АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 2, с. 157–163

УДК 534.23

ВЛИЯНИЕ ВОЛНОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА СТРУКТУРУ СИГНАЛА ВНЕ ПРЕДЕЛОВ ПОДВОДНОГО ЗВУКОВОГО КАНАЛА

© 1999 г. **А. И. Белов, 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 02.03.98 г.

Исследованы возможности использования лучевой и волновой теорий для оценки ожидаемой длительности широкополосного сигнала при размещении корреспондирующих точек вне пределов подводного звукового канала с ярко выраженными границами, обусловленными значительными вертикальными градиентами скорости звука (северо-западная часть Тихого океана). Показано, что использование для этой цели лучевой теории может привести к существенным погрешностям (до 0.45 с на расстоянии 100 км), в то время как волновая теория успешно описывает все характерные особенности регистрируемого сигнала.

При расчетах звуковых полей и их отдельных характеристик в глубоком океане часто используется аппарат лучевой акустики. Быстродействие, достаточно надежное совпадение теоретических расчетов с результатами экспериментов в подавляющем числе ситуаций, встречающихся в Мировом океане, наглядность физической интерпретации этих результатов делают вполне оправданным применение данных методов расчета вместо более точной, но и более трудоемкой в расчетном плане волновой теории. Тем не менее использование лучевой акустики имеет ряд известных ограничений. В частности, лучевое приближение не применимо в окрестности точек заворота луча и предсказывает за их пределами область геометрической тени. Хотя попытки уточнения лучевой теории в данном направлении были в свое время предприняты [1, 2] и прошли успешное апробирование [3], широкого распространения уточненная лучевая теория не получила по причинам, предполагающим, что вклад, вносимый в оценки характеристик звуковых полей в результате учета волновых поправок, весьма незначителен [4].

Однако для некоторых районов Мирового океана использование лучевой теории вместо более точных волновых расчетов может привести к поистине драматическим погрешностям в оценке основных характеристик рассчитываемых звуковых полей. Одним из таких районов является северо-западная часть Тихого океана, где в целом ряде случаев длительность широкополосных импульсных сигналов, регистрируемых с расстояний, не превышающих нескольких сот километров, оказывалась по оценкам лучевой теории заметно меньше, чем реально наблюдаемая в эксперименте [5]. Анализу этого явления и посвящена настоящая работа.

Специфичность данного района заключается в том, что в результате проходящего здесь холодного подповерхностного течения образуется приосевой канал толщиной ≈70 м, сформированный значительными вертикальными градиентами скорости звука выше и ниже оси канала, залегающей на глубинах 70–120 м. Ряд вертикальных распределений скорости звука $C(Z)$ в таком приосевом канале, зафиксированных в данном районе в различные годы при проведении здесь работ по распространению звука с использованием взрывных источников, представлены в левой части рис. 1. Справа на рисунке приведены записи сигналов, зарегистрированных в широкой полосе одиночными гидрофонами на расстоянии ≈105 км от места подрыва заряда весом 0.38 кг. Положение корреспондирующих точек при проведении каждого опыта показано на рисунке слева. s – глубина источника, p – глубина приемника. Глубина океана в районе проведения работ изменялась от 5.4 до 6.0 км. Донные отражения наблюдаются на записях лишь в начале сигналов, представленных на рис. 1a и 1b. Следует отметить, что поле скорости звука на протяжении первых ста километров взрывных трасс существенным образом не менялось. Все приведенные выше материалы получены из банка экспериментальных данных "Распространение звука в океане", создаваемого в Акустическом институте Р.А. Вадовым на базе персональной ЭВМ.

Для каждого из приведенных на рис. 1 профилей $C(Z)$ были рассчитаны времена распростране-

