

УДК 551.463.21

ИЗМЕРЕНИЕ И РАСЧЕТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ОКЕАНЕ

© 2004 г. И. Н. Диденкулов, В. А. Зверев, В. П. Иванов, Г. К. Иванова

Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru
Поступила в редакцию 05.02.03 г.

Приведены результаты измерения монохроматического акустического поля опускаемым зондом в глубоком океане с профилем скорости звука, имеющем минимум на глубине 1600 м. Эксперимент проводился в Атлантическом океане с помощью двух судов, расстояние между которыми составляло ~4 лучевых цикла (~240 км). Результаты эксперимента сопоставлены с расчетом, выполненным на основе нового толкования волн Бриллюэна, описывающих акустическое поле, созданное лучами вдоль вертикали. Показано, что путем подбора экспериментальных данных можно добиться удовлетворительного совпадения результатов эксперимента с расчетом. Это позволяет уточнить, а в ряде случаев и определить, условия проведения эксперимента, которые не всегда бывают известны. Примененный метод расчета открывает возможность решения обратных задач в акустике океана.

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В связи с развитием томографии океана большое внимание уделяется измерению вертикального распределения акустического поля. Именно оно в основном определяет амплитуды лучей (мод) в океанических волноводах. Измерения вертикальной структуры обычно производятся с помощью вертикальных антенн [1, 2]. Но они охватывают небольшой интервал глубин, так как создание и постановка достаточно протяженных антенн представляет большие технические трудности. Обычно длина вертикальных антенн не превышает 100 м [1, 2]. Существует другой способ измерения вертикальной структуры, позволяющий существенно увеличить диапазон глубин. Это использование равномерно опускаемого гидроакустического зонда (ГАЗ), измеряющего одновременно звуковое давление и глубину погружения приемного устройства [3]. Преимущества использования ГАЗ заключаются в следующем: первое – мы получаем эквивалент непрерывной антенны, второе – длина этой антенны может быть большой.

Существуют различные способы обработки вертикальных разрезов поля. В работе [4] для устранения мелких флуктуационных максимумов и минимумов амплитуды акустического поля был предложен специальный метод усреднения этих образований. Таким путем удалось показать, что местоположение зон относительно высокой концентрации звуковой энергии удовлетворительно предсказывается расчетами по лучевым програм-

мам. Возможен другой способ усреднения флуктуаций амплитуды поля – спектральный анализ экспериментальных данных. Благодаря этому способу производится переход от амплитудного описания поля к спектральному, при котором флуктуации сглаживаются при расчете спектра.

Для объяснения результатов обработки экспериментальных записей требуется сопоставление их с расчетом по какой-либо теоретической модели. В настоящее время продолжается совершенствование способов расчета акустического поля в океанических волноводах с подводным звуковым каналом (ПЗК) [3, 5–7].

Цель данной работы – измерение вертикальной структуры акустического поля в океане с помощью равномерно опускаемого гидроакустического зонда, спектральная обработка измеренной структуры, расчет спектра акустического поля вдоль вертикали в условиях эксперимента по методу, описанному в [3, 6], и сопоставление экспериментальных результатов с расчетом.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент по определению вертикальной структуры акустического поля проводился в ноябре 1989 г. в глубоководной части Атлантического океана. Ось ПЗК в районе измерений находилась на глубине 1600 м. На глубине 60 м имелся приповерхностный максимум скорости звука. Скорость звука у дна была больше, чем в приповерхностном максимуме. Измерения акустического давления, а также глубины погружения осу-

