

УДК 534.23

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ПО ТРАССЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА НА ПОДВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НАД КОНТИНЕНТАЛЬНЫМ СКЛОНОМ

© 2000 г. А. В. Микрюков, О. Е. Попов

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 25.11.98 г.

Представлены результаты обработки опыта по распространению звука взрывных источников из открытого океана в прибрежный клин. Трасса распространения звука длиной 275 км проходила через участки с существенными неоднородностями поля скорости звука, в том числе через фронтальную зону. Проанализировано влияние данных неоднородностей на формирование звукового поля на различных участках трассы. Диапазон исследуемых частот 25–400 Гц. Показано, что после пересечения трассой границы фронтальной зоны дисперсионные кривые первой и второй мод практически совпадают; сигналы от этих мод не разрешаются во времени, вызывая по мере роста расстояния значительную модуляцию уровня энергии в хвостовой части сигнала на низких частотах (25–50 Гц). В связи с этим выделить в чистом виде эффект взаимодействия звуковых волн с наклонным дном, определяющий подъем уровня звукового поля в этой области, оказывается возможным лишь после тщательного анализа модового состава регистрируемых сигналов.

Для решения ряда задач как прикладной, так и общей гидроакустики необходимо детальное знание характера распространения звука из глубоководных районов океана в мелководные прибрежные области. Одной из ярких особенностей данного типа распространения является часто наблюдающееся повышение уровня звукового поля над континентальным склоном.

Данное повышение уровня происходит в результате взаимодействия звуковой энергии, распространяющейся в подводном звуковом канале глубокого океана с поднимающимся дном континентального склона. Поэтому исследователи с особой тщательностью относятся к особенностям рельефа и геофизическим характеристикам дна в области склона [1, 2]. В то же время поле скорости звука обсуждается лишь с точки зрения глубины залегания оси звукового канала, поскольку именно в окрестности этой глубины начинает проявляться взаимодействие чисто канальной энергии с наклонным дном и положения излучателя и приемника относительно оси канала.

При численном моделировании распространения звука над континентальным склоном профиль скорости звука в воде $C(z)$ вдоль трассы принимается, как правило, постоянным [2, 3]. Для подавляющего числа районов Мирового океана с глубинами залегания оси канала в пределах 800–1200 м такая аппроксимация вполне оправданна. Однако в целом ряде районов с неглубоким залеганием оси канала (50–400 м) существуют приповерхностные

течения, обуславливающие существование фронтальных зон, отделяющих теплые воды открытого океана от более холодных склоновых вод, и рингов. В таких районах влияние горизонтальной неоднородности поля скорости звука на формирование звуковых полей в прибрежных областях становится весьма значительным и требует детального изучения.

На основании экспериментальных результатов мы покажем, что взаимодействие распространяющихся из открытого океана в прибрежные области звуковых волн с возмущениями поля скорости звука может практически полностью замаскировать собой влияние рельефа и геоакустических характеристик дна. Без детального и всестороннего анализа всех механизмов формирования звукового поля над континентальным склоном легко в данном случае сделать совершенно некорректные выводы и заключения.

Эксперимент проводился в северо-западной части Тихого океана у побережья полуострова Камчатка, где поперек пути распространения звука из открытого океана в прибрежный шельф проходит холодное и весьма неустойчивое в пространственно-временном отношении Курило-Камчатское течение.

Звуковые волны распространялись вдоль трассы протяженностью 275 км. Трасса начиналась в глубоком океане и заканчивалась на кромке берегового шельфа с глубиной места 270 м. В области континентального склона направление трассы