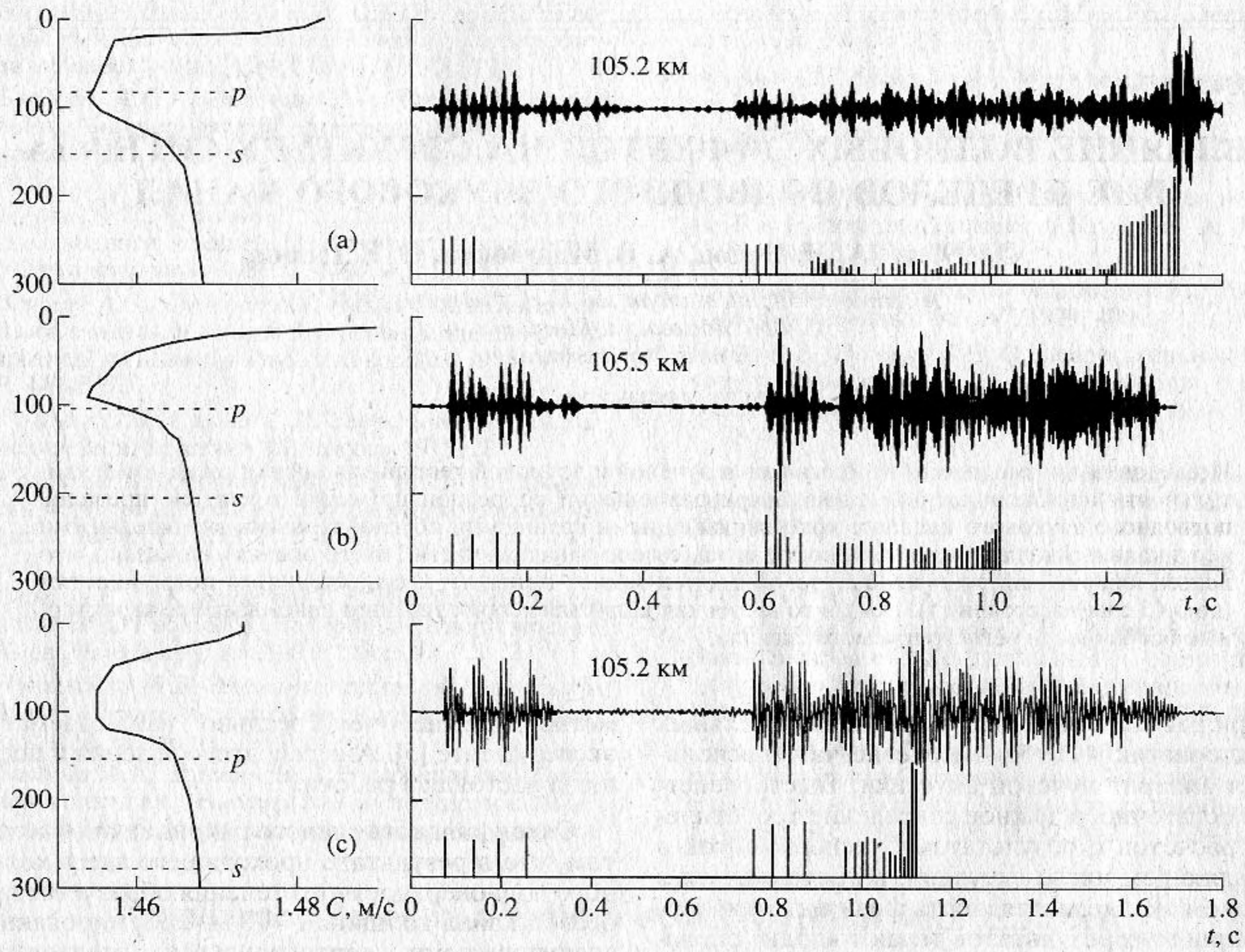

Рис. 1. Профили $C(Z)$, записи экспериментальных широкополосных сигналов и результаты расчета их длительности лучевым методом. s – глубина излучения, p – глубина приема.

ния вдоль каждого из лучей, приходящих в предполагаемую точку приема, и моменты этих вступлений нанесены под каждым из экспериментальных сигналов в виде вертикальных отрезков, высота которых соответствует значениям факторов фокусировки каждого из лучей. Видим, что при размещении источника и приемника в пределах приосевого канала (рис. 1а) аппарат лучевой акустики достаточно надежно предсказывает как реальную длительность наблюдаемого сигнала, так и конкретные элементы его структуры. (Мы не будем здесь останавливаться на причинах расщепления четверок лучей в начале сигналов [5].) По мере заглубления корреспондирующих точек точность производимых оценок начинает резко ухудшаться и в последнем случае (рис. 1с), когда и источник, и приемник оказываются под нижней границей канала, погрешность оценки достигает ≈0.45 с. Заметим, что элементы структуры сигнала в его начальной стадии отображаются при расчетах по-прежнему достаточно достоверно, и наблюдаемое различие целиком обусловлено тем, что лучевая теория в двух последних случаях никак не объясняет наличия протяженной хвостовой части у экспериментального сигнала.

В то же время расчет формы интересующего нас сигнала, выполненный с использованием волновой теории [6] для параметров волновода и геометрии опыта, приведенных на рис. 1с, дает нам реализацию сигнала, практически совпадающую по длительности с наблюдаемой в эксперименте (рис. 2). В качестве излученного использовался сигнал, инициируемый взрывным зарядом с весом и глубиной подрыва, аналогичными используемым в опыте. Диапазон частот: 20–200 Гц. Полученные результаты дают нам основание предположить, что различие в оценке длительности сигнала, полученное при использовании двух теорий, обусловлено чисто волновыми эффектами, не учитываемыми в рамках лучевой акустики.

Действительно, согласно расчетам по лучевой теории при заданной геометрии опыта (Z_s = 285 м, Z_p = 140 м и R = 105.2 км), максимальное время прихода в точку наблюдения должно соответствовать сигналу, распространяющемуся вдоль луча,

