фокусировке обращенного поля на реперной частоте.

ное распределение поля, которое на реперной частоте излучения осуществляет фокусировку обращенного волнового поля в точку приема. Для сформированного таким образом опорного распределения обращенного поля в некоторой полосе частот излучается спектр сигнала заданной формы. На реперной частоте такой спектр локализованного поля (фокального пятна) имеет основной максимум. Под действием возмущения среды происходит частотный сдвиг интерференционный картины фокального пятна, который определяется как сдвиг основного максимума [14, 15, 17]. С течением времени возмущение среды размывает фокальное пятно из-за накапливающейся расфазировки мод, что приводит к его разрушению. Поэтому регистрация частотных сдвигов максимумов волнового поля данным методом имеет принципиальные ограничения, обусловленные характером океанической неоднородности. Проведение фокусировки обращенного волнового поля связано с использованием длинных (как правило, перекрывающих подводный звуковой канал) антенн и необходимостью точного позиционирования их источников. В совокупности это также приводит к ограничению использования фокусировки поля для регистрации частотных смещений максимума (амплитуды) спектра фокального пятна в натурном эксперименте. Таким образом, прямые методы, по существу, могут служить лишь для демонстрации работоспособности свип-мониторинга при численном моделировании и мало пригодны в условиях натурного эксперимента. Из вышесказанного следует, что разработка действенных методов по измерению частотных сдвигов максимумов поля является актуальной задачей.

В данной работе рассматривается корреляционный метод индикации частотных сдвигов максимумов интерференционной картины, основанный на взаимокорреляционной обработке сдвинутых по частоте спектров сигналов, вызванных возмущением среды. Частотный сдвиг отслеживается по перемещению в частотной области максимума взаимокорреляционной функции. Моделью возмущения водной среды являются сезонные изменения гидрологии мелкого моря. Анализируется устойчивость метода по отношению к мешающему влиянию шума моря. Проводится сравнительный анализ предложенного метода с прямыми методами, описанными выше.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается модель мелкого моря, характерная для весенне-летнего сезона. Волновод глубиной $H = 120$ м вдоль акустической трассы считается горизонтально-однородным. Параметры дна: комплексный показатель преломления $n = 0.83(1 + i0.1)$, отношение плотности грунта и воды $b = 2.0$. Распределения скорости звука $c_i(z)$ $\left(i = \overline{1, I};\ I = 21\right)$ по глубине z, использованные при моделировании, изображены на рис. 1. Область основных гидрологических изменений сосредоточена в верхних слоях и заканчивается на глубинах несколько более 60 м. Выбор простой формы тестовой гидрологии объясняется основной целью настоящей работы – сравнительный анализ различных методов регистрации частотных смещений интерференционных максимумов в условиях гидрологической изменчивости. Оценка их эффективности в основном определяется изменениями профиля скорости звука в приповерхностном слое, в то время как характер изменений и вид неоднородности в горизонтальной плоскости в данном контексте существенного значения не имеют. При рассмотрении переменного по трассе профиля скорости звука следует использовать профиль, усредненный по дистанции.

В качестве источников рассматриваются как точечный излучатель, расположенный на глубине $z_s = 60$ м, так и вертикальная линейная антенна, перекрывающая всю толщу волновода. Антенна, обращающая волну в точку приема на горизонте $z_0 = 80$ м, состоит из $P = 41$ числа эквидистантно расположенных точечных излучателей с периодом $d = 3$ м. Горизонтальное расстояние между источниками и приемником $r = 15$ км. В полосе частот $\Delta f = (150 - 300)$ Гц с интервалом дискретизации $\delta f = 0.25$ Гц излучаются монохромати-

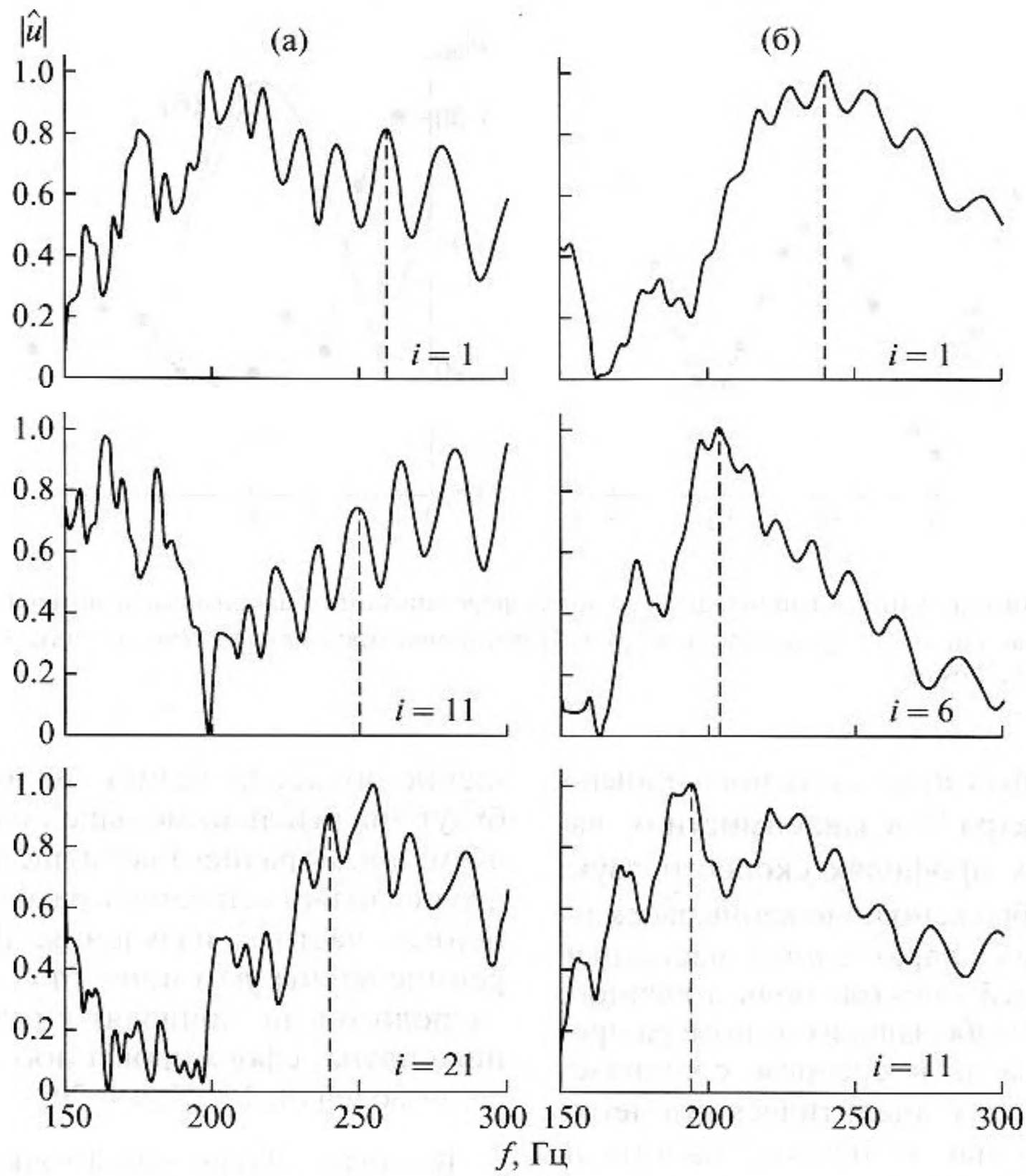

Рис. 2. Нормированный частотный спектр $|\hat{u}(f)|$ интерференционной картины при разных профилях скорости звука (номер i): (а) без фокусировки поля; (б) с фокусировкой поля. Вертикальной пунктирной линией обозначены положения отслеживаемых интерференционных максимумов.