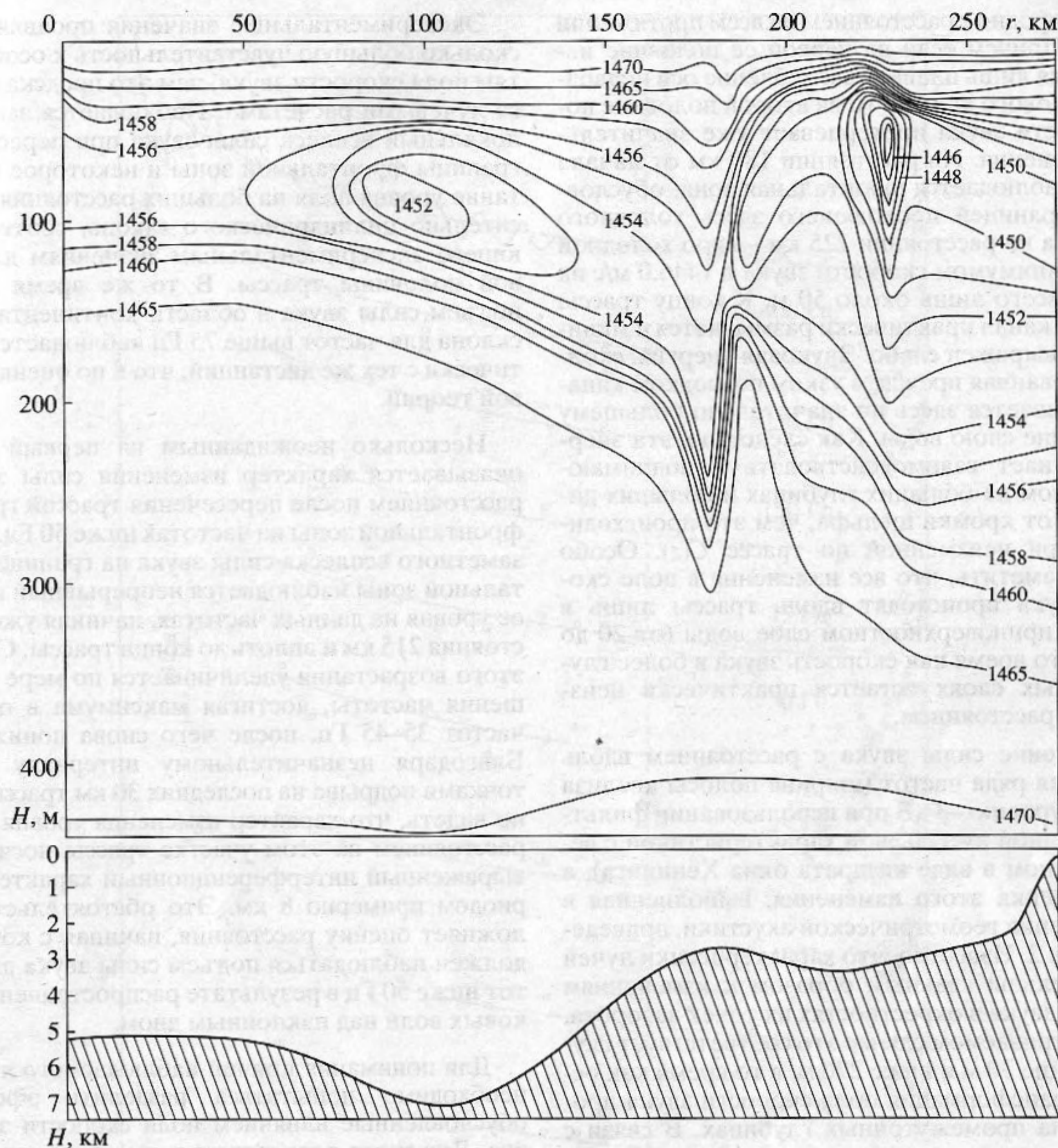


Рис. 1. Поле скорости звука и рельеф дна вдоль трассы распространения звука.

практически совпадало с нормалью к линиям изобат. Приемное судно со спущенным за борт на глубину 130 м гидрофоном лежало в дрейфе в начальной точке трассы в глубоком океане, а излучающее начинало свое движение вдоль трассы из ее конечной точки в береговом шельфе. В качестве источников звука использовались детонаторы гидростатического действия (вес взрывчатого вещества 0.38 кг), сброс которых производился на полном ходу судна, а подрыв – на глубине 270 м. Интервал между точками подрыва изменялся в соответствии с изменением рельефа дна. Первые девять зарядов были сброшены с интервалом 0.6–0.7 км на участке с изменением глубины от 270 до 1150 м, следующие девять – через 1.6–1.7 км

на участке с изменением глубины от 1180 до 2800 м, а оставшиеся 20 – через 10 км. Подрыв последнего заряда был произведен в 55 км от приемного судна через 11 ч после начала опыта. Такое распределение точек подрыва вдоль трассы должно было по замыслу экспериментаторов [1] обеспечить надежное определение сформировавшегося закона спада уровня звукового поля с расстоянием при распространении звука в глубоком океане и его отклонение от этого закона в области континентального склона в результате подъема дна.

Восстановленное на основании полученных в ходе эксперимента данных поле скорости звука вдоль трассы и результаты эхолотного промера приведены на рис. 1. Как видим, поле скорости зву-

ка неоднородно с расстоянием на всем протяжении трассы. Причем если на первой ее половине наблюдается лишь плавное заглубление оси подводного звукового канала, то на второй половине поле скорости звука претерпевает уже значительные изменения. На расстоянии 180 км от начала трассы наблюдается фронтальная зона, обусловленная границей проходящего здесь холодного течения, а на расстоянии 225 км – ядро холодной воды с минимумом скорости звука в 1446.0 м/с на глубине всего лишь около 50 м. К концу трассы звуковой канал практически размывается и минимум $C(z)$ выражен слабо. Звуковая энергия, сконцентрированная прежде в узком подводном канале, размывается здесь по значительно большему по толщине слою воды. Как следствие, эта энергия начинает взаимодействовать с поднимающимся дном на больших глубинах и больших дистанциях от кромки шельфа, чем это происходило бы при неизменной по трассе $C(z)$. Особо следует заметить, что все изменения в поле скорости звука происходят вдоль трассы лишь в верхнем, приповерхностном слое воды (от 20 до 300 м), в то время как скорость звука в более глубоководных слоях остается практически неизменной с расстоянием.

Изменение силы звука с расстоянием вдоль трассы для ряда частот (ширина полосы анализа 10 Гц по уровню –3 дБ при использовании фильтра с конечной импульсной характеристикой с весовым окном в виде квадрата окна Хеннинга), а также оценка этого изменения, выполненная в приближении геометрической акустики, приведены на рис. 2. Известно, что характеристики лучей чувствительны главным образом к изменениям скорости звука в окрестностях их точек заворота. В рассматриваемом случае это соответствует глубинам выше 30 м и ниже 270 м, в то время как основная трансформация поля скорости звука происходит на промежуточных глубинах. В связи с этим результаты расчета, приведенные в верхней части рисунка, указывают лишь на весьма слабое воздействие наблюдаемых вдоль трассы возмущений $C(z)$ на характер поведения закона спада силы звука с расстоянием. Цилиндрический закон спада, построенный с использованием метода наименьших квадратов, для рассчитанных значений силы звука до фронтальной зоны на первой половине трассы (жирная кривая на рис. 2) и продолженный далее (штриховая кривая) вплоть до конца трассы, достаточно хорошо аппроксимирует спадание силы звука на всех расстояниях. Согласно расчету для случая абсолютно отражающего дна, подъем уровня звукового поля в области континентального склона должен наблюдаться начиная с расстояний 265–270 км, т.е. при глубинах мест более 1500 м. Угол наклона дна на этом участке склона вплоть до кромки шельфа составляет около 7° .

Экспериментальные значения проявляют несколько большую чувствительность к особенностям поля скорости звука, чем это предсказывается лучевыми расчетами. Наблюдается заметный локальный всплеск силы звука при пересечении границы фронтальной зоны и некоторое возрастание уровня поля на больших расстояниях относительно цилиндрического закона, соответствующего экспериментальным значениям для первой половины трассы. В то же время резкий подъем силы звука в области континентального склона для частот выше 75 Гц наблюдается практически с тех же дистанций, что и по оценке лучевой теории.