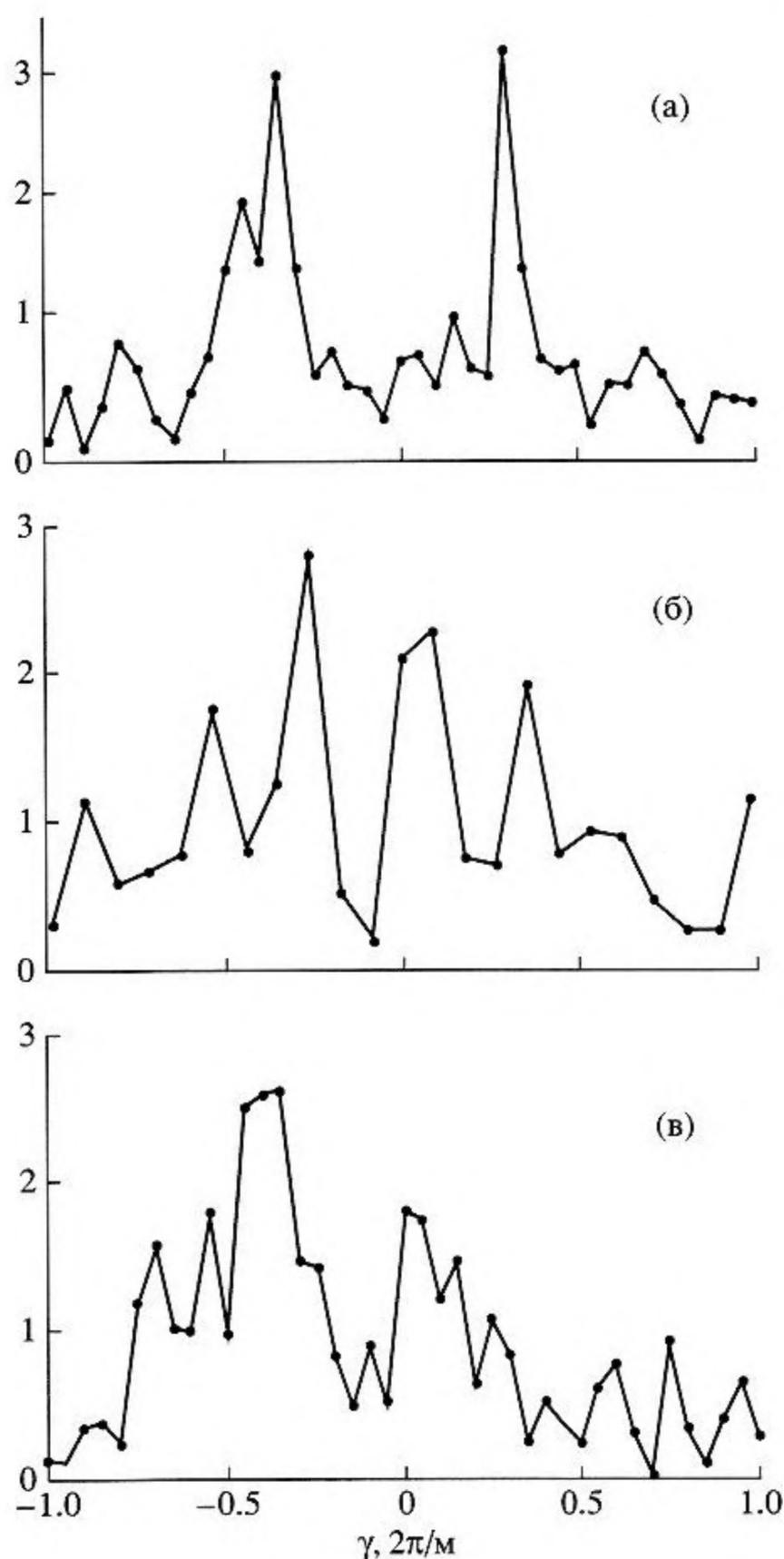


Рис. 1. Пространственные спектры записи акустического поля вдоль вертикали: а, б, в – спуски 11, 6, 12.

ществлялись с помощью ГАЗ, который равномерно опускался в процессе измерений. Сигнал с ГАЗ регистрировался на магнитофон. Диапазон перемещения ГАЗ составлял $\sim 100\div 150$ м на глубине $\sim 360\text{--}520$ м. Монохроматический источник звука работал на частоте 233.3 Гц и располагался на глубине приповерхностного максимума.

Глубина океана на большей части трассы между излучателем и приемной системой была неизменной и равнялась 5 км. Однако район измерений располагался над склоном подводной горы, расположенной за трассой распространения звука. Поэтому глубина океана в районе измерений

была намного меньше, чем по всей трассе, ~ 2.6 км. По имеющимся записям профиля дна угол α между склоном горы и горизонталью составлял $\sim 8^\circ$. При этих значениях глубины и наклона дна протяженность склона в сторону излучающего судна по горизонтали составит 17 км.

В течение всего времени проведения эксперимента оба судна с излучателем и приемной системой ГАЗ находились в дрейфе, расстояние между ними не превышало $\sim 230\text{--}240$ км и могло меняться только за счет дрейфа. Приблизительно за час до проведения эксперимента были измерены глубина океана в районе погружения ГАЗ и координаты обоих судов. Глубина – 2.6 км, рассчитанная дистанция $x = 233$ км. Это расстояние приходится на конец четвертого цикла траекторий лучей, между точками заворота у дна и отражения от поверхности. Рельеф и точный угол наклона дна оставались неизвестными. Скорость погружения ГАЗ была постоянной, длительность записи акустического поля менялась в зависимости от длины спуска в пределах $100\div 150$ с. Временной интервал между спусками, включая и длительность самого спуска, составлял 4–5 минут. В процессе эксперимента было проведено 12 спусков.

Обработка записанной информации заключалась в определении пространственного спектра распределения акустического поля по вертикали. Специфика получения спектра при работе с опускаемым зондом заключается в том, что сигнал регистрировался в последовательные моменты времени по мере опускания зонда, а не по всей глубине одновременно, как в случае с обычной вертикальной антенной. Поэтому сигнал был представлен как временной путем учета зависимости фазы акустического поля и глубины смещения зонда от времени.

Поскольку записанный при погружении ГАЗ сигнал фактически являлся временным, была проверена его когерентность. Для этого запись отдельного спуска разбивалась на две – три части. Спектральный анализ проводился как всего спуска, так и его частей. Получено, что основные максимумы в спектрах всей протяженности спуска и его отдельных частей совпадают. Поэтому можно считать, что зарегистрированное ГАЗ акустическое поле является когерентным на всей длине спуска.

Рассмотрим результаты спектральной обработки записей акустического поля вдоль вертикали. На рис. 1а, 1б, 1в приведены пространственные спектры спусков 11, 6 и 12. Протяженность спусков составляла 127, 70.5 и 129 м соответственно. На рисунках по горизонтальной оси отложена пространственная частота γ акустического поля вдоль вертикали в единицах $2\pi/\text{м}$, по вертикальной оси – модуль амплитуды спектра. Интервал разрешения при спектральном анализе на каж-

дом рисунку свой и равен расстоянию между точками отсчета в спектре.

Пространственные спектры заметно отличаются друг от друга. Это говорит об изменении батиметрических параметров эксперимента от спуска к спуску. В приведенных спектрах (а также и при других спусках) наблюдается несколько максимумов, как положительных, так и отрицательных пространственных частот. Например, в спектре спуска 12 преобладают отрицательные частоты. На рис. 1а, 1б наблюдается некоторая симметрия спектров. При этом абсолютные значения частот максимумов по обе стороны от $\gamma = 0$ не совпадают. Так, на рис. 1а они равны -0.34 , $+0.3$ $2\pi/\text{м}$. Если не учитывать их небольшого различия, то этот спектр можно трактовать как спектр одной моды, возбужденной в волноводе.

Обращает на себя внимание величина пространственных частот, $\gamma \sim 0.3-0.4$ $2\pi/\text{м}$, характерная для лучей, распространяющихся под большими углами скольжения. Действительно, наибольшая величина γ для водных лучей наблюдается на оси ПЗК. В данных условиях она не превышает 0.25 $2\pi/\text{м}$. Более высокие пространственные частоты соответствуют лучам, распространяющимся под большими углами скольжения. Но они претерпевают неоднократные отражения от дна и поверхности вдоль всей трассы, и их вклад в принимаемый сигнал незначителен. Поэтому наиболее правдоподобным объяснением значений $\gamma > 0.25$ $2\pi/\text{м}$ является предположение, что сигнал поступает на ГАЗ после однократного отражения от наклонного участка дна в районе регистрации сигнала. Действительно, при отражении от наклонной поверхности угол распространения луча меняется на удвоенную величину угла наклона α поверхности к горизонтали. Добавление $2\alpha = 16^\circ$ к углу распространения водных лучей приводит к увеличению пространственной частоты вдоль вертикали до величин $\sim 0.3-0.4$ $2\pi/\text{м}$. Подтвердим полученные результаты эксперимента и их объяснение расчетом.