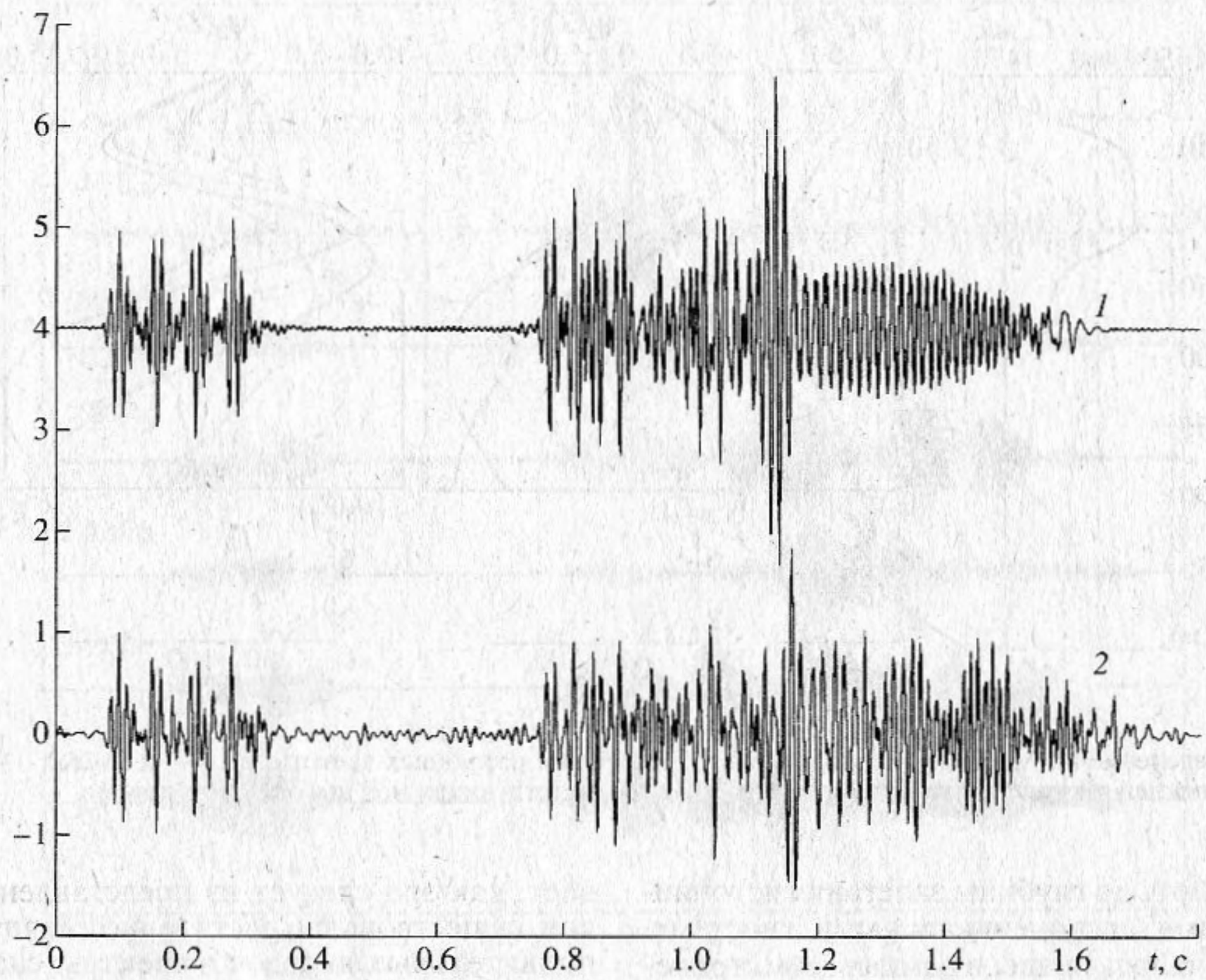

Рис. 2. Результаты расчета формы широкополосного сигнала с использованием волновой теории. *1* – расчет, *2* – эксперимент. Полоса частот – 20–200 Гц.

вышедшего из источника горизонтально. Данный луч с максимальным фактором фокусировки будет иметь горизонтальную скорость распространения $v_{гор}$ = 1464.2 м/с. Лучи, вышедшие из источника под бóльшими углами скольжения, будут иметь и бóльшую $v_{гор}$, приходя в точку приема раньше. Чисто канальные лучи, имеющие $v_{гор}$, близкую к значению минимума скорости звука на оси (1455.1 м/с), участия в формировании сигнала при данной геометрии опыта принимать не должны. Тем не менее, как следует из рис. 1с, с момента предполагаемого в рамках лучевой акустики резкого обрыва сигнала экспериментальный сигнал продолжает наблюдаться еще на протяжении ≈0.45 с, из чего можно заключить, что хвостовой приход в данном сигнале распространяется с $v_{гор}$ даже несколько меньшей, чем значение скорости звука на оси канала. Достоверное описание длительности сигнала, выполненное с помощью волновой теории для тех же параметров среды и геометрии опыта, что и в случае расчета лучевым методом, достаточно убедительно говорит о том, что наблюдаемое на рис. 1с расхождение обусловлено не неучетом в данных расчетах каких-либо факторов, а лишь уже отмеченными выше принципиальными ограничениями при использовании в данной ситуации лучевого приближения.