Несколько неожиданным на первый взгляд оказывается характер изменения силы звука с расстоянием после пересечения трассой границы фронтальной зоны на частотах ниже 50 Гц. После заметного всплеска силы звука на границе фронтальной зоны наблюдается непрерывный подъем ее уровня на данных частотах, начиная уже с расстояния 215 км и вплоть до конца трассы. Степень этого возрастания увеличивается по мере уменьшения частоты, достигая максимума в области частот 35–45 Гц, после чего снова понижается. Благодаря незначительному интервалу между точками подрыва на последних 30 км трассы можно видеть, что характер изменения уровня поля с расстоянием на этом участке трассы носит ярко выраженный интерференционный характер с периодом примерно 8 км. Это обстоятельство усложняет оценку расстояния, начиная с которого должен наблюдаться подъем силы звука для частот ниже 50 Гц в результате распространения звуковых волн над наклонным дном.

Для понимания причин наблюдаемого явления необходимо попытаться разделить эффекты, обусловленные влиянием поля скорости звука и дна. Для этого рассмотрим временную структуру регистрируемых в процессе эксперимента взрывных сигналов. Кружками на рис. 3 показана трансформация временной структуры сигналов по мере роста расстояния вдоль трассы, рассчитанная в приближении геометрической акустики с привлечением всей имеющейся информации о поле скорости звука, рельефе и параметрах дна. По оси абсцисс отложена величина $\Delta T = T - r/1.45$, где T – полное время распространения вдоль луча до приемника, находящегося на расстоянии r от источника. На врезке в рисунок представлена запись сигнала, зарегистрированного на расстоянии 105 км, в широкой полосе частот, а ниже – результат расчета временной структуры сигнала в лучевом приближении для этой же дистанции. Оба представления сигналов на врезке в рисунок синхронизированы относительно времени вступления первой четверки водных лучей, выходящих из источника под наиболее крутыми углами. Времена распро-

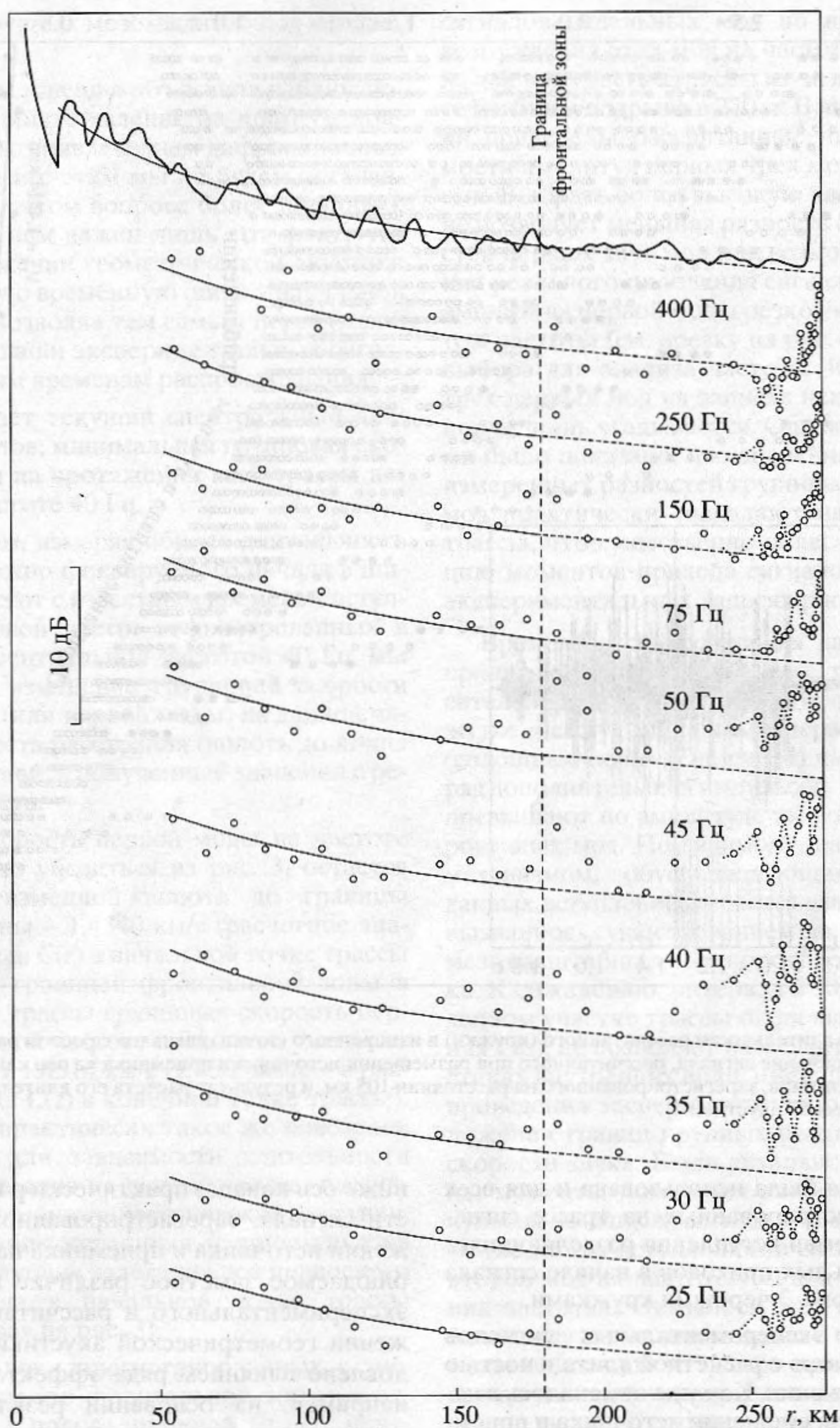


Рис. 2. Расчетные (вверху) и экспериментальные зависимости изменения силы звука с расстоянием. Ширина полосы фильтра Δf для всех центральных частот – 10 Гц. Сплошные кривые и их продолжение (штриховые кривые) – цилиндрический закон спада, оцененный для первой половины трассы (50–185 км).

