АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 3, с. 306–313

УДК 534.222

ЗАСВЕТКА ЗОНЫ ТЕНИ В ДВУХКАНАЛЬНОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СКОРОСТИ ЗВУКА

© 2006 г. О. П. Галкин, В. С. Гостев, О. Е. Попов, Л. В. Швачко, Р. Ф. Швачко

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 24.12.04 г.

Приведены результаты сопоставления экспериментальной структуры звукового поля, полученной при излучении непрерывного псевдошумового сигнала (средняя частота 3.2 кГц), в условиях двухканального океанического волновода, с расчетами, проведенными по волновой программе с учетом тонкой структуры неоднородностей поля скорости звука. Эксперименты показали, что в верхнем канале в первой зоне тени значительное повышение интенсивности звукового поля с сформированным угловым спектром начинается ближе к источнику звука по сравнению с расчетами, выполненными для гладкого профиля скорости звука по лучевой и волновой программам. Такие особенности структуры поля объясняются засветкой зоны тени за счет регулярного рассеяния сигналов на резкоанизотропных тонкоструктурных неоднородностях скорости звука, ярко выраженных в районе проведения опыта.

PACS: 43.30.+m

Во время одной из экспедиций на научно-исследовательских судах (нис) Акустического института "Академик Николай Андреев" и "Академик Борис Константинов" в Иберийской котловине в северо-восточной