Чтобы окончательно убедиться в справедливости нашего предположения, рассмотрим распределение амплитуд мод с глубиной $\psi_n(Z)$ и зависимости групповых скоростей данных мод от частоты. На рис. 3 представлены зависимости $\psi_n(Z)$ первых трех мод для ряда частот в исследуемом волноводе с учетом степени их возбуждения источником, находящимся на глубине 285 м. В нижней части рисунка приведены спектры сигналов отдельных мод ($|\psi_n(Z)|$) при их регистрации на горизонте приема 140 м. Экспоненциальные спадания амплитуд мод ниже их точек заворота (т.е. начиная с глубин, где фазовая скорость моды на данной частоте равна скорости звука на этой глубине) для наглядности представлены на рисунке штриховыми линиями. На глубине горизонта излучения первая мода имеет точку заворота в диапазоне частот 20–25 Гц, вторая – 60–70 Гц и, наконец, третья – на частоте 100 Гц. В отличие от случая с каноническим профилем $C(Z)$, типичного для большинства районов Мирового океана, глубины залегания точек заворота мод в нашем случае с ростом частоты резко уменьшаются и в результате значительного возрастания скорости звука ниже оси канала в относительно малом по толщине слое воды локализуются в этом слое. Таким образом, первые три моды, как следует из рис. 3, озвучивают слой воды под нижней грани-

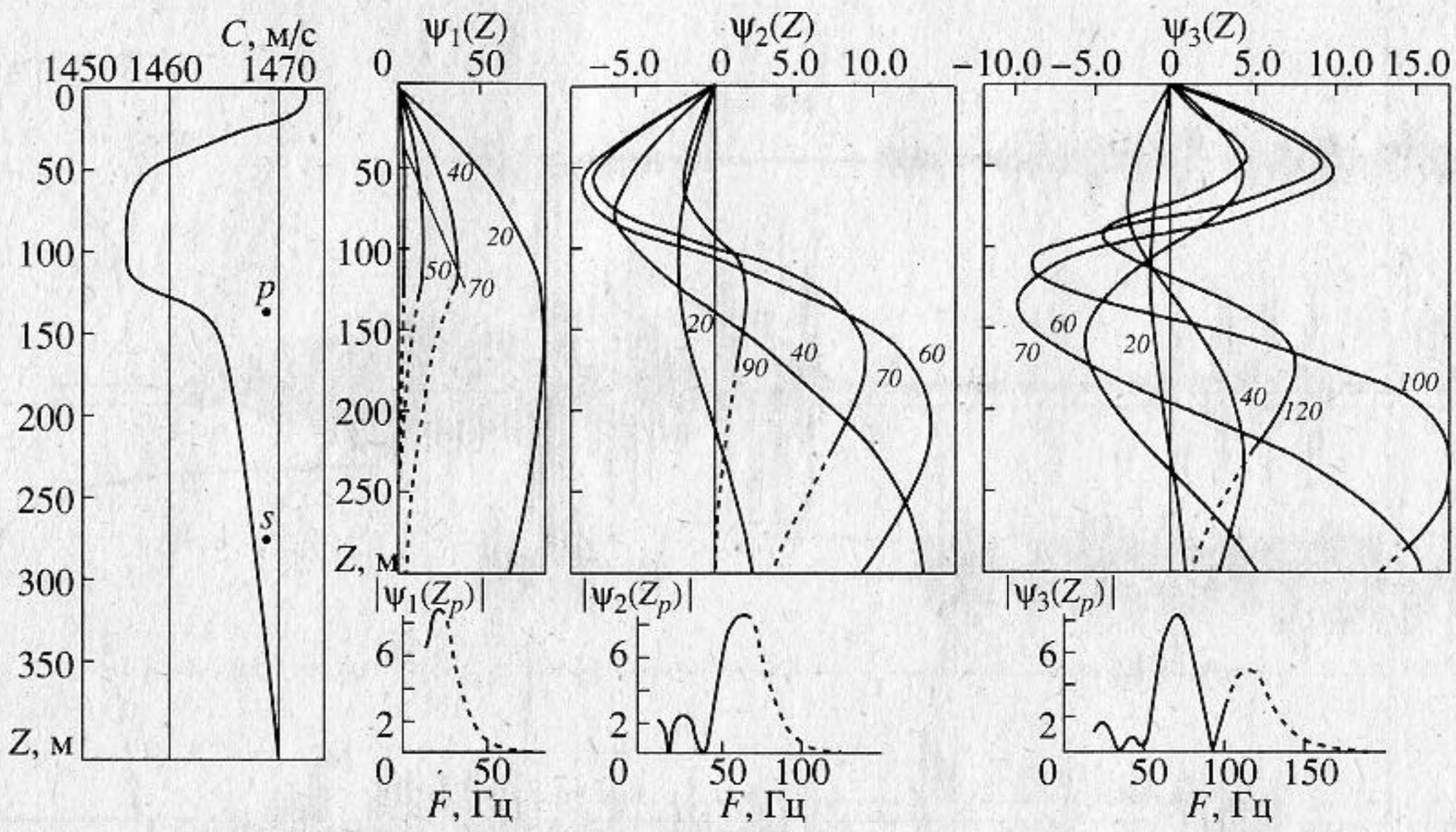

Рис. 3. Распределение по глубине амплитуд первых трех мод на различных частотах до (—) и после (----) их точек заворота. В нижней части рисунка – спектры сигналов соответствующих мод на горизонте приема.