странения вдоль данных лучей отличаются наибольшей стабильностью как во времени, так и в пространстве [4]. Синхронизация начала экспериментального сигнала с соответствующим ему

расчетным временем прихода вдоль самых крутых водных лучей позволяет в дальнейшем достаточно надежно предсказать разности времен прихода отдельных вступлений в начале сигнала. Аналогич-

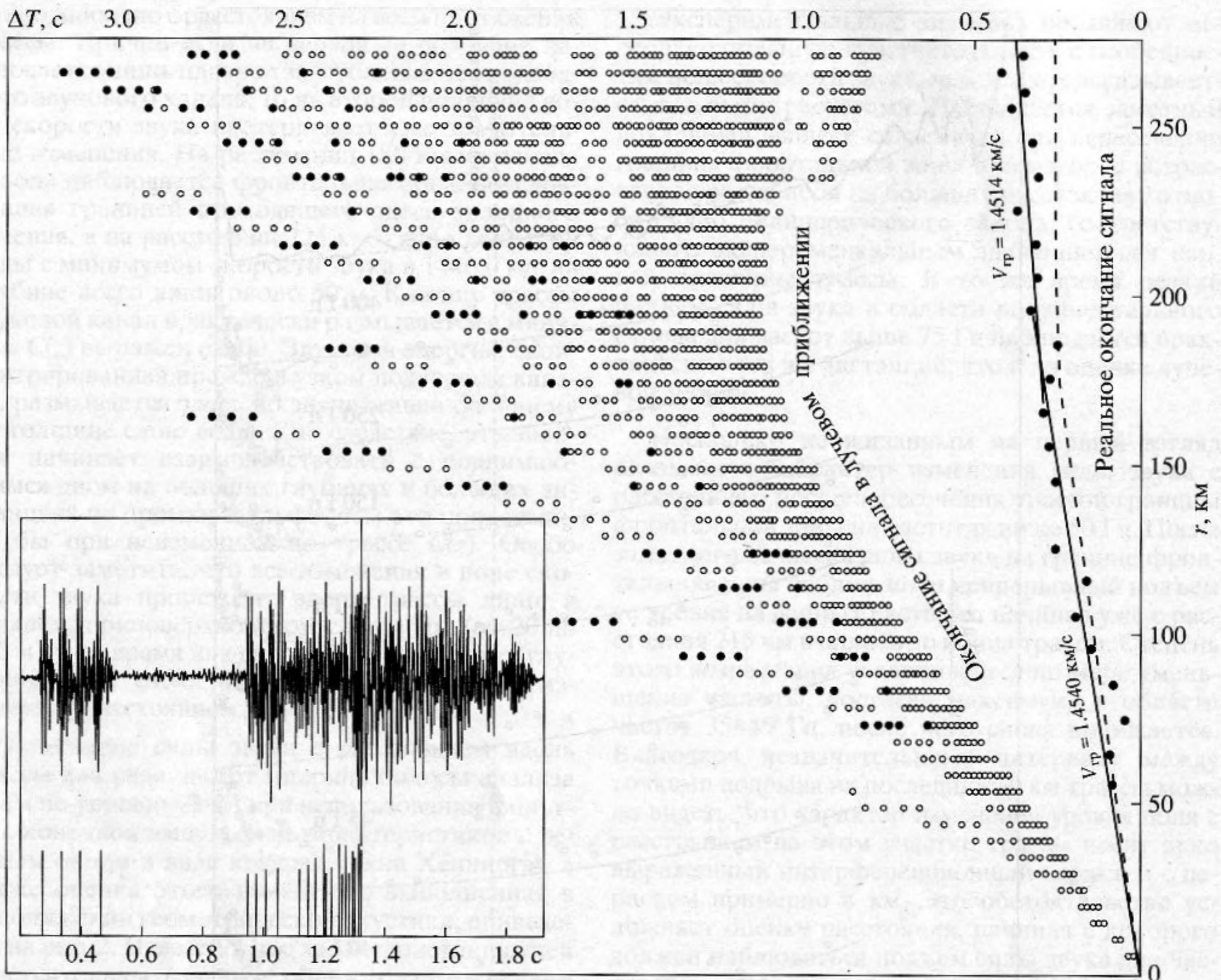


Рис. 3. Изменение длительности рассчитанного (кружки) и измеренного (точки) сигналов с ростом расстояния. Штриховая кривая – окончание сигнала, рассчитанного при размещении источника и приемника на оси канала. На врезке в рисунок – запись сигнала, зарегистрированного на расстоянии 105 км, и результат расчета его длительности в приближении геометрической акустики.

ная синхронизация была использована и для всех остальных зарегистрированных на трассе сигналов. Значения времен вступления разделяющихся во времени отдельных приходов в начале сигнала представлены на рис. 3 черными кружками.

Длительность экспериментальных сигналов больше по сравнению с расчетной длительностью в лучевом приближении. Как уже отмечалось в целом ряде работ, при смещении источника и приемника по вертикали от оси канала в приближении геометрической акустики часто бывает трудно объяснить присутствие в хвостовой части сигнала звуковой энергии, приходящей с групповыми скоростями, близкими к скорости звука у оси канала. Тем не менее длительность экспериментального сигнала при его приеме ниже оси канала может оказаться в ряде случаев (в зависимости от частоты и значений градиентов скорости звука выше и

ниже оси канала) практически равной длительности сигнала, зарегистрированного при расположении источника и приемника на оси канала. Наблюдаемое заметное различие в длительностях экспериментального и рассчитанного в приближении геометрической акустики сигналов обусловлено влиянием ряда эффектов. В работе [5], например, на основании результатов опытов, проведенных в восточной и северо-восточной частях Тихого океана, приводится следующая количественная оценка данного явления для центральной частоты 250 Гц: при смещении приемника ниже оси на 100–200 м это различие в длительностях может быть объяснено с привлечением дифракционных эффектов на каустиках и точках заворота, на 300 м – взаимодействием мод, вызванным внутренними волнами, и, наконец, на 800–1000 м –

рассеянием на крупных мезомасштабных неоднородностях.