РАСЧЕТ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Основными величинами, определяющими вертикальную структуру поля, кроме скорости звука, очевидно, являются расстояние до источника, глубина и в нашем случае наклон дна. Мы не ставили себе целью получить точное совпадение расчета с результатами обработки экспериментальных данных. Свою задачу мы видим, во-первых, в получении качественного и, насколько возможно, количественного соответствия расчета и эксперимента. Во-вторых, в определении интервалов изменения параметров, приводящих к заметному изменению спектра расчетного поля.

Расчет проводился по методу, описанному в [3, 6]. Рассчитывались вертикальные координаты лучей, пересекающих плоскость $x = \text{const}$, как функции угла выхода лучей из источника, $z(\theta)$, θ – угол выхода (отсчитывается от вертикали), а также проекции $\gamma(z)$ волнового вектора лучей на вертикальную ось z . По значениям функции $\gamma(z)$ вычислялось акустическое поле вдоль вертикали, созданное всеми лучами. Спектр рассчитанного поля в интервале глубин погружения ГАЗ сравнивался с экспериментальным. Подчеркнем, что функция $z(\theta)$ показывает значения вертикальных координат (окончания траекторий) всех лучей на вертикальной плоскости $x = \text{const}$, а функция $\gamma(z)$ дает общее представление о спектре акустического поля вдоль вертикали.

Для того, чтобы лучше понять влияние наклонного дна на формирование акустического поля вдоль вертикали, рассмотрим распространение акустического поля в волноводе с ровным дном глубиной 5 км, $\alpha = 0$. Благодаря расположению источника на горизонте приповерхностного максимума все водные лучи доходят до поверхности.

На рис. 2а, 2б приведены вертикальные координаты лучей $z(\theta)$, вышедших из источника под углом θ , и пересекающих плоскость $x = 231$ км, и проекции волнового вектора этих лучей на ось z , $\gamma(z)$. По горизонтали на рис. 2а отложен модуль угла выхода θ , отсчитываемого от оси z , по вертикальной оси – глубина волновода, отсчитываемая от поверхности. Сплошная кривая относится к лучам, вышедшим из источника в сторону поверхности ($\theta < 0$), штриховая – в сторону дна ($\theta > 0$). Из рис. 2а, 2б видно, сколько лучей поступает в каждую точку z . На глубину $z < 2$ км, а, следовательно, и на ГАЗ, водные лучи не попадают. Расчет акустического поля и его пространственного спектра не проводился по двум причинам. Во-первых, как отмечено выше, в волноводе с данными параметрами водные лучи не образуют вдоль вертикали пространственных структур с частотами $\gamma > 0.25$ $2\pi/\text{м}$, во-вторых, в рассматриваемом случае водные лучи вообще не достигают горизонта ГАЗ. Такой расчет выполнен в [3] для $\alpha = 0$ и $x = 240$ км, где часть водных лучей попадает на ГАЗ. Остановимся более подробно на особенностях кривых $z(\theta)$, $\gamma(z)$, рис. 2а, 2б, поскольку эти особенности сохраняются и при отражении лучей от наклонного дна.

Характерной особенностью функций $z(\theta)$ является наличие экстремумов. Вертикальные координаты лучей, $z(\theta)$, при изменении угла θ сначала убывают, затем, достигнув минимальной величины, при дальнейшем монотонном изменении θ возрастают, образуя, подобно ситуации в идеальном волноводе, две ветви вертикальных координат, в которых координаты z меняются в проти-