ческие сигналы одинаковой амплитуды. Интерференционная картина моделируется как с использованием точечного источника, так и с применением фокусировки обращенного поля. Фокусировка поля на реперной частоте излучения $f_1 = 240$ Гц проводится применительно к опорному профилю скорости звука $c_1(z)$ номера $i = 1$. При изменении гидрологии спектр фокального пятна смещается по частоте. Для профиля скорости звука $c_i(z)$ амплитуда спектральной составляющей фокального пятна приходится на частоту f_i, $|u_i(f_i)| = \max|u_i(f)|$. При расчете звуковое поле $u(f, z_0, z_s, r)$ представляется суммой нормальных волн дискретного спектра. Число распространяющихся мод $M = 9$. Оно выбирается из соображений эффективного формирования поля на частоте $f = 300$ Гц.

Задача ставится следующим образом. В рамках численного моделирования для заданной области изменения гидрологии (рис. 1) рассмотреть возможности корреляционного метода измерения частотных сдвигов интерференционных максимумов. В точке приема частотный сдвиг отслеживается по перемещению основного максимума взаимокорреляционной функции спектров сигналов, отвечающих разной гидрологии. Провести сравнительный анализ предлагаемого метода с прямыми методами, использующими регистрацию частотных смещений максимумов спектров сигналов. Для большей общности результатов взаимокорреляционная обработка проводится по отношению к спектрам сигналов точечного источника (без фокусировки) и антенны с обращением волнового фронта (с фокусировкой).

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Рассмотрим частотные смещения максимумов интерференционной структуры звукового поля при разных механизмах ее формирования.

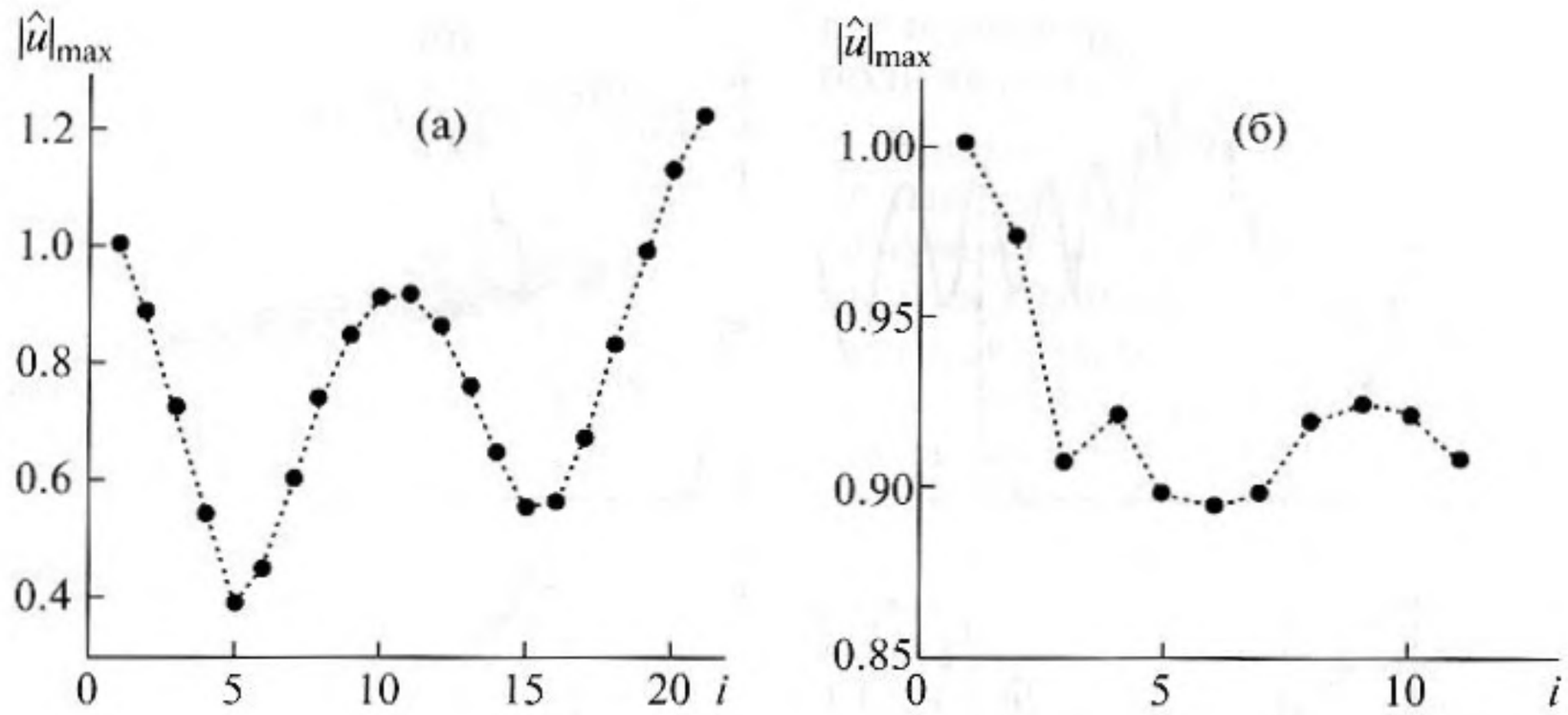

Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды $|\hat{u}|_{max}$ интерференционного максимума от номера i профиля скорости звука: а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Нормировка проведена по отношению к максимуму поля при профиле скорости звука номера $i = 1$.

Рис. 2 демонстрирует поведение нормированного частотного спектра $|\hat{u}|$ в зависимости от частоты f при разных профилях скорости звука $c_i(z)$. Пунктиром изображено положение рассматриваемого максимума. Характерный частотный масштаб изменчивости спектра поля точечного источника (рис. 2, а) слабо зависит от номера профиля скорости звука и в среднем составляет $\Lambda = 11.9$ Гц, что близко к аналитической оценке $\Lambda = 9.1$ Гц для наименьшего периода частотной изменчивости интерференционной картины [1]. Ширина полосы локальных максимумов интерференционной картины (на уровне 0.5 от максимума) составляет $\Delta f = 7.1$ Гц. Ширина спектра фокального пятна (рис. 2, б) Δf_i зависит от номера i профиля скорости звука, и достаточно велика. Например, $\Delta f_1 = 92.9$ Гц, $\Delta f_6 = 52.4$ Гц и $\Delta f_{11} = 95.2$ Гц. Это показывает, что фокусировка обращенного поля для измерения частотных сдвигов интерференционных максимумов возможна лишь при использовании широкополосных источников. Ширина спектра фокального пятна намного превышает ширину полосы локального максимума точечного источника. Управление фокусировкой волнового поля возможно, если область изменения гидрологии ограничена профилем скорости звука $c_i(z)$ номера $i = 11$. Начиная с этого номера, спектр фокального пятна раздваивается (рис. 2, б), появляются два горба, близких по амплитуде. При дальнейшем изменении гидрологии провал между горбами "замывается" и максимум вырождается, т.е. фокусировка поля разрушается. Следовательно, возможности применения фокусировки волнового поля ограничены узкой областью изменения гидрологии. Эта особенность связана с характером изменчивости поля скорости звука. Если возмущение знакопеременно, то изменения фаз мод будут значительно меньше по сравнению со случаем, когда градиент возмущения сохраняет знак, что позволяет выровнять расфазировку мод изменением частоты излучения. В частности, внутренние волны, в отличие от сезонных изменений гидрологии, не приводят к разрушению фокального пятна, сформированного в невозмущенном волноводе [14, 15, 17, 19, 20].