В работе [6] мы успешно объяснили наблюдающееся в данном опыте явление на примере конкретного сигнала с привлечением дифракционных эффектов. В связи с этим мы не будем останавливаться здесь на этом вопросе более подробно. В нашей работе нам важен лишь тот факт, что расчет в приближении геометрической акустики дает нам надежную временную оценку начальной стадии сигнала, позволяя тем самым перейти при анализе записей наши экспериментальных сигналов к абсолютным временам распространения.

Как показывает текущий спектральный анализ наших сигналов, минимальная групповая скорость их хвостов на протяжении всей трассы наблюдается на частоте 40 Гц.

Таким образом, измеряя общую длительность сигналов от надежно фиксируемого начала в широкой полосе частот с известным временем вступления до хвостовой части, отфильтрованных в узкой полосе с центральной частотой 40 Гц, мы можем оценить изменение групповой скорости хвостовой части (или первой моды) на данной частоте по мере роста расстояния (вплоть до конца трассы) и сопоставить полученные значения с результатами расчета.

Групповая скорость первой моды на частоте 40 Гц, как можно убедиться из рис. 3, остается практически неизменной вплоть до границы фронтальной зоны – 1.4540 км/с (расчетное значение для профиля $C(z)$ в начальной точке трассы 1.4545 км/с). За границей фронтальной зоны и вплоть до конца трассы групповая скорость первой моды на данной частоте несколько уменьшается и составляет 1.4514 км/с (1.4505 км/с – в расчете для профиля $C(z)$ в конечной точке трассы). Интересно, что практически такое же поведение наблюдается и для зависимости длительности сигнала от расстояния на данной трассе, рассчитанной в приближении геометрической акустики, но при размещении источника и приемника на глубине 90 м – глубине залегания оси подводного звукового канала в начальной точке трассы (штриховая кривая на рис. 3).

Записи сигналов, зарегистрированных с дистанции 55–185 км (до фронтальной зоны) и отфильтрованных в полосе шириной 10 Гц с центральной частотой 40 Гц, представлены последовательно друг под другом на рис. 4. Групповые скорости $V_{гр}$ первых трех мод на данной частоте, как можно видеть из представленных на врезке в рисунок дисперсионных кривых, заметно различаются: 1.4545, 1.4654 и 1.4676 км/с соответственно. Это позволяет достаточно надежно производить анализ временной структуры конечной части сигналов благодаря полному разрешению

сигналов отдельных мод по времени. Степень возбуждения этих мод на частоте 40 Гц невелика на данном участке трассы из-за выбранной в опыте глубины подрыва в 270 м. В нижней части врезки приведены рассчитанные частотные зависимости амплитуд первых трех мод $|\psi|$ в точке приема. Выбрать более высокую частоту для анализа не позволяет меньшая разность групповых скоростей первых двух мод и невозможность наблюдения реального окончания сигнала ввиду того, что амплитуда первой моды резко уменьшается с ростом частоты (см. врезку на рис. 4). Даже в случае выбора для анализа частоты 40 Гц присутствие трех первых мод на записях некоторых сигналов порой лишь угадывается. Однако в работе [6] нами было показано, что значения рассчитанных и измеренных разностей групповых скоростей этих мод практически совпадают на данном участке трассы, что существенно облегчает идентификацию моментов прихода сигналов от этих мод на экспериментальных записях рис. 4.

Временная синхронизация данных записей по причинам, объясненным ниже, реализована относительно времени прихода второй моды. В промежутке между импульсами первой и второй мод (сплошные прямые на рис. 4) наблюдается целый ряд дополнительных импульсов. Некоторые из них превышают по амплитуде импульсы идентифицированных мод. По-видимому, наиболее реальным механизмом, обуславливающим возникновение данных вступлений, является взаимодействие мод, вызванное существованием внутренних волн и мезомасштабных неоднородностей скорости звука. К сожалению, интервал в 50 км, с которым на данном участке трассы были выполнены измерения $C(z)$, не позволяет нам судить ни о характеристиках внутренних волн, имевших место в момент проведения эксперимента, ни о точном местоположении границ крупных неоднородностей поля скорости звука. Были детально проанализированы моменты появления наиболее заметных импульсов на записях сигналов во временном промежутке между вступлениями сигналов от первой и второй мод на частоте 40 Гц, а также и на соседних частотах. Оказалось, что временной интервал между этими импульсами и импульсом второй моды на каждой из частот практически не зависит от дистанции (штриховые вертикальные линии на рис. 4). Это свидетельствует о существовании на трассе (по крайней мере в момент проведения эксперимента) стабильных во времени границ неоднородностей поля скорости звука, обуславливающих при пересечении их звуковыми волнами взаимодействие мод. Постоянство временных интервалов относительно момента вступления импульса второй моды означает, что механизм взаимодействия мод на границах этих неоднородностей вызывает главным образом пе-