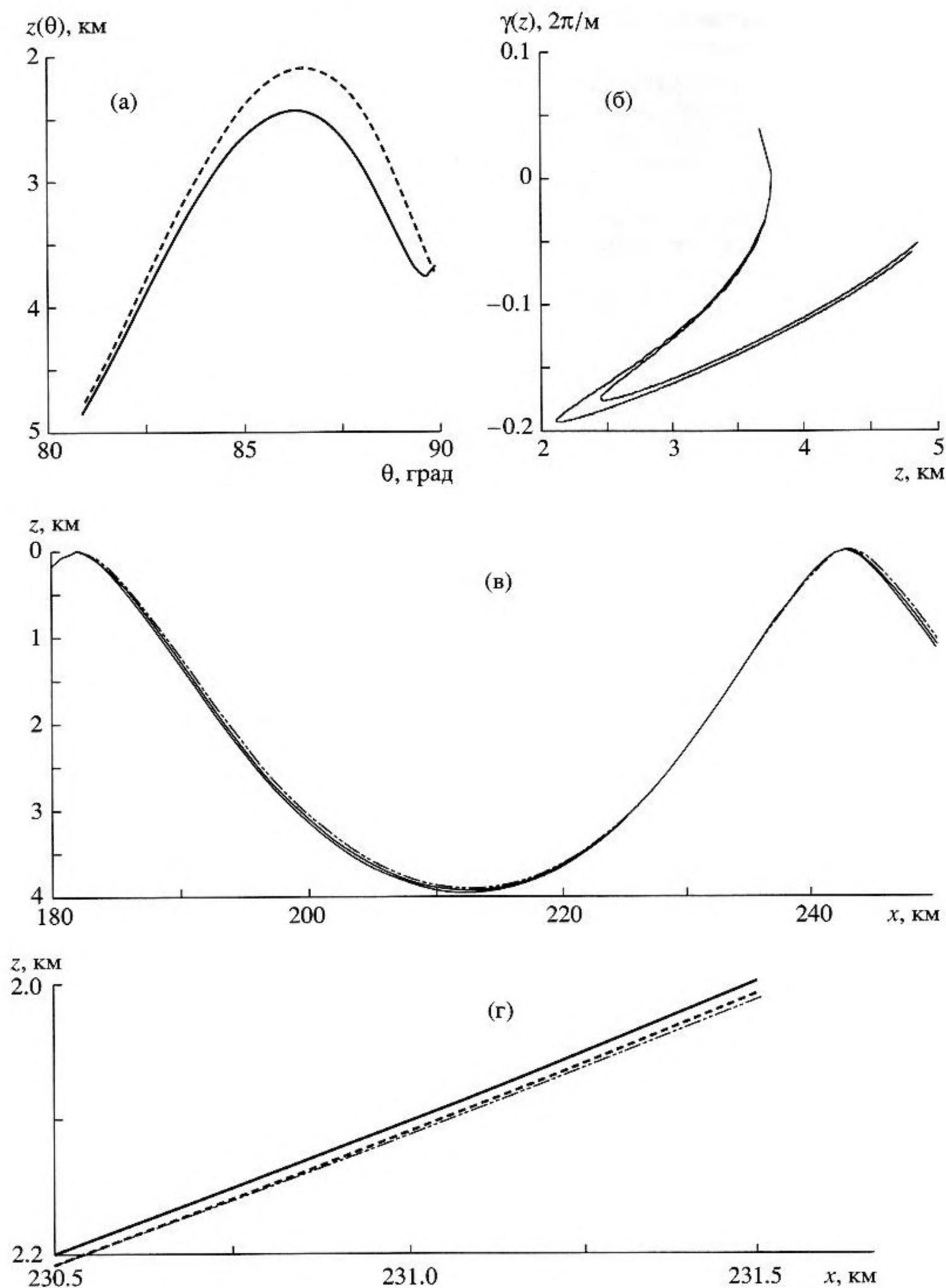


Рис. 2. Расчетные характеристики акустического поля по вертикали; $x = 231$ км, $H = 5$ км, $\alpha = 0^\circ$, сплошная линия – лучи выходят к поверхности, штриховая – в сторону дна; а – глубина прихода лучей $z(\theta)$ на ось z как функция угла выхода из источника; б – проекция $\gamma(z)$ волнового вектора лучей на ось z ; в – траектории группы близких лучей, образующих каустик; г – каустика в увеличенном масштабе.

воположных направлениях. Эти две ветви функции $z(\theta)$ можно считать аналогом встречных волн (волн Бриллюэна) в идеальном волноводе, где они образуются за счет разного знака (но одинаковой величины) проекции волнового вектора

лучей на ось z . Как видно на рис. 2б, проекции волнового вектора на ось z для лучей, относящихся к разным ветвям $z(\theta)$, различны по величине и имеют одинаковый знак. Таким образом, структура акустического поля вдоль вертикали в ПЗК

напоминает волны Бриллюэна в идеальном волноводе, но отличается от нее знаком и величиной проекций волнового вектора на ось z . Подробно этот вопрос рассмотрен в [6], где введено обобщенное толкование волн Бриллюэна, применимое к ПЗК. Наличие в ПЗК структуры акустического поля, подобной волнам Бриллюэна, позволяет предположить присутствие в спектре акустического поля аналогов модовой структуры.

Рассмотрим, какое толкование можно дать экстремумам функций $z(\theta)$. Обычно при рассмотрении структуры траекторий лучей вдоль горизонтали вводят понятие огибающей семейства лучей (каустики), на которой фактор фокусировки обращается в бесконечность из-за стремления к нулю производной от горизонтальной координаты по углу выхода, $dx/d\theta = 0$ [8]. При рассмотрении вертикальной структуры акустического поля в фактор фокусировки войдет производная от координаты z . Покажем, что точка с координатами $x = 231$ км, $z = z_{\min}$, где $dz/d\theta = 0$, лежит на каустике. На рис. 2в приведена группа лучевых траекторий. Центральной кривой в группе является траектория, проходящая через минимум функции $z(\theta)$ на рис. 2а, относящейся к лучам, вышедшим из источника в сторону дна. Две другие кривые выбраны таким образом, что их точки заворота у дна лежат выше и ниже точки заворота центральной кривой на 25 м. Отчетливо видна область каустики, где все три траектории сливаются практически в одну. На рис. 2г область каустики приведена в увеличенном масштабе. Обе траектории, соседние с центральной, лежат по одну сторону от нее. Подробнее о каустиках см. [8], стр. 48. Возвращаясь к рис. 2а, отметим, что максимум функции $z(\theta)$ на сплошной кривой вблизи $\theta \sim 90^\circ$ каустикой не является и образован лучами вблизи точки заворота у дна. Это будет показано ниже.

Рассмотрим функции $\gamma(z)$, проекции волнового вектора лучей на ось z при $x = 231$ км, рис. 2б. Принято, что положительное направление $\gamma(z)$ совпадает с направлением оси z . Обозначения кривых те же, что и на рис. 2а. Кривые с разными знаками угла выхода за исключением области каустики близки друг к другу. В данном случае $\gamma(z) < 0$ для большинства лучей, кроме небольшой группы лучей, вышедших из источника к поверхности вблизи угла 90° . Эти лучи имеют точку заворота у дна, где $\gamma(z) = 0$. После заворота $\gamma(z)$ меняет знак, что видно на рис. 2б. Отметим, что абсолютные значения $\gamma(z)$ намного меньше экспериментальных величин составляющих спектра акустического поля, рис. 1а–1в. Функции $\gamma(z)$, также как и функции $z(\theta)$, двухзначны. Лучи, приходящие в одну точку, имеют разные значения $\gamma(z)$. Это приводит к возникновению биений акустического поля вдоль оси z , а в пространственном спектре при

достаточном разрешении будет наблюдаться две близкие частоты [3].

Перейдем к рассмотрению волновода с наклонным дном. При подборе дистанции, глубины, и наклона дна мы пытались получить спектр, близкий к приведенному на рис. 1а. Он имеет наиболее простую форму, всего два основных максимума. Кажется очевидным, что такая форма спектра может быть у сигнала, отраженного от ровного участка наклонного дна. Наиболее достоверно известной мы считаем глубину. В результате подбора в расчете приняты следующие значения параметров эксперимента: расстояние между излучателем и ГАЗ – 231 км, глубина 2.6 км, наклон дна $\alpha = 7^\circ$. При расчете поверхность дна считается ровной.

На рис. 3а, 3б приведены кривые $z(\theta)$, $\gamma(z)$, рассчитанные с учетом наклона дна. Видно значительное усложнение кривых по сравнению с рис. 2а, 2б. Водные лучи сохранились лишь в области $z > 2$ км при значениях $\theta \sim 85^\circ - 87.2^\circ$ и не попадают на ГАЗ. Все лучи, за исключением водных, имеют одно отражение от склона. Таким образом, на ГАЗ попадают лучи только одного класса, а именно – отраженные от склона. Их координаты выделены жирными линиями. Траектории граничных лучей, вышедших из источника в сторону дна и поступающих на ГАЗ, при $z = 0.36 - 0.52$ км показаны на рис. 3в. Как и в случае, когда $\alpha = 0$, наблюдается две встречные ветви функции $z(\theta)$. Появились лучи с положительным значением проекции волнового вектора на ось z : при $\theta > \theta_{\text{отр}}$ $\gamma(z) < 0$, при $\theta < \theta_{\text{отр}}$ $\gamma(z) > 0$, где $\theta_{\text{отр}}$ – угол выхода луча, отражающегося от поверхности при $x = 231$ км. Таким образом, на данном расстоянии, в отличие от рис. 2б, для значительного числа лучей $\gamma(z) > 0$, возросла абсолютная величина пространственных частот вдоль вертикали до ~ 0.4 $2\pi/\text{м}$, большое количество лучей переместилось к поверхности. Кроме этого, произошло усложнение самой структуры вертикального распределения, появились новые каустики. Функции $z(\theta)$, $\gamma(z)$ из двухзначных, как на рис. 2а, 2б, превратились в многозначные, что привело к увеличению количества лучей, попадающих в одну точку. Так, в точку $z = 0.8$ км приходит 9 лучей.