Важным с физической точки зрения представляется вопрос о соотношении между максимумами интерференционной картины точечного источника и фокального пятна, полагая, что мощности излучения в обоих случаях равны. Характер изменчивости нормированной амплитуды $|\hat{u}(i)|_{max}$ иллюстрирует рис. 3. Нормировка проведена по отношению к максимуму поля для профиля скорости звука номера $i = 1$: $|\hat{u}(i)|_{max} = |u(i)|_{max}/|u(1)|_{max}$. Для номера $i = 1$ значение амплитуды спектра фокального пятна превышает выбранный локальный максимум точечного источника в 1.5 раз, т.е. их значения соизмеримы. В отсутствие фокусировки зависимость $|\hat{u}(i)|_{max}$ носит осциллирующий характер, обусловленный конструктивной интерференцией мод в узкой области опорных мод, номер которых определяется профилем скорости звука. Относительные изменения $|\hat{u}(i)|_{max}$ достигают 60%. При фокусировке поля относительные вариации $|\hat{u}(i)|_{max}$ не превышают 10%, т.е. амплитуда спектра фокального пятна отличается бóльшей стабильностью. Указанное различие объясняется возможностью выравнивания изменений фаз в более широком интервале мод по сравнению с точечным источником. При равной излучающей мощности отношение интерференцион-

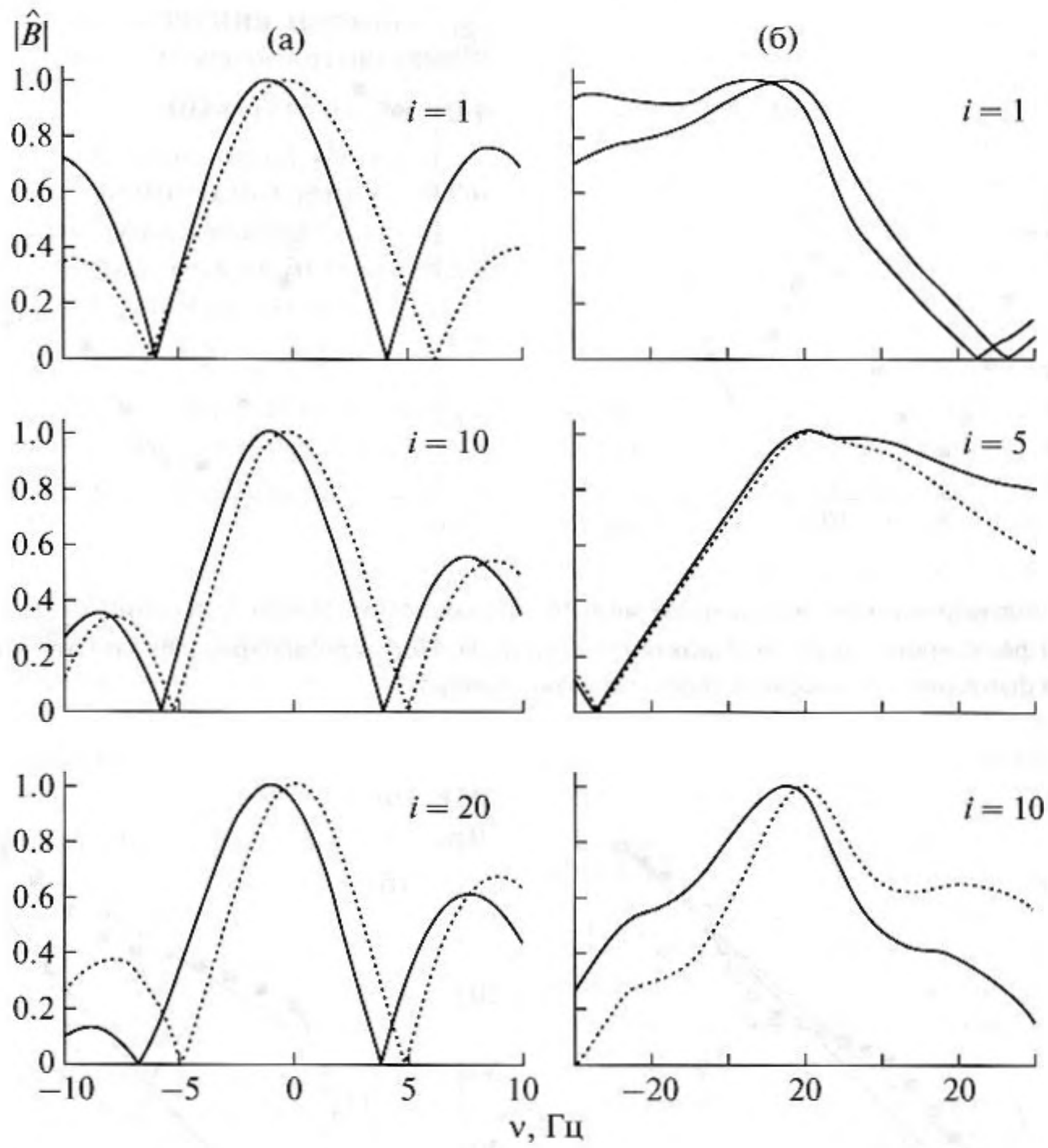

Рис. 4. Модуль нормированной функции корреляции $|\hat{B}(\nu)|$ при разных профилях скорости звука (номер i): а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Пунктирной линии соответствует автокорреляционная функция номера i. Сплошной линии – взаимокорреляционная функция номеров i и $i+1$.

ных максимумов в случае фокусировки и в ее отсутствие равно

$$\gamma(i) = 1.5\frac{|\hat{u}_{\text{ан}}(i)|_{\max}}{|\hat{u}_{\text{ист}}(i)|_{\max}}, \quad (1)$$

где числитель и знаменатель в правой части (1) относятся к интерференционной картине, формируемой антенной с использованием фокусировки обращенного поля и точечного источника соответственно. Значения отношения γ лежат в интервале 1.5–3.4.

Особенности взаимокорреляционной обработки интерференционной структуры поля $u(f)$, формируемой точечным источником и фокусировкой волнового поля, поясняет рис. 4, на котором представлены зависимости модуля нормированной функции корреляции $|\hat{B}|$ от частотного сдвига ν при различных номерах i профиля скорости звука. Величина $\hat{B}(\nu)$ определялась как

$$\hat{B}_i(\nu) = B_i(\nu)/\max[B_i(\nu)], \quad B_i(\nu) = \int u_i(f)u_i(f+\nu)df$$

применительно к функции автокорреляции $B_i(\nu)$ и

$$\hat{B}_{i,\,i+1}(\nu) = B_{i,\,i+1}(\nu)/\max[B_{i,\,i+1}(\nu)],$$

$$B_{i,\,i+1}(\nu) = \int u_i(f)u_{i+1}(f+\nu)df$$

применительно к взаимокорреляционной функции $B_{i,\,i+1}(\nu)$. Функции $|\hat{B}_i(\nu)|$ и $|\hat{B}_{i,\,i+1}(\nu)|$ характеризуется плавной зависимостью с одним ярко выраженным основным максимумом и боковыми максимумами. Автокорреляционная функция достигает максимума при $\nu = 0$. Взаимокорреляционная функция достигает максимума при $\nu = \nu_*$, отличном от нуля. Значение ν_* определяет частотный сдвиг максимума интерференционной картины. Ширина полосы основного максимума корреляционного отклика $\Delta\nu$ обусловлена масштабом изменчивости интерференционной кар-