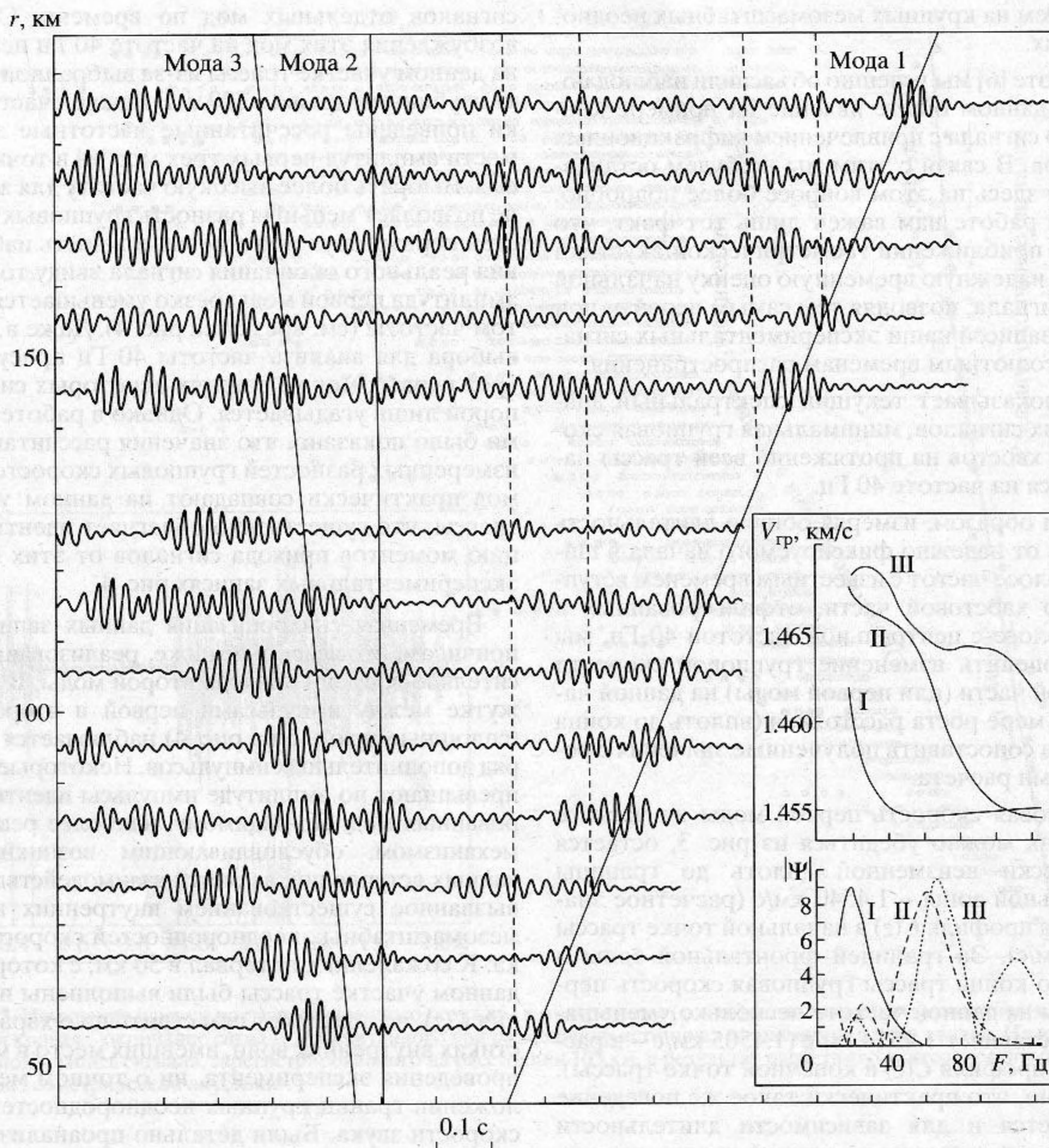


Рис. 4. Записи сигналов, зарегистрированных на первой половине трассы. $f_{ц} = 40$ Гц, $\Delta f = 10$ Гц. Сплошные прямые – моменты вступления первых трех мод, штриховые – времена вступления локальных первых мод. На врезке в рисунок – дисперсионные кривые и частотные зависимости амплитуд первых трех мод на горизонте приема для профиля $C(z)$ в начальной точке трассы.

редачу энергии из второй моды в более низкую первую моду, имеющую меньшую групповую скорость.

По нашим оценкам, границы неоднородностей поля скорости звука должны находиться на расстоянии около 60, 80, 145 и 175 км от начала трассы. Факт передачи энергии из более высоких мод в более низкие, а не наоборот не должен вызывать удивления. В работе [7] подобный механизм продемонстрирован на примере взаимодействия мод, вызванного присутствием внутренних волн.

Сигналы, обусловленные передачей энергии из первой моды в более высокие, столь отчетливо на записях не прослеживаются, что можно объяснить слабым возбуждением первой моды.

Основная доля энергии на данном участке трассы сконцентрирована в начальной части сигнала, т.е. переносится модами высоких номеров. Как показывают расчеты, при неизменном профиле $C(z)$ вдоль трассы на частоте 40 Гц мы наблюдали бы ярко выраженный подъем силы звука в области континентального склона на тех же

расстояниях, что и для более высоких частот. Однако наличие фронтальной зоны на второй половине трассы коренным образом трансформирует условия формирования низкочастотного звукового поля на этих расстояниях.

Расчеты показывают, что для профиля $C(z)$, зарегистрированного вблизи конечной точки трассы, в результате увеличения глубины залегания слабо выраженного минимума скорости звука, на низких частотах (20–50 Гц) интенсивно возбуждаются лишь первая и вторая моды, а их групповые скорости, начиная с частот выше 30 Гц, оказываются очень близкими: разность равна 4 м/с на 40 Гц (рис. 5). Столь малое различие в групповых скоростях приводит к тому, что на данном участке трассы первые две моды не разрешаются во времени. В результате на записях сигналов, зарегистрированных с этих дистанций, на низких частотах наблюдается сильно выраженная модуляция уровня хвоста сигнала при чрезвычайно малом возбуждении импульсов, соответствующих более высоким номерам мод. Оцененный период интерференции первых двух мод на частоте 40 Гц равен 7.6 км, что находится в соответствии с наблюдаемым периодом модуляции уровня хвостов у сигналов на конечном 30-километровом участке трассы. На рис. 6 представлены зависимости от расстояния на данном участке трассы полной энергии (сплошная кривая), энергии хвостовой части (штриховая кривая) и энергии без хвостовой части (пунктирная кривая) у отфильтрованных в узкой полосе сигналов на частоте 40 Гц. Тут же приводятся образцы записей сигналов, зарегистрированных с расстояний, соответствующих максимуму и минимуму наблюдаемой интерференционной картины звукового поля. Хорошо видно, что модуляционный характер полного поля целиком обусловлен интерференцией импульсов первых двух мод, приходящих в конце сигнала и не разрешающихся во времени. В то же время характер изменения с расстоянием уровня энергии без хвостовой части сигнала оказывается точно таким же, как и на более высоких частотах. Заметный подъем уровня отчетливо прослеживается лишь с расстояния, где, как и предсказывается лучевой теорией, начинается взаимодействие волн, распространяющихся в звуковом канале с наклонным дном в области континентального склона.