цей канала вплоть до глубины залегания источника лишь своими экспоненциальными хвостами. Как уже отмечалось выше, в рамках геометрической акустики лучи с фазовой скоростью, меньшей скорости звука на горизонте излучения, в нашем случае участия в формировании сигнала на глубине горизонта приема принимать не могут. Из этого следует, что в точке приема, находящейся выше горизонта излучения, согласно лучевой теории могут быть зафиксированы спектры сигналов мод, представленных в нижней части рисунка лишь сплошными линиями, т.е. лишь для тех мод, чьи точки заворота лежат на или ниже глубины излучения. Волновая теория предсказывает, как это следует из представленных графиков, существование достаточно значительных дополнительных вкладов в спектры сигналов каждой из мод (штриховые линии на графиках спектров) в результате учета экспоненциального спадания акустического поля за пределами точек заворота.

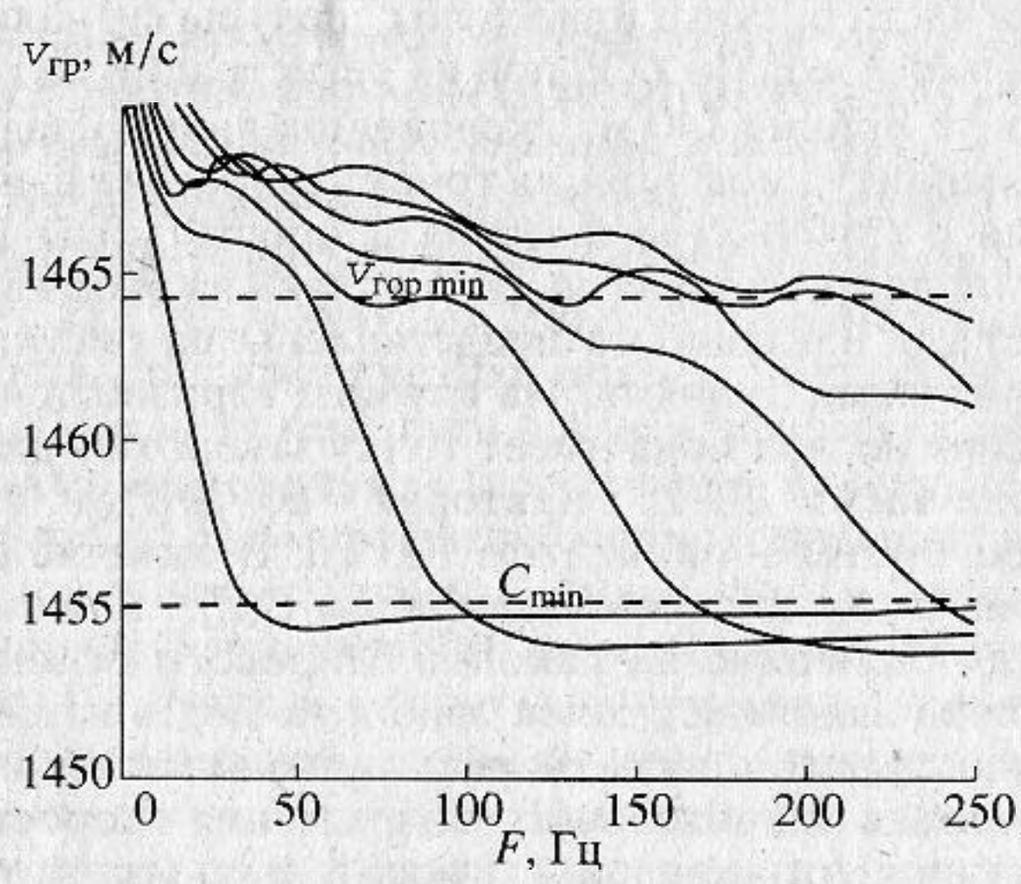

Рис. 4. Зависимости групповых скоростей первых семи мод от частоты в исследуемом волноводе.

Рассмотрим теперь вопрос о временно́м распределении этих "дополнительных" вкладов в экспериментальном сигнале. С этой целью на рис. 4 приведены зависимости групповых скоростей первых семи мод от частоты $v_{гр}(F)$ в исследуемом волноводе. Как уже ранее отмечалось, профиль $C(Z)$ в рассматриваемом районе разительным образом отличается (по крайней мере, непосредственно ниже оси канала) от классического канонического профиля $C(Z)$. Групповые скорости в канале с каноническим профилем $C(Z)$ монотонно убывают с ростом частоты, стремясь к значению минимума скорости звука на оси канала при безграничном возрастании частоты. Последней, определяющей хвостовой приход в сигнале, прибывает первая мода. Совершенно по другому ведут себя зависимости $v_{гр}(F)$ в рассматриваемом нами волноводе. В результате наличия практически изоскоростного слоя воды в окрестности минимума скорости звука и резких вертикальных градиентов скорости звука выше и ниже оси канала, играющих в данном случае роль его границ, характер поведения $v_{гр}(F)$ для мод, захваченным этим каналом, в значительной степени начинает напоминать картину зависимостей $v_{гр}(F)$ для волновода Пекериса [7]. Как и в мелководном изоскоростном канале зависимости групповой скорости от частоты имеют минимум, после