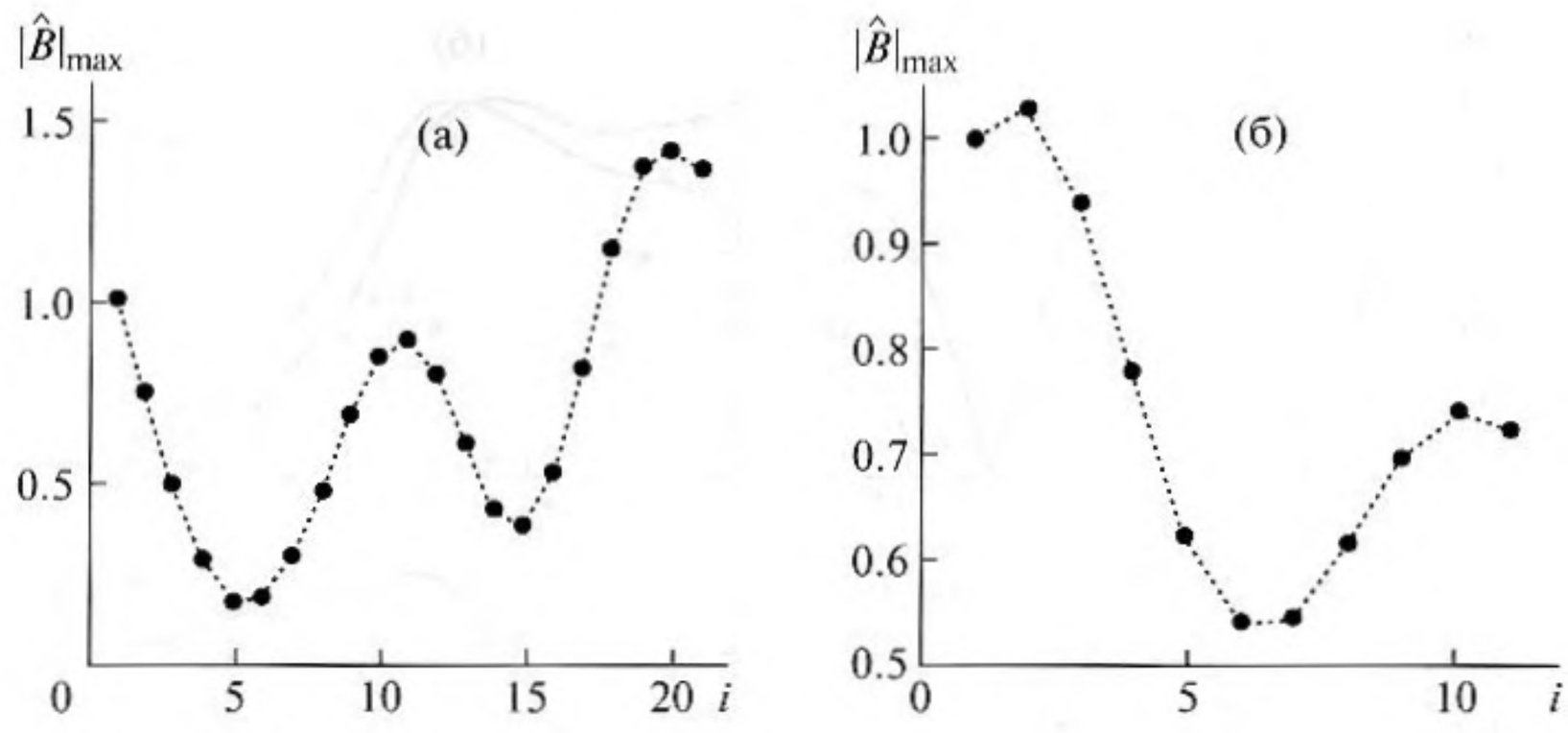

Рис. 5. Зависимость нормированного максимума модуля автокорреляционной функции $|\hat{B}|_{max}$ от номера i профиля скорости звука: а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Нормировка проведена по отношению к максимуму автокорреляционной функции для профиля скорости звука номера $i = 1$.

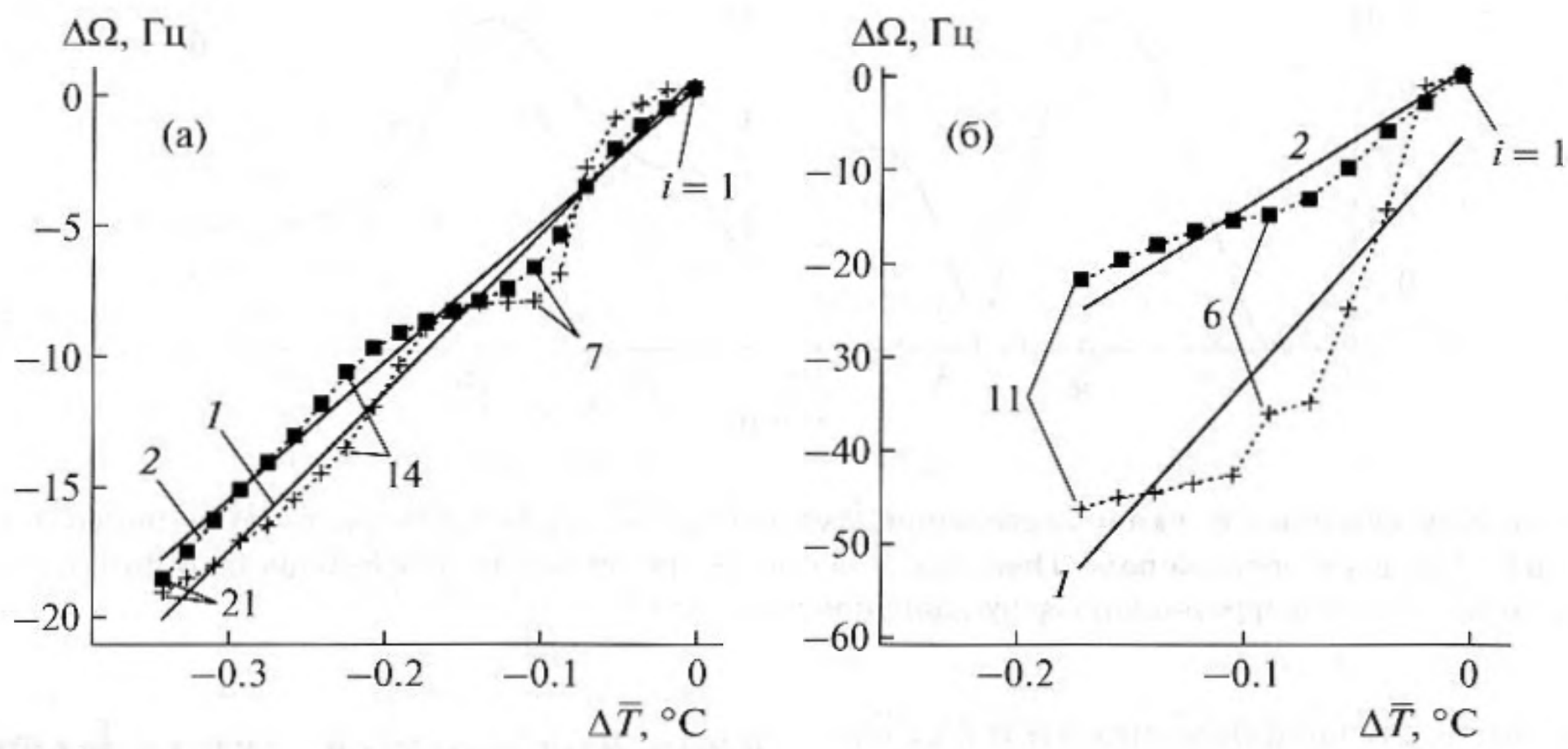

Рис. 6. Зависимость частотного сдвига $\Delta\Omega$ от вариации средней температуры $\Delta\bar{T}$: а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Плюсики соответствуют отсутствию взаимокорреляционной обработки; квадратики – использованию взаимокорреляционной обработки. Сплошная линия отвечает линейной интерполяции: 1 – без взаимокорреляционной обработки; 2 – с взаимокорреляционной обработкой. Номер i соответствует профилю скорости звука, относительно которого регистрируется частотный сдвиг.