Приведенные выше результаты анализа материалов эксперимента по распространению звука из глубоководных районов северо-западной части Тихого океана в прибрежные области ярко демонстрируют важность тщательного учета при анализе регистрируемых сигналов всей совокупности окружающих океанографических параметров, важнейшим из которых в реальном океане является поле скорости звука. Это актуально и при

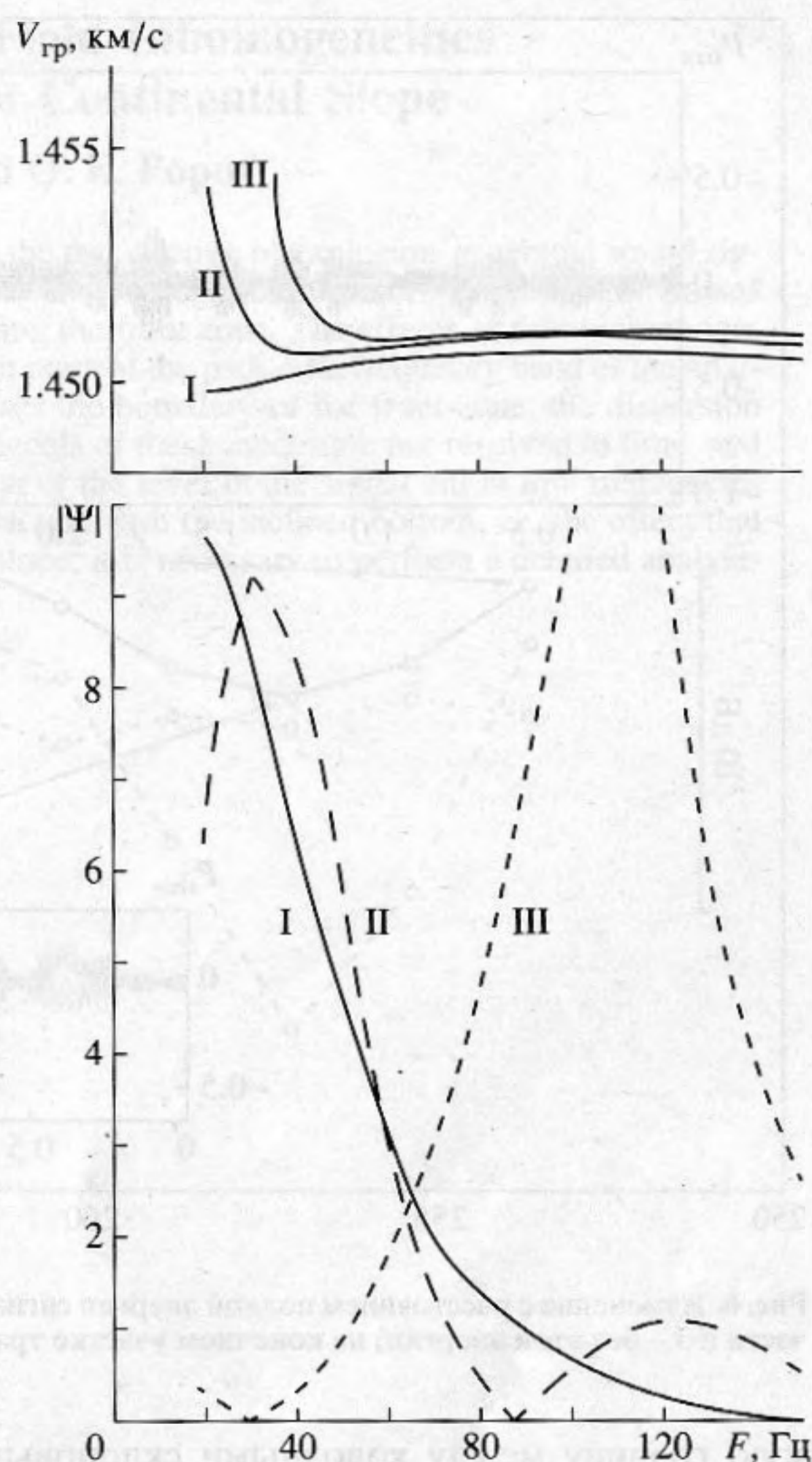


Рис. 5. Дисперсионные кривые и частотные зависимости амплитуд первых трех мод на горизонте приема для профиля $C(z)$ в конечной точке трассы.

изучении распространения звука в глубоком океане, где обычно изменение профиля скорости звука вдоль трассы не столь велико и измерения $C(z)$, казалось бы, можно выполнять со значительным интервалом (50 км в нашем случае). В рассмотренном экспериментальном материале на записях сигналов отчетливо прослеживаются импульсы локальных мод, о происхождении которых при выбранном интервале между измерениями $C(z)$ приходится судить, основываясь лишь на некоторых косвенных признаках. В то же время знание механизмов возникновения и предполагаемых моментов появления в сигнале этих локальных мод – так называемой “сигнальной помехи” – весьма важно для корреляционной обработки регистрируемых сигналов. Еще более важную роль приобретает детальное знание поля скорости звука в области континентального склона при наличии здесь прибрежного течения, формирующего