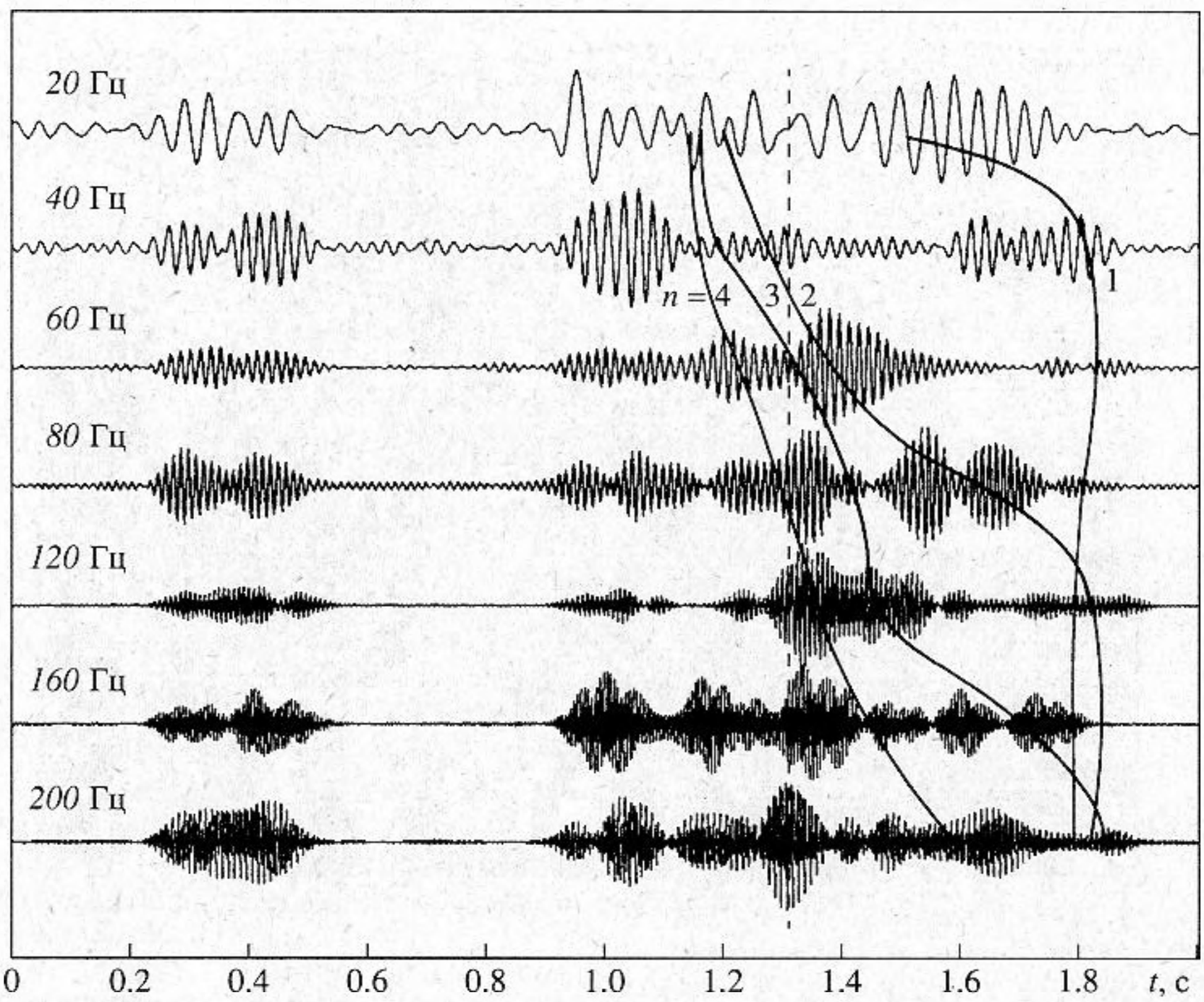

Рис. 5. Записи экспериментального сигнала, отфильтрованного в полосе 20 Гц для ряда центральных частот. Сплошные кривые – теоретически рассчитанные частотные зависимости времени вступления первых четырех мод. Штриховая прямая – момент предполагаемого окончания сигнала при расчетах по лучевой акустике.

чего на более высоких частотах их значения оказываются меньше значений минимума скорости звука в канале. Последовательность прихода мод также оказывается аналогичной картине мелкого моря, т.е. первой точки приема достигает первая мода. Из рис. 4 следует, например, что при горизонтальном разнесении корреспондирующих точек в таком волноводе на 105 км на частоте 250 Гц первая мода должна опережать третью на 0.064 с. Следует, однако, иметь в виду, что при размещении источника и приемника вне канала, как это имеет место в нашем случае, спектр регистрируемых сигналов мод будет ограничен сверху некоторой частотой (см. рис. 3) в результате так называемого явления высокочастотной отсечки мод [8]. Для нашего случая можно считать, что предельно высокой частотой для первой моды является частота 60 Гц, для второй – 120 Гц и для третьей – 180 Гц (рис. 3). На более высоких частотах данные моды являются чисто канальными, и при размещении источника на глубине 285 м им уже не возбуждаются. Значения групповых скоростей первых трех мод на указанных выше предельно наблюдаемых в их спектрах частотах близки к своему минимальному значению, соответствующему практически одной и той же величине 1454.4 м/с. В результате спектр хвостового прихода в нашем сигнале должен характеризоваться рядом дискретных, достаточно узкополосных пиков, обусловленных одновременным приходом трех первых мод.