тины. В случае точечного источника им является ширина локальных интерференционных максимумов, а в случае фокусировки поля – ширина спектра фокального пятна. Картина поведения основного и боковых максимумов на рис. 4, б не усматривается вследствие малости выбранного частотного интервала. Поэтому наиболее прозрачные результаты относятся к случаю без фокусировки, представляющему наибольший интерес. Для точечного источника ширина полосы $\Delta\nu$ функции автокорреляции и взаимокорреляционной функции близки между собой и слабо зависят от номера профиля скорости звука. В среднем $\Delta\nu = 6.3$ Гц, что близко к оценке $\Delta f = 7.1$ Гц для ширины локальных максимумов интерференционной картины. Отметим, что при использовании взаимокорреляционной обработки частотный сдвиг не должен превышать характерного частотного масштаба изменчивости поля. Невыполнение этого условия приводит к неоднозначности в индикации частотного сдвига интерференционной структуры поля. Это требование накладывает ограничение на максимальную ширину области гидрологических изменений при измерениях частотного сдвига интерференционных максимумов корреляционным методом. В случае точечного источника ей является область изменения гидрологии между профилями скорости звука с номерами $i = 1$, 13 (см. далее рис. 6, а).

На рис. 5. приведены значения нормированного основного максимума модуля автокорреляционной функции $\left|\hat{B}\right|_{\max}$, отвечающие различным номерам i профиля скорости звука. Мощности излучения антенны и точечного источника полагаются равными. Нормировка выполнена по отношению к основному максимуму автокорреляционной функции для профиля скорости звука номера $i = 1$: $\left|\hat{B}(i)\right|_{\max} = \left|B_i\right|_{\max} / \left|B_1\right|_{\max}$. Для номера $i = 1$ отношение амплитуд корреляционных откликов в отсутствие фокусировки и при фокусировке равно 1.1, т.е. их значения достаточно близки.

Рассмотрим значения частотного сдвига интерференционного максимума, вызванного гидрологической изменчивостью, при разных методах измерений. Изменения гидрологии удобно характеризовать вариациями усредненной по глубине температуры T. Вариации средней по глубине скорости звука по отношению к опорному профилю скорости звука номера $i = 1$ будем оценивать величиной

$$\Delta\overline{c}_{i1} = \frac{1}{H}\int_0^H \Delta c_{i1}(z)dz, \quad \Delta c_{i1}(z) = c_i(z) - c_1(z).$$

Связь между изменениями температуры ΔT и скорости звука Δc в заданной точке волновода дается соотношением $\Delta c = g\Delta T$, где $g \approx 3.6 \times \times 10^{-3}$ км/(с°С) [21]. Соответственно, вариации усредненной по глубине температуры равны $\Delta\overline{T}_{i1} = \Delta\overline{c}_{i1}/g$. Далее нижние индексы "$i1$" у соответствующих величин опускаются, если это не вызывает разночтений. Например, $\Delta\Omega_{i1}(\Delta\overline{T}_{i1}) = \Delta\Omega(\Delta\overline{T})$, понимая под этим частотный сдвиг $\Delta\Omega$ интерференционного максимума, обусловленный вариациями средней температуры $\Delta\overline{T}$ относительно опорного профиля скорости звука. Для удобства переобозначим через Ω_i частоту (вместо ранее использовавшегося обозначения f_i), на значение которой приходится положение отслеживаемого интерференционного максимума при i-м профиле скорости звука. В отсутствие взаимокорреляционной обработки частотный сдвиг $\Delta\Omega_{i1} = \Omega_i - \Omega_1$. При использовании взаимокорреляционной обработки величина $\Delta\Omega_{i1}$ определяется как

$$\Delta\Omega_{i1} = \Delta\Omega_{21} + \Delta\Omega_{32} + \ldots + \Delta\Omega_{i(i-1)} = \sum_{n=2}^{i}\Delta\Omega_{n(n-1)}, \quad (2)$$

где $\Delta\Omega_{n(n-1)}$ — частотный сдвиг основного максимума взаимокорреляционного отклика при изменении профиля скорости звука между соседними номерами $(n-1)$ и n. Зависимость $\Delta\Omega(\Delta\overline{T})$ приведена на рис. 6. Как видно, интерференционная картина фокального пятна, по сравнению с интерференционной картиной точечного источника, чувствительнее к изменениям гидрологии. Эта особенность связана с характером синфазного сложения мод. При фокусировке поля выравниваются изменения фаз во всем модовом спектре, формирующем поле, а в случае поля точечного источника — лишь в узкой окрестности опорной моды. С изменением гидрологии меняется номер опорной моды, в окрестности которой имеет место конструктивная интерференция мод. Номер моды определяет крутизну зависимости $\Delta\Omega(\Delta\overline{T})$ [6]. В частности, если номер опорной моды сохраняется при возмущении гидрологии, то зависимость носит линейный характер. Линейность зависимости "возмущение гидрологии — частотный сдвиг" хорошо сохраняется для поля точечного источника во всей заданной области изменчивости гидрологии и нарушается в случае фокусировки поля. При обращении волнового фронта область линейности ограничена изменениями средней по глубине температуры 0.07°С, что отвечает частотному сдвигу 36.15 Гц. Эта особенность связана с повышенной чувствительностью к изменениям гидрологии интерференционной картины фокального пятна по сравнению с точечным источником [6]. В общем случае применение взаимокорреляционной обработки приводит к более медленным изменениям частотных смещений максимумов интерференционной картины при изменении гидрологии. Наиболее ярко это проявляется при фокусировке обращенного волнового поля.

ПОГРЕШНОСТЬ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Рассмотрим влияние шума на точность регистрации частотных смещений интерференционных максимумов, вызванных изменением гидрологии. При моделировании в точке приема для каждого i-го профиля скорости звука генерировались j-е независимые случайные реализации дельта-коррелированного шума ($j = \overline{1, J}$; $J = 10$) со среднеквадратичным значением σ_n, определяемым отношением сигнал/шум (с/ш) $q = 20\lg\left[\left|u(\tilde{\Omega}_i)\right|/\sigma_n\right]$. Здесь $\left|u(\tilde{\Omega}_i)\right|$ — амплитуда отслеживаемого интерференционного максимума поля на частоте $\tilde{\Omega}_i$. Регистрируемые значения $\tilde{\Omega}_i$ будут несколько отличаться от значений Ω_i в отсутствие шума, определяя погрешность индикации положения амплитуды волнового поля.