Для определения влияния небольших изменений расстояния до источника вычисление акустического поля и его спектра проводилось на четырех расстояниях: 230, 230.5, 231, 232 км только для лучей, попадающих на ГАЗ. Функции $z(\theta)$, $\gamma(z)$ для этих расстояний аналогичны приведенным на рис. 3а, 3б для $x = 231$ км. Отличие состоит в числе каустик, их положении на плоскости θ, z и величине $\theta_{\text{отр}}$. Расчетные пространственные спектры приведены на рис. 4а–4г. Пространственная частота γ выражена в единицах $2\pi/\text{м}$. На всех четырех дистанциях спектр состоит из двух максиму-

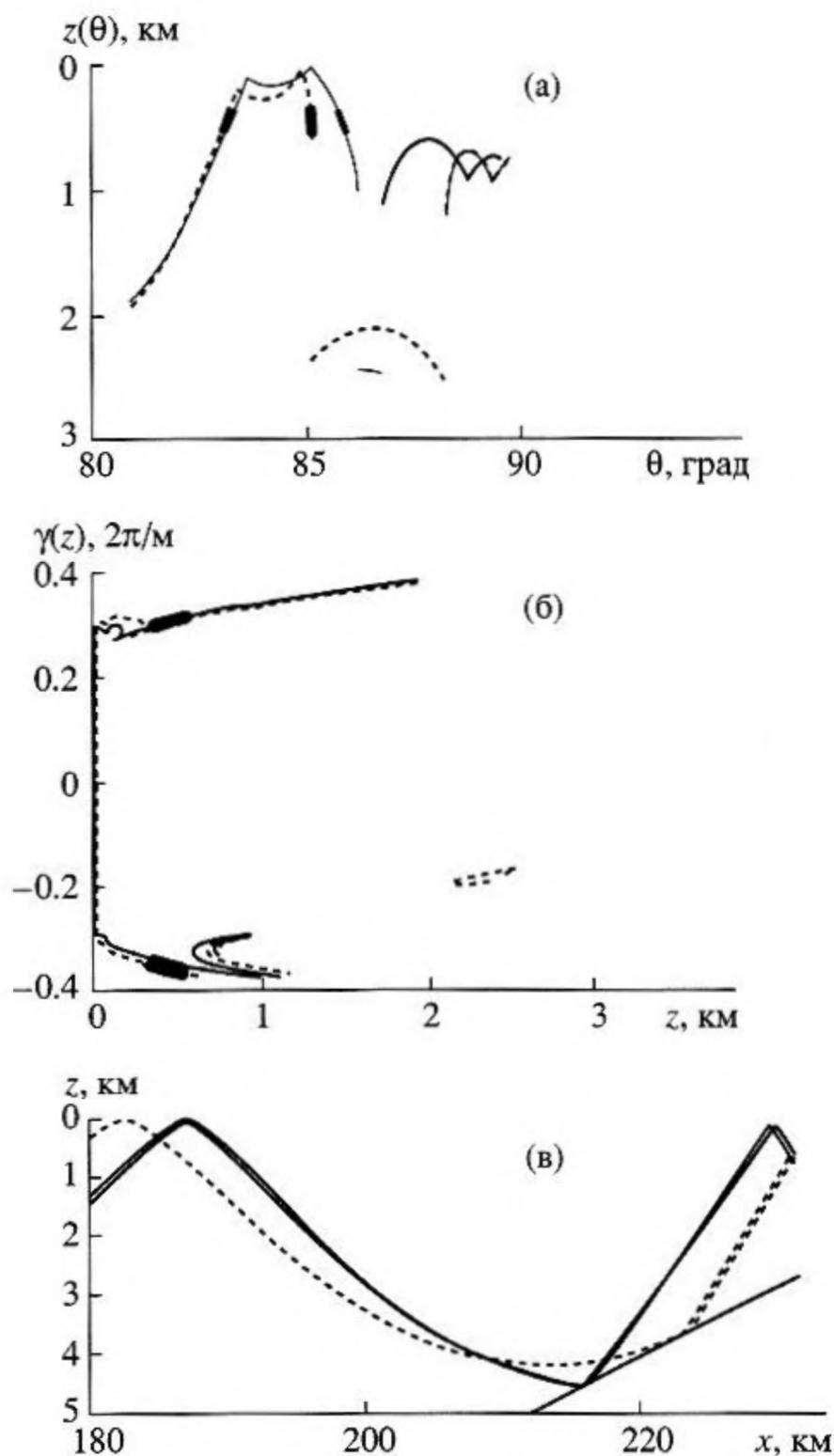


Рис. 3. Расчетные характеристики акустического поля по вертикали; $x = 231$ км, $H = 5$ км, $\alpha = 7^\circ$, сплошная линия – лучи выходят к поверхности, штриховая – в сторону дна; а – глубина прихода лучей $z(\theta)$ на ось z как функция угла выхода из источника; б – проекции $\gamma(z)$ волнового вектора лучей на ось z , в – траектории граничных лучей, вышедших из источника в сторону дна и попадающих на ГАЗ.

мов в области положительных и отрицательных частот, форма и амплитуда которых меняются при изменении расстояния x . С возрастанием x амплитуда максимума в области отрицательных частот убывает, а в области положительных сначала растет, а затем также убывает. Различие формы максимумов вызвано попаданием в диапазон перемещения ГАЗ каустик, которые вызывают либо уширение максимума, как на рис. 4а, либо увеличение пьедестала спектра, рис. 4г.