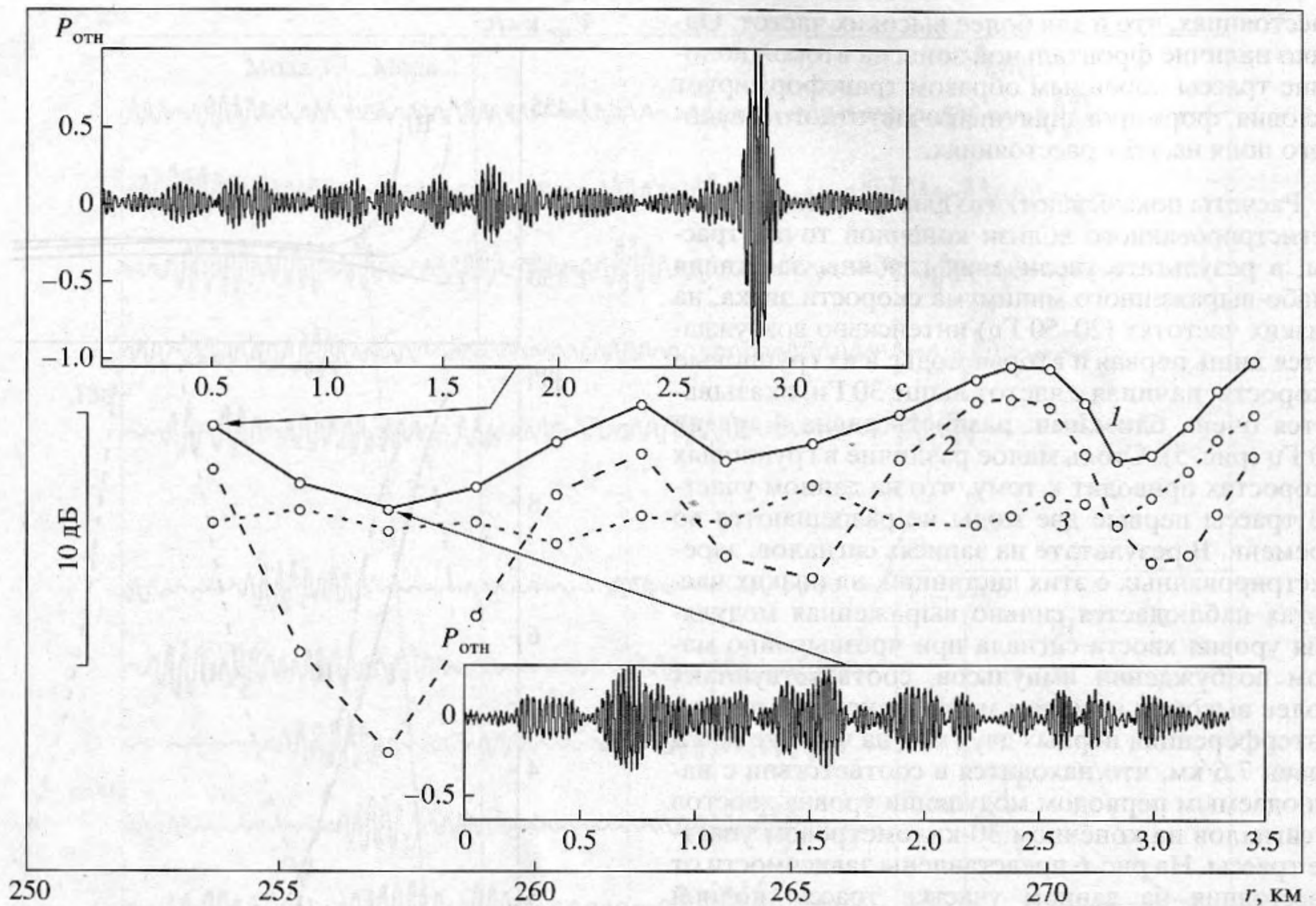


Рис. 6. Изменение с расстоянием полной энергии сигнала (1) и энергии отдельных его участков (2 – энергия хвостовой части и 3 – без этой энергии) на конечном участке трассы. $f_{ц} = 40$ Гц, $\Delta f = 10$ Гц.

резкую границу между холодными склоновыми водами и более теплыми водами открытого океана. Значительная трансформация условий формирования звукового поля после пересечения звуковыми волнами границы фронтальной зоны может привести (без тщательного анализа этих условий) к ошибочным заключениям, в частности, для нашего случая, о расстояниях, с которых наблюдается возрастание уровня звукового поля над наклонным дном, создавая впечатление значительной частотной зависимости начала этого подъема в области континентального склона.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вадов Р.А. Влияние континентального склона и шельфа на формирование структуры и энергетики сигнала, распространяющегося к берегу // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 5. С. 606–615.

2. Авилов К.В., Микрюков А.В., Попов О.Е. Поле звукового сигнала, распространяющегося вдоль наклонного дна континентального склона // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 149–154.
3. Koch R.A., Rutherford S.R., Payne S.G. Slope propagation: mechanisms and parameter sensitivities // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74. № 1. P. 210–218.
4. Worcester P.F., Cornuelle B.D., Hildebrand J.A., Hodgkiss W.S., Duda T.F., Boyd J., Howe B.M., Mercer J.A., Spindel R.C. A comparison of measured and predicted broadband acoustic arrival patterns in travel-depth coordinates at 1000-km range // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3118–3128.
5. Spiesberger J.L., Tappert F.D. Kaneoche acoustic thermometer further validated with rays over 3700 km and the demise of the idea of axial trapped energy // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 1. P. 173–184.
6. Белов А.И., Микрюков А.В., Попов О.Е. Влияние волновых эффектов на структуру сигнала вне пределов подводного звукового канала // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 20–26.
7. Colosi J.A., Flatte S.M. Mode coupling by internal waves for multi megameter acoustic propagation in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. № 6. P. 3607–3620.

Effect of the Sound Speed Field Inhomogeneities on the Propagation over a Continental Slope

A. V. Mikryukov and O. E. Popov

Results obtained by processing the data of an experiment on the propagation of explosion-generated sound signals from the deep ocean to the coastal wedge are presented. The propagation path, 275 km in length, passes areas with inhomogeneities of the sound speed field, including the front zone. The effects of these inhomogeneities on the sound field formation are analyzed for different parts of the path. The frequency band of the analysis covers 25–400 Hz. It is shown that after the path crosses the boundary of the front zone, the dispersion curves of the first and second modes nearly coincide. The signals of these modes are not resolved in time, and as the distance increases, they cause pronounced modulation of the level in the signal tail at low frequencies (25–50 Hz). Therefore, to separate the effect of sound interaction with the inclined bottom, i.e., the effect that determines the increase in the sound level over the coastal slope, it is necessary to perform a detailed analysis of the mode content of the received signals.