Приведем выражения для вычисления статистических характеристик частотных смещений

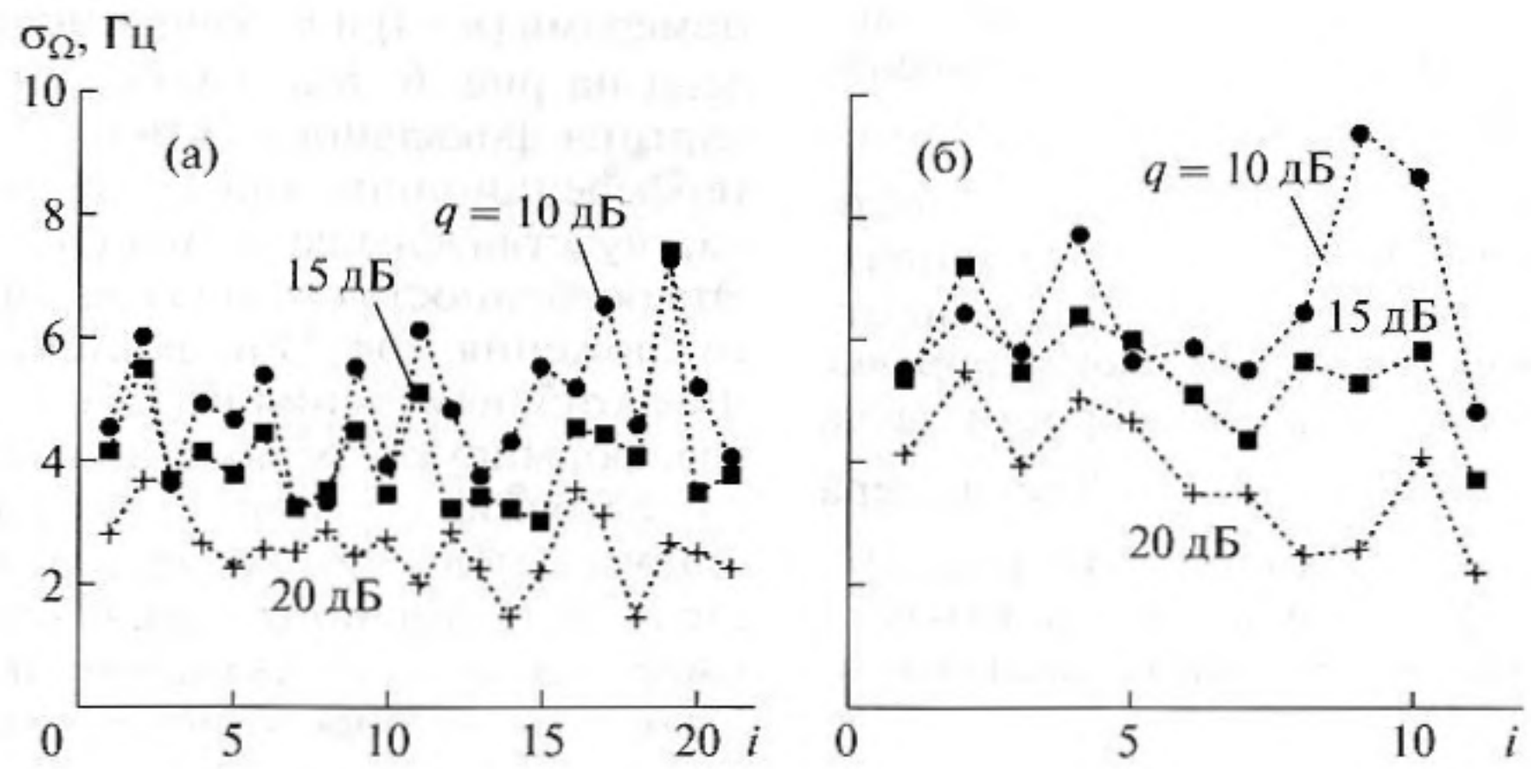

Рис. 7. Зависимость погрешности σ_Ω положения интерференционного максимума от номера профиля скорости звука i при различных значениях отношениях с/ш q: а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля.

максимумов интерференционной картины по данным численного моделирования.

По результатам случайной выборки $\{\tilde{\Omega}_i(J)\}$ среднеквадратичное значение (погрешность) $\sigma_\Omega(i)$ положения интерференционного максимума вычислялось как

$$\sigma_\Omega(i) = \sqrt{\frac{1}{J-1}\sum_{j=1}^{J}\left[\tilde{\Omega}_j(i) - m_\Omega(i)\right]^2},$$

где $m_\Omega(i) = (1/J)\sum_{j=1}^{J}\tilde{\Omega}_i(j)$ – среднее значение положения максимума. В отсутствие взаимокорреляционной обработки погрешность частотного сдвига интерференционных максимумов, обусловленного изменением профиля скорости звука между номерами i и n, равна

$$\sigma_{\Delta\Omega}(n, i) = \sqrt{\sigma_\Omega^2(i) + \sigma_\Omega^2(n)}. \quad (3)$$

Оценка потенциальной погрешности частотного сдвига максимума спектра сигнала, обусловленного возмущением океанической среды, приведена в [21].

При наличии шума выражение (2) является случайной функцией с независимыми приращениями, поэтому в случае применения взаимокорреляционной обработки погрешность частотного сдвига $\sigma_{\Delta\Omega}(i, 1)$ оценивается как

$$\sigma_{\Delta\Omega}(i, 1) = \sqrt{\sum_{n=2}^{i}\sigma_{\Delta\Omega}^2(n, n-1)}, \quad (4)$$

где

$$\sigma_{\Delta\Omega}(n, n-1) = \sqrt{\frac{1}{J-1}\sum_{j=1}^{J}\left[\Delta\tilde{\Omega}_j(n, n-1) - m_{\Delta\Omega}(n, n-1)\right]^2}$$

– погрешность частотного сдвига, вызванного изменением гидрологии между двумя соседними профилями скорости звука с номерами n и $n-1$. Здесь $m_{\Delta\Omega}(n, n-1) = (1/J)\sum_{j=1}^{J}\Delta\tilde{\Omega}_{n,n-1}(j)$ – среднее значение частотного сдвига; $\Delta\tilde{\Omega}$ – частотный сдвиг в присутствии шума. Если случайный процесс $\Delta\bar{\Omega}(i, 1) = \Delta\tilde{\Omega}(i, 1) - \Delta\Omega(i, 1)$ однороден, т.е. распределение $\Delta\bar{\Omega}(n+1, n)$ зависит только от области изменения гидрологии, характеризующейся номерами $n+1$ и n, то дисперсия $\sigma_{\Delta\Omega}^2(i, 1)$ (4) описывается диффузионным законом [21].

На рис. 7 представлены значения погрешности $\sigma_\Omega(i)$ в определении положения максимума спектров сигналов от номера i профиля скорости звука при различных отношениях с/ш q. Как видно, в случае равных отношений с/ш помехоустойчивости методов сравнимы между собой. Хорошим дополнением к вышесказанному является рис. 8, который иллюстрирует поведение погрешности $\sigma_\Omega(q)$ в зависимости от отношения с/ш q при разных номерах i профиля скорости звука. Разумеется, при равной излучающей мощности точечного источника и антенны отношение с/ш в точке приема будет различным. В этом случае уточнение величины q может быть выполнено с помощью выражения (1) и кривых рис. 3.

На рис. 9 приведена погрешность $\sigma_{\Delta\Omega}$ регистрации частотных смещений $\Delta\Omega$ интерференционного максимума при различных значениях отношения с/ш q. Напомним, что под величиной $\Delta\Omega$ понимается частотный сдвиг относительно профиля скорости звука номера $i = 1$ (см. рис. 6). С увеличением величины q погрешность $\sigma_{\Delta\Omega}$ уменьшается. В отсутствие взаимокорреляционной обработки (рис. 9, а, в) зависимость $\sigma_{\Delta\Omega}(\Delta\Omega)$