Абсолютные величины частот обоих максимумов несколько различаются, -0.39 и $+0.35$. Их

значения не меняются с изменением расстояния до источника, за исключением рис. 4а, что, очевидно, вызвано присутствием каустики. Ближе всего к спектру измеренного поля, представленного на рис. 1а, расчетный спектр на рис. 4б, $x = 230.5$ км. Частоты максимумов на рис. 1б равны -0.34 , $+0.3$ $2\pi/m$. Расчетные и измеренные значения пространственных частот совпадают с точностью до одного интервала разрешения. Таким образом, с помощью подбора ряда параметров удалось получить путем расчета спектр поля по вертикали, достаточно близкий к экспериментальному как по форме, так и по величинам пространственных частот. Небольшие изменения расстояния в данном случае приводят к заметному изменению амплитуд спектральных максимумов. Частоты основных максимумов при изменении расстояния до источника не меняются. Изменяется только их форма и амплитуда. Отметим, что расчетные спектры, как и экспериментальный, рис. 1а, если не учитывать небольшое различие частот максимумов, близки к спектру одной моды, что подтверждает правомерность введения обобщенного понятия волн Бриллюэна для ПЗК.

Рассмотрим, как влияет на спектр акустического поля изменение угла наклона дна. На рис. 5а–5г приведены спектры для различных наклонов дна, $\alpha = 6.2^\circ, 6.5^\circ, 6.7^\circ, 8^\circ$ соответственно. Спектры на рис. 5а, 5б рассчитаны для $x = 230$ км, в, г – для $x = 231$ км. В целом, увеличение угла наклона от 6.2° до 8° приводит к возрастанию абсолютного значения частоты максимумов. Совпадение отрицательных максимумов на рис. 5а, б и положительных на рис. 5б, 5в может быть вызвано наличием каустик функции $z(\theta)$ в диапазоне работы ГАЗ. Увеличение абсолютной величины частот максимумов при возрастании угла наклона небольшое, для $\gamma < 0$ от -0.28 до -0.43 , для $\gamma > 0$ от $+0.31$ до $+0.39$ $2\pi/m$.

Влияние изменения глубины в районе погружения ГАЗ иллюстрируют рис. 6а, 6б. На рис. 6а показан расчетный спектр вертикальной структуры акустического поля при глубине океана 2.4 км, расстояние до излучателя 230 км, угол наклона дна $\alpha = 7^\circ$. При данных параметрах отрицательные частоты в спектре отсутствуют, а частота максимума в области положительных частот уменьшилась по сравнению с рис. 4а, где глубина океана 2.6 км, несмотря на то, что наклон дна не изменился. Это уменьшение частоты можно объяснить, предположив, что отраженные от дна лучи имели угол скольжения перед отражением от склона меньше, чем в случае рис. 4а. На рис. 6б изменен еще и наклон дна, $\alpha = 8^\circ$. В результате появился максимум на отрицательной частоте, в области положительных частот величина частоты максимума возросла по сравнению с рис. 6а.

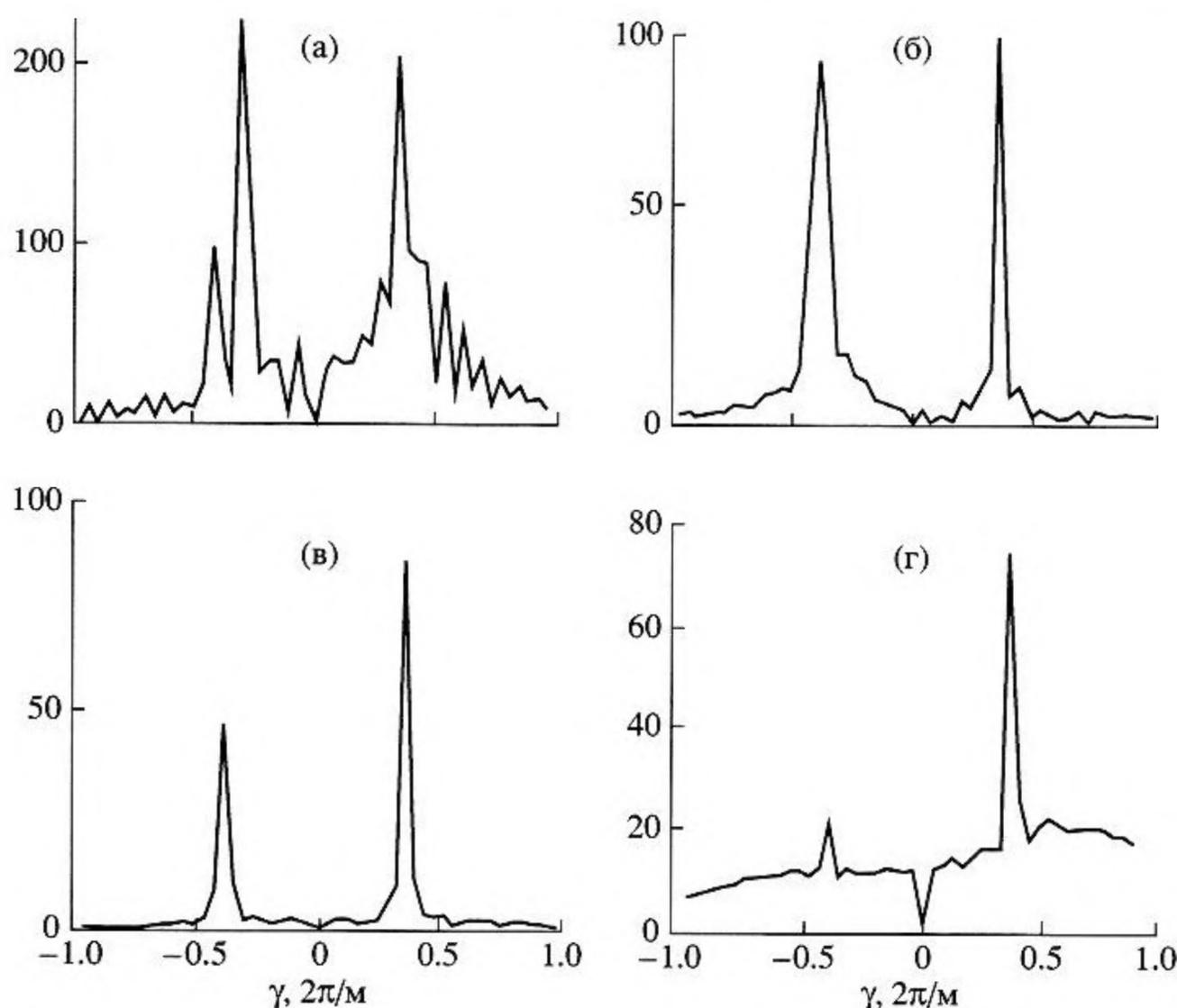


Рис. 4. Пространственные спектры вертикальной структуры расчетного акустического поля на различных расстояниях от источника; $H = 2.6$ км, $\alpha = 7^\circ$; а – $x = 230$ км, б – $x = 230.5$ км, в – $x = 231$ км, г – $x = 232$ км.

Из приведенных расчетов можно заключить, что при изменении каждого из трех параметров происходит смена лучей, формирующих акустическое поле. Это обстоятельство исключить нельзя, а, следовательно, и точно предсказать, как изменится спектр поля при изменении того или иного параметра.

Проведем более детальное сопоставление результатов расчета с экспериментом. Прежде всего, отметим, что в результате подбора расстояния и наклона дна получено хорошее совпадение рассчитанного спектра с одним из спектров, полученным по данным эксперимента. Это совпадение подтверждает правильность подбора параметров эксперимента и доказывает обоснованность принятой схемы формирования поля вдоль вертикали лучами, отразившимися от наклонного дна. Что касается других экспериментальных спектров, то, как уже отмечалось, их сложная структура, очевидно, вызвана неровностями поверхности склона, т.е. существованием на поверхности склона площадок с разными углами наклона. В результате небольшого дрейфа судов происходила смена отражающих поверхностей, а также и областей траекторий, контактирующих с дном. Все это и привело к сложной структуре спектров и их изменению от спуска к спуску.

Нами не рассматривалось влияние на вертикальную структуру акустического поля изменение профиля скорости звука $c(z)$ вдоль трассы. Как отмечалось выше, максимальное значение $\gamma(z)$ определяется значением $c(z)$ на оси канала и наибольшим значением на одной из границ волновода. Изменения этих величин приведут к изменению максимального значения $\gamma(z)$. В данном эксперименте измерение $c(z)$ вдоль трассы не проводилось. Очевидно, что изменение $c(z)$ от расстояния скажется и на глубине прихода лучей на заданном расстоянии. Поэтому подбор всех параметров эксперимента будет зависеть и от изменения $c(z)$ вдоль трассы. Учет изменения скорости звука вдоль трассы по лучевой теории вполне осуществим.

Проведенное исследование показало следующее. Использование ГАЗ для измерения вертикальной структуры акустического поля было вполне успешным, что подтверждается хорошим совпадением одного из спектров, полученного по экспериментальным данным, с расчетным спектром. Такое совпадение открывает возможность решения некоторых обратных задач в акустике океана. Путем соответствующих вычислений можно определить неизвестные данные эксперимента или уточнить их значения, а также по изме-

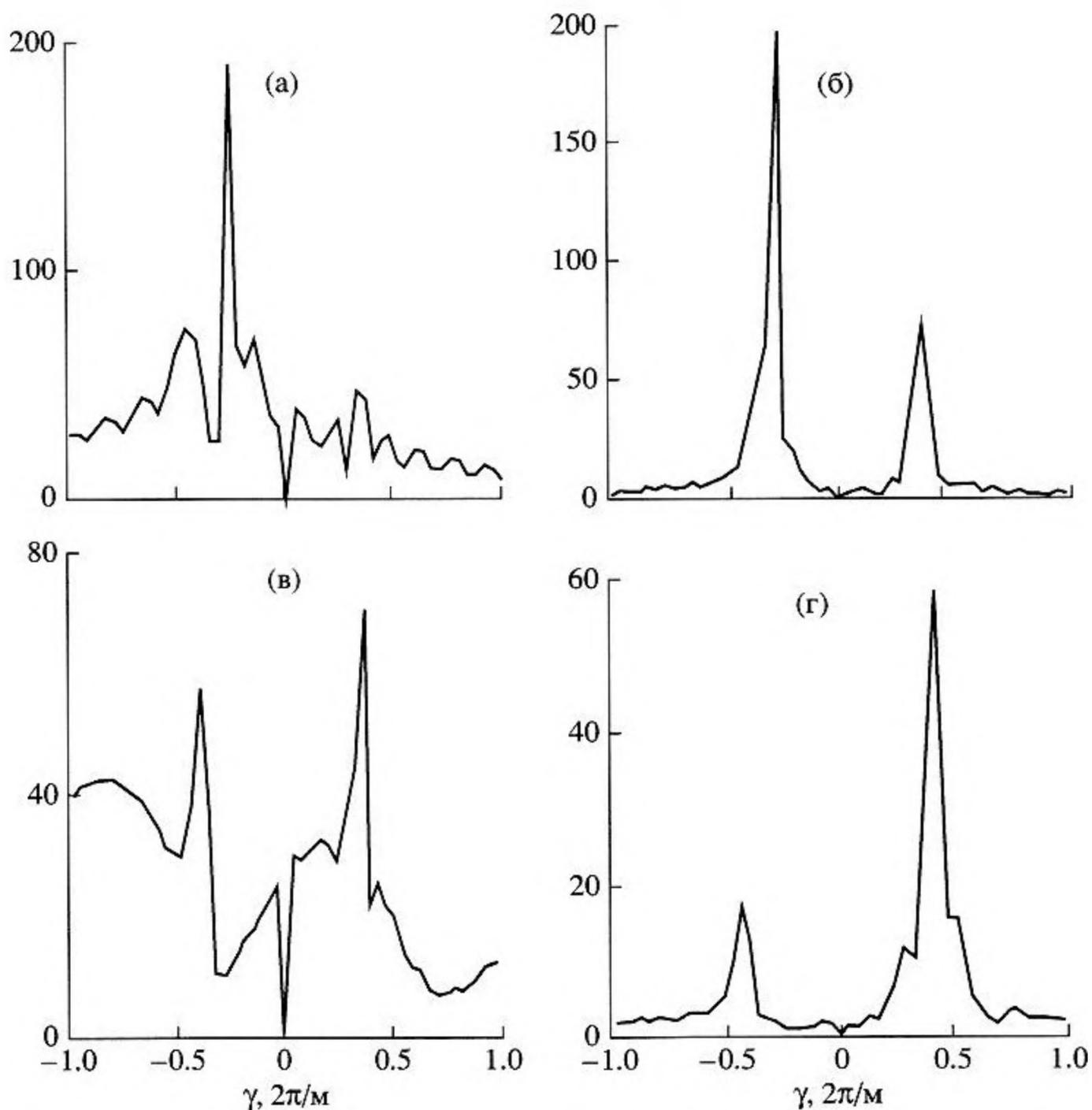


Рис. 5. Пространственные спектры вертикальной структуры расчетного акустического поля при различных углах наклона дна; $H = 2.6$ км; а - $x = 230$ км, $\alpha = 6.2^\circ$; б - $x = 230$ км, $\alpha = 6.5^\circ$; в - $x = 231$ км, $\alpha = 6.7^\circ$; г - $x = 231$ км, $\alpha = 8^\circ$.