Разница во времени вступлений указанного хвостового прихода и расчетного времени прихода в точку наблюдения самого последнего луча ($v_{\text{гор min}}$ на рис. 4) составляет 0.45 с. Как следует из рис. 3 и рис. 4, наличие у экспериментального сигнала столь продолжительной хвостовой части достаточно надежно объясняется вкладами первых номеров мод на частотах, для которых данные моды имеют свои точки заворота выше горизонта излучения.

Для проверки выполненных нами оценок принятый сигнал был расфильтрован в полосах 20 Гц относительно нескольких центральных частот (рис. 5). Сплошными кривыми на рисунке нанесены теоретически рассчитанные времена вступлений первых четырех мод, а вертикальная штриховая линия указывает момент окончания сигнала согласно расчетам по лучевой теории. Из приведенных записей следует, что практически все времена вступлений наблюдаемых отдельных приходов в хвостовой части сигнала в различных частотных полосах достаточно надежно идентифицируются как сигналы первых четырех мод,

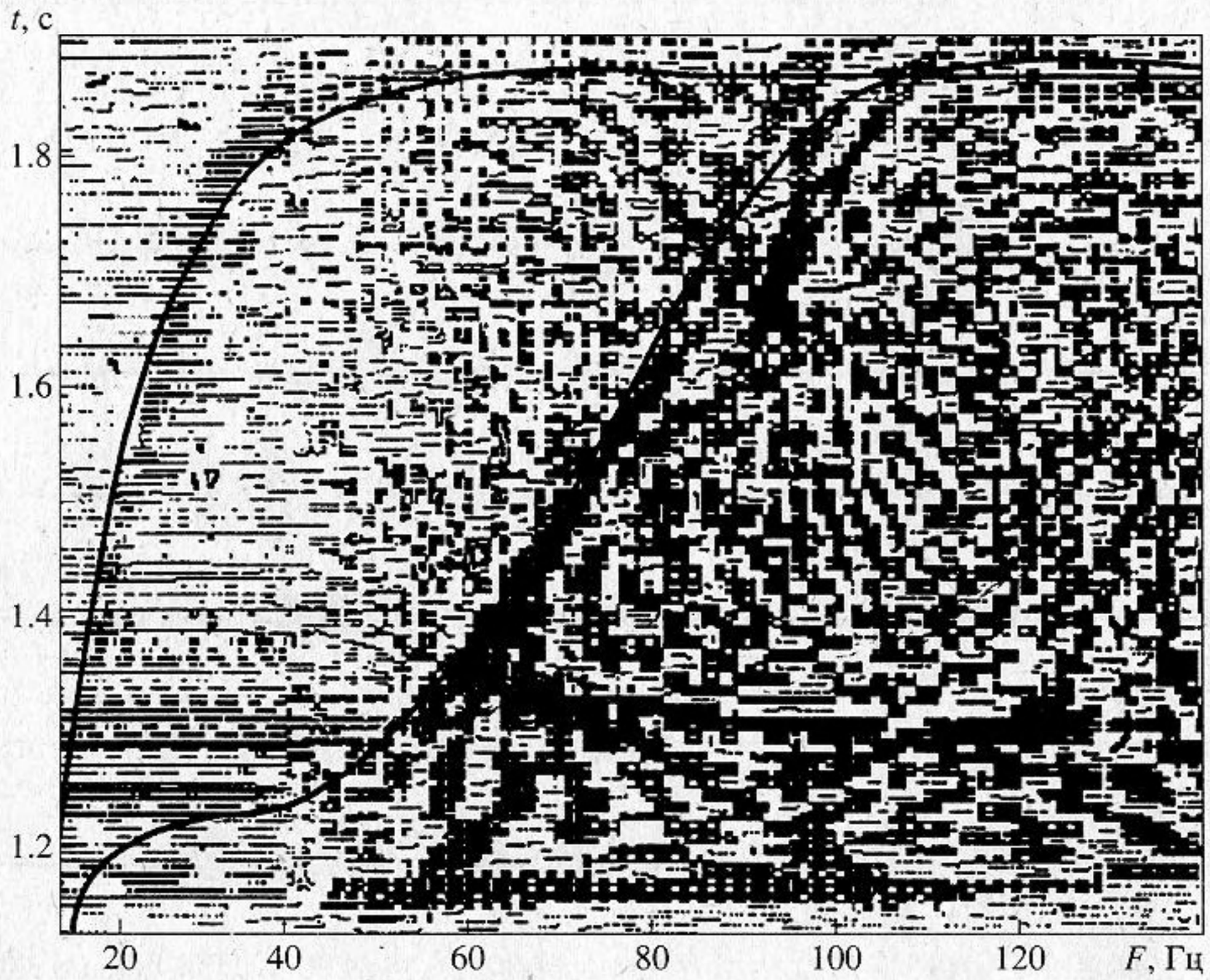

Рис. 6. Результат применения преобразования Вигнера к хвостовой части исследуемого сигнала. Сплошные кривые – теоретически рассчитанные частотные зависимости времени вступления первых двух мод.