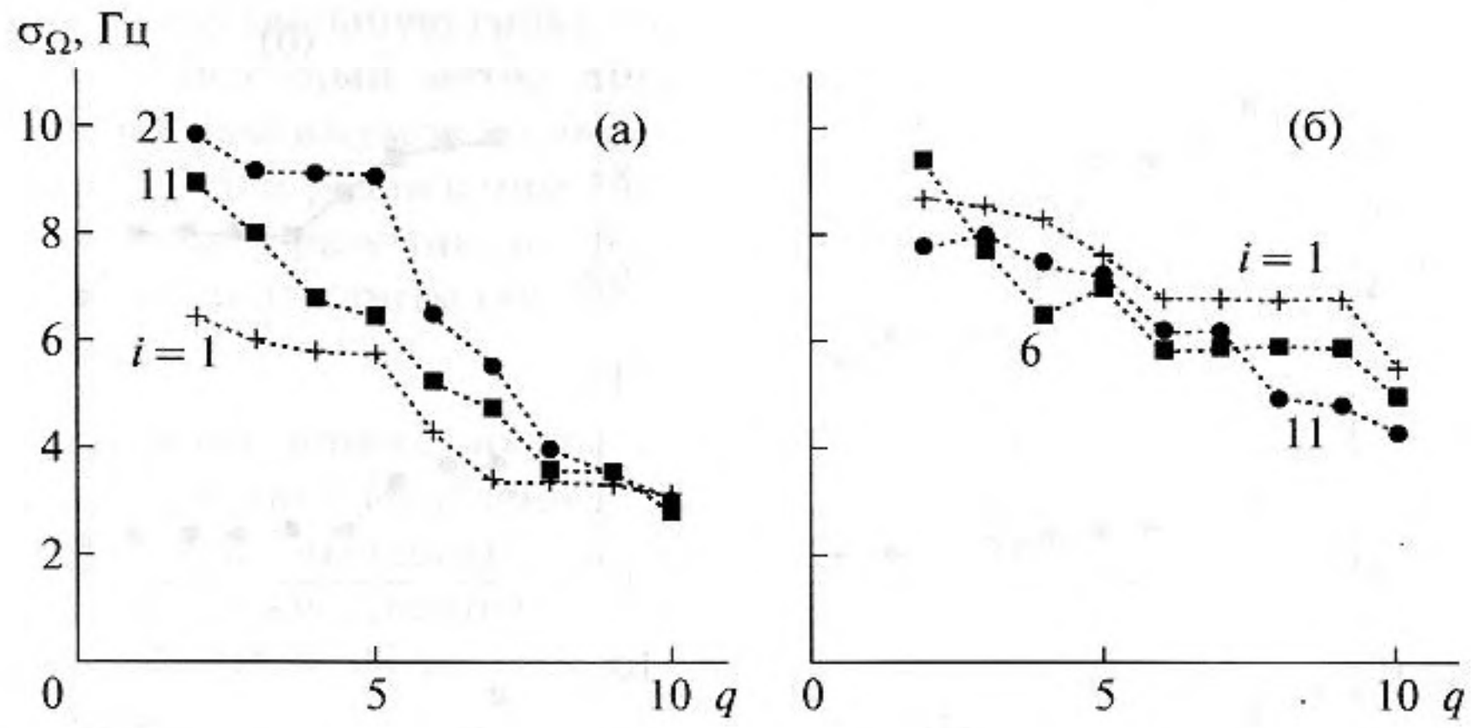

Рис. 8. Зависимость погрешности σ_Ω положения интерференционного максимума от отношения с/ш q при разных профилях скорости звука (номер i): а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Значение q задается в разах.

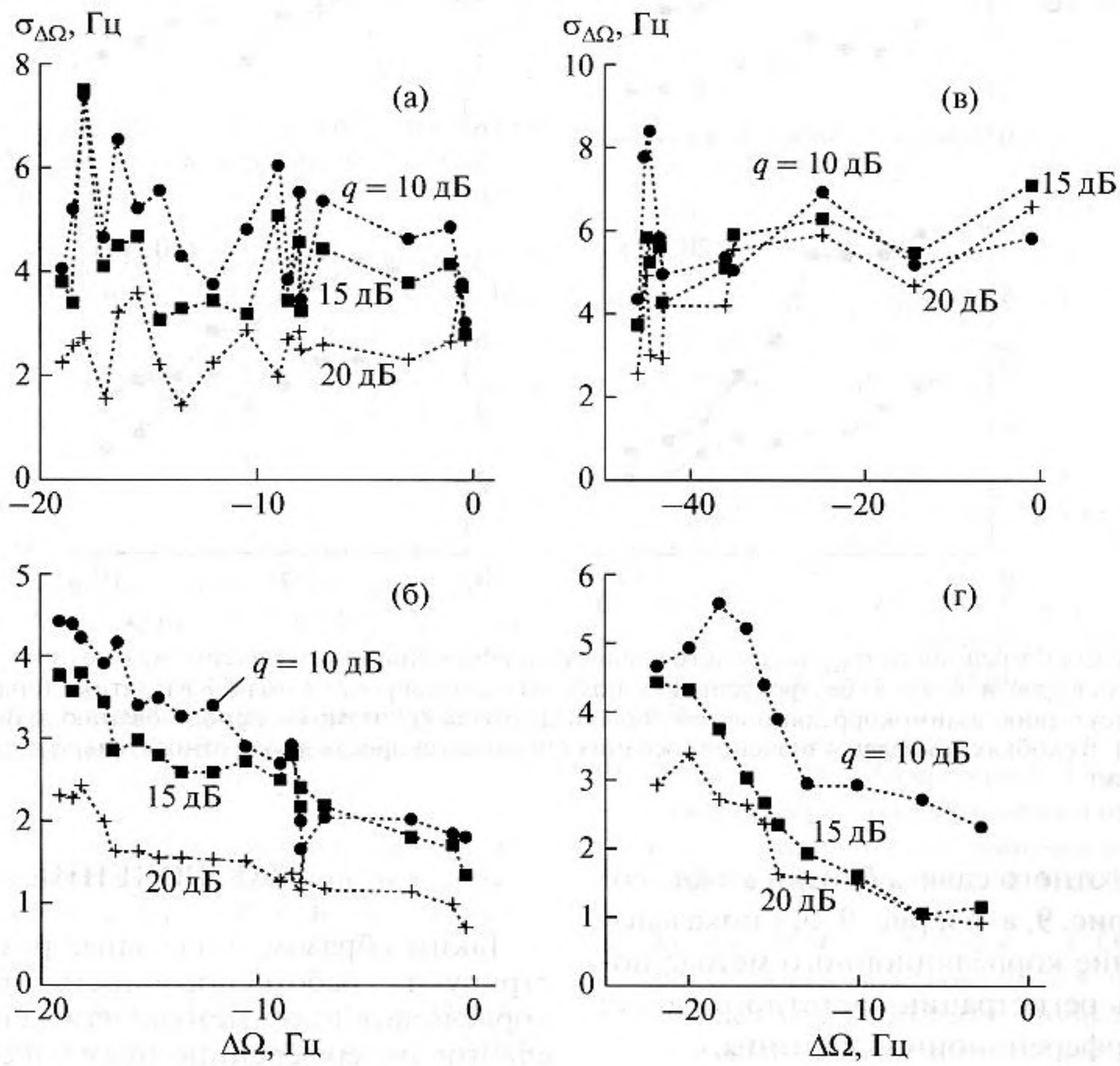

Рис. 9. Погрешность $\sigma_{\Delta\Omega}$ частотного сдвига интерференционного максимума $\Delta\Omega$ при различных значениях отношения с/ш q: а) без фокусировки поля; б) взаимокорреляционная обработка без фокусировки поля; в) с фокусировкой поля; г) взаимокорреляционная обработка при фокусировке поля.