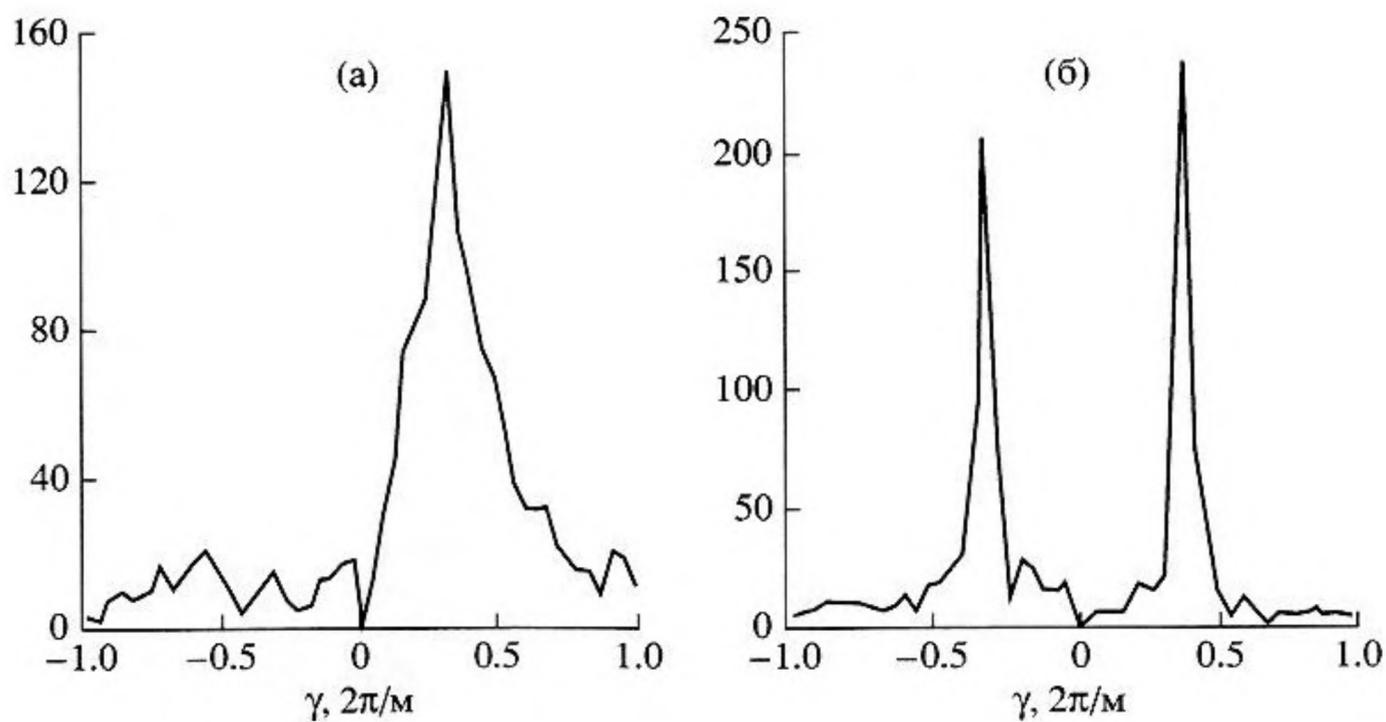


Рис. 6. Пространственные спектры вертикальной структуры расчетного акустического поля при глубине $H = 2.4$ км; а - $x = 230$ км, $\alpha = 7^\circ$; б - $x = 231$ км, $\alpha = 8^\circ$.

ренному разрезу акустического поля, полученному в одной части океана, найти поле в другой его части.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карлик Я.С., Кержаков Б.В., Ковалев А.П., Кулинич В.В., Семенов В.В. Экспериментальные исследования и численное моделирование вертикальных угловых спектров при распространении низкочастотного сигнала в область берегового шельфа / Препринт № 542. 2000. Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород.
2. Карлик Я.С., Кержаков Б.В., Ковалев А.П., Кулинич В.В., Семенов В.В. Трансформация вертикальных угловых спектров акустического поля сигнала низких звуковых частот при его распространении из глубоководного района океана в область берегового шельфа / Труды Нижегородской акустической научной сессии, ТАЛАМ, Нижний Новгород, 2002. С. 39–41.
3. Зверев В.А., Иванов В.П., Иванова Г.К. Измерение и расчет вертикальной структуры акустического поля в океане / Акустика океана. Доклады 9-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2002. С. 128–131.
4. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Дремучев С.А., Куртенов В.М., Селиванов В.Г., Чепурин Ю.А. Эксперименты по дальнему распространению звука в Канарской котловине Атлантического океана / Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 824–831.
5. Wolfson M.A., Tomsovic S. On the stability of long-range sound propagation through a structured ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 109. № 6. P. 2693–2703.
6. Зверев В.А., Иванова Г.К. О формировании волн Бриллюэна в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 5. С. 632–637.
7. Tindle C.T. Wave fronts and wave forms in deep-water sound propagation // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. V. 112. № 2. P. 464–475.
8. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.

Measured and Calculated Vertical Structure of Sound Field in the Ocean

I. N. Didenkulov, V. A. Zverev, V. P. Ivanov, and G. K. Ivanova

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603600 Russia
e-mail: ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru*

Abstract—Results of measuring the monochromatic sound field by a dipping probe in a deep ocean are presented. The sound speed profile in the region of measurements had a minimum at a depth 1600 m. The experiment was carried out in the Atlantic Ocean with the use of two vessels separated by a distance of approximately four ray cycles (~240 km). The experimental data are compared with the calculations based on a new concept of the Brillouin waves for describing the vertical structure of the sound field produced by rays. It is shown that a satisfactory agreement between experiment and calculation can be achieved by fitting the parameters of the experiment. Such a procedure allows one to refine or even to determine the experimental conditions, which not always are known. The proposed method of calculation offers an opportunity for solving inverse problems of ocean acoustics.