амплитуды которых определяются степенью их возбуждения источником, находящимся в области экспоненциального спада акустического поля этих мод.

Упомянутая выше аналогия характера поведения зависимостей $v_{гр}(F)$ в рассматриваемом нами звуковом канале и в волноводе Пекериса навела нас на мысль использовать для дополнительного анализа экспериментальных зависимостей $v_{гр}(F)$ преобразование Вигнера, являющееся весьма эффективным средством для анализа модового состава звукового поля в мелком море [9]. В то же время преобразование Вигнера эффективно при применении статистического усреднения по ансамблю реализаций. При анализе однократной реализации, как это имеет место в нашем случае, наличие локальных отрицательных значений и взаимное влияние отдельных составляющих сигнала приводит к появлению интерференционных компонент. В связи с этим мы ограничились анализом лишь хвостовой части нашего сигнала. Но и для данного участка сигнала результат преобразования Вигнера на высоких частотах оказался мало приемлемым из-за большого числа интерференционных компонент, маскирующих дисперсионные характеристики мод более высоких номеров. Тем не менее, после ограничения диапазона частот, нам удалось выделить дисперсионные зависимости нескольких первых номеров мод (рис. 6). Сплошными кривыми на рисунке приведены теоретически рассчитанные частотные зависимости времени вступления мод. Как видим, совпадение теории и эксперимента (по-крайней мере, для первых двух мод) достаточно надежно.

Подводя итоги, можно сказать, что из решения задачи, возникшей по поводу выяснения причин рассогласования в оценке длительности ожидаемого сигнала при расчетах волновым и лучевым методами, выявился еще целый ряд важных с практической точки зрения явлений, которые будут наблюдаться при проведении экспериментальных работ по распространению звука в северо-западной части Тихого океана. Следует подчеркнуть, что рассматриваемый в работе профиль $C(Z)$, хотя и претерпевает пространственно-временные изменения (см. рис. 1), однако, его основные характерные черты (наличие значительных вертикальных градиентов скорости звука выше и ниже оси канала) остаются из года в год неизменными для летне-осеннего периода. Поэтому рассмотренный выше случай не является некоторым экзотическим примером, а представляется типичным при распространении звука в данном районе. В связи с этим важно подчеркнуть, что при анализе данных или при прогнозировании результатов эксперимента следует учитывать отмеченную выше специфику формирования звукового поля источником, находящимся вне пределов приосе-

вого канала, используя для этой цели волновую теорию, а также тот факт, что значения групповых скоростей мод, захваченных этим каналом, могут оказаться ниже минимальной скорости звука на оси. В последнем случае, даже при размещении источника и приемника в пределах приосевого канала использование лучевых методов расчета длительности принимаемых сигналов может привести к некорректным результатам.

Значительного влияния чисто волновых эффектов на различные характеристики звуковых полей следует ожидать и в ряде других районов Мирового океана, где по тем или иным причинам выше и ниже оси канала наблюдаются ярко выраженные значительные вертикальные градиенты скорости звука, как это имеет место, например, в Черном море, в районах с двухосевыми каналами в Атлантике и северо-восточной части Тихого океана и т.п.

В заключение авторы выражают свою благодарность Р.А. Вадову за предоставление архивных экспериментальных данных и полезные консультации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 96-02-19021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Keller J.B.* Proc. Symp. Mikrowave Optic. Montreal: McGill Univ., 1953.
2. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
3. *Бархатов А.Н., Шмелев И.И.* Фокусировка звука при отражении от границы неоднородной среды // Акуст. журн. 1958. Т. 4. С. 100–101.
4. *Draganov A., Spiesberger J.L.* Diffraction and pulse delay in a structured ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 98. № 2. Pt. 2. P. 1065–1074.
5. *Вадов Р.А.* Временна́я изменчивость тонкой структуры сигнала в океане // Акуст. журн. 1995. Т. 42. № 4. С. 489–495.
6. *Авилов К.В.* Уточненное широкоугловое параболическое приближение. Волны и дифракция – 85. Т. 2 // Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Тбилиси: Изд-во ТГУ, 1985.
7. *Пекерис К.Л.* Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. В кн.: Распространение звука в океане. М.: Изд-во ин. литер., 1951.
8. *Bucker H.P.* Normal-mode sound propagation in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1964. V. 36. № 2. P. 251–258.
9. *Белов А.И., Комаров А.Г.* Об использовании преобразования Вигнера в задачах акустической диагностики нестационарных и диспергирующих сред // Формирование акустических полей в океане. Реконструкция неоднородностей: Сб. науч. тр. ИПФ РАН. Н. Новгород, 1994. С. 59–62.

Signal Structure Outside the Underwater Sound Channel: Wave Effects

A. I. Belov, A. V. Mikryukov, and O. E. Popov

Potentialities of ray and wave theories are investigated in the context of estimating the duration of broadband signals under the condition that the correspondent points are located outside an underwater sound channel with prominent boundaries formed by high vertical gradients of sound velocity (as it is the case in the northwestern Pacific). It is shown that the ray theory may cause considerable errors (up to 0.45 s at a distance of 100 km), while the ray theory appropriately describes all features of measured signals.