имеет осциллирующий характер, что связано с определением погрешности (3). Погрешность измерения частотного сдвига, как можно было ожидать, сравнимы между собой. При использовании взаимокорреляционной обработки (рис. 9, б, г) зависимость $\sigma_{\Delta\Omega}(\Delta\Omega)$ приобретает монотонный характер. Такой характер изменения погрешности обусловлен, очевидно, диффузионным законом поведения дисперсии (4). Как и в отсутствие взаимокорреляционной обработки, погрешности

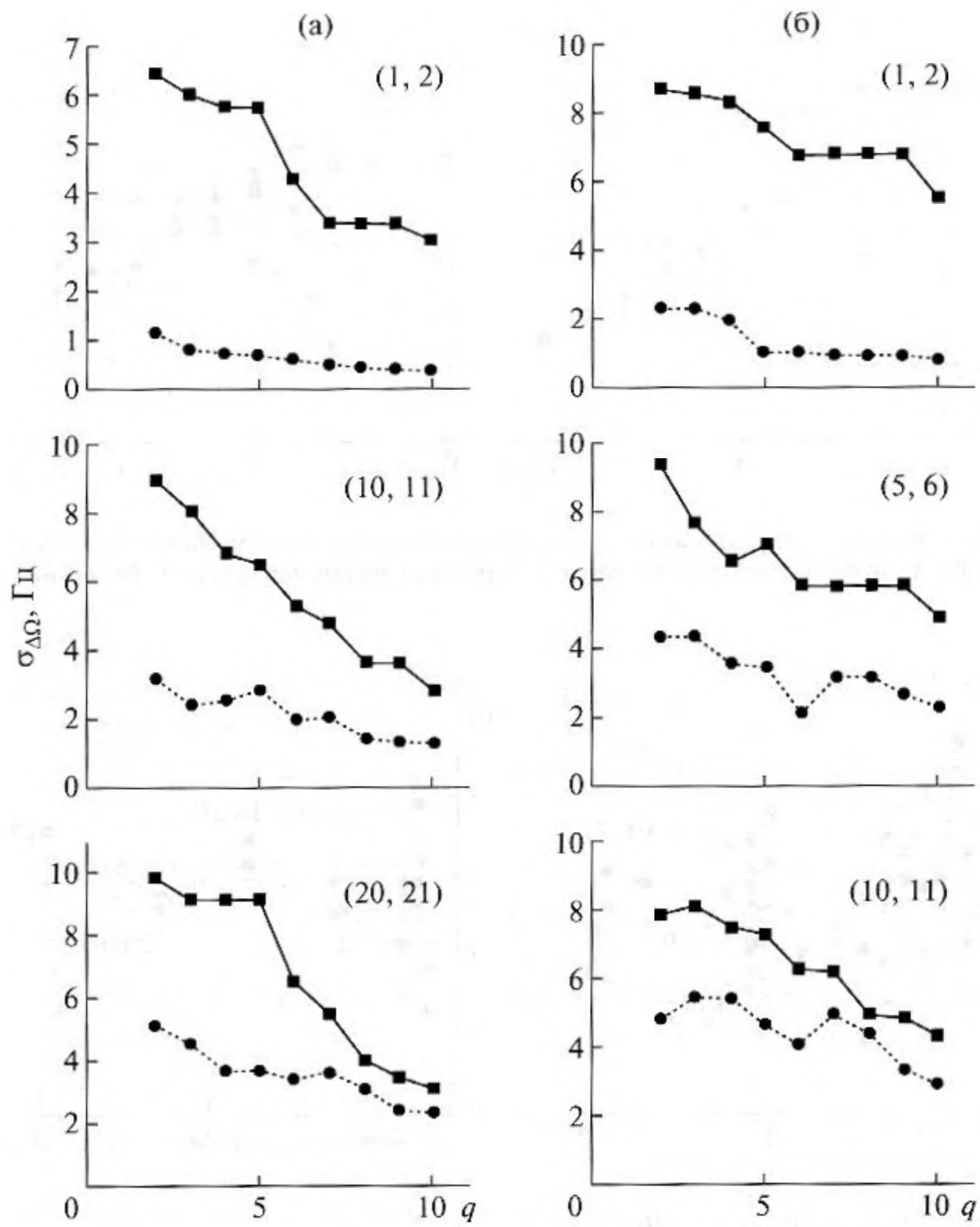

Рис. 10. Зависимость погрешности $\sigma_{\Delta\Omega}$ частотного сдвига интерференционного максимума от отношения с/ш q при разных профилях скорости звука: а) без фокусировки поля; б) с фокусировкой поля. Квадратики (сплошная линия) соответствуют отсутствию взаимокорреляционной обработки; точки (пунктир) – использованию взаимокорреляционной обработки. В скобках приведены значения соседних профилей скорости звука, относительно которых измерялся частотный сдвиг.

регистрации частотного сдвига близки между собой. Сравнение рис. 9, а, в и рис. 9, б, г показывает, что применение корреляционного метода повышает точность регистрации частотного сдвига максимума интерференционной картины.

Погрешность $\sigma_{\Delta\Omega}(q)$ частотных смещений интерференционных максимумов, вызванных изменением гидрологии между соседними профилями скорости звука, иллюстрирует рис. 10. Как видно, наименьшая погрешность наблюдается при корреляционном методе. С ростом отношения с/ш влияние взаимокорреляционной обработки на точность индикации частотного сдвига снижается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, модельные результаты иллюстрируют работоспособность предложенного корреляционного метода измерений частотных сдвигов интерференционных максимумов, основанного на отслеживании перемещения максимума взаимокорреляционной функции спектров сигналов источника, вызванных изменчивостью гидрологии. Предложенный метод, по сравнению с прямыми методами, основанными на регистрации частотных смещений максимумов спектров сигналов, более прост с точки зрения практической реализации, не ограничен характером возмущения среды и обладает лучшей помехоустойчивостью. В корреляционном методе излучатель может быть как узкополосным, так и широкопо-

лосным, что придает методу большую гибкость и универсальность. Представленный метод индикации частотных сдвигов максимумов волнового поля может стать основой для реализации свип-мониторинга в мелком море с разумными требованиями на математический алгоритм обработки и на его аппаратную часть.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред" и гранта РФФИ № 08-02-00283.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под. ред. *Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой*. М.: Наука, 1982. С. 71–91.

2. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing // Ed. by W.A. Kuperman, G.L. D'Spain. Melville. New York, 2002. 277 p.

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

4. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Влияние фоновых внутренних волн на интерференционную структуру звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 103–112.

5. *Кузькин В.М.* Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 344–345.

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

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

8. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Petnikova E.A.* The possibility of reconstruction of two-dimensional random inhomogeneities in a shallow sea by frequency shifts of the spatial interference structure of the sound field // J. Physics of Wave Phenomena. 2008. V. 16. № 1. P. 42–51.

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

10. *Kuz'kin V.M.* Possibility of reconstructing hydrological variability of shallow sea by measuring frequency shifts of interference structure of sound field // J. Physics of Wave Phenomena. 2008. V. 16. № 4. P. 305–311.

11. *Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г.* Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 94–100.

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

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

14. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Применение фокусировки обращенного волнового фронта для восстановления частотного спектра фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 6. С. 833–838.

15. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление пространственного спектра изотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 74–81.

16. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление пространственного спектра анизотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 193–197.

17. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление внутренних волн в океанических волноводах // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 395–400.

18. *Григорьев В.А., Кузькин В.М.* Управление фокусировкой поля в многомодовых плоскослоистых волноводах // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 3. С. 352–359.

19. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Об эффективности фокусировки звукового поля в океаническом волноводе в присутствии фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 5. С. 693–701.

20. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Об эффективности фокусировки звукового поля в океаническом волноводе на больших расстояниях в присутствии фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 2. С. 241–248.

21. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 372 с.

22. *Kuz'kin V.M.* Error of the local sound field's maximum frequency shifts in shallow water // Acoust. Phys. 2009. V. 55. №. 6. P. 771–775.

23. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976. ч. 1. Случайные процессы. 496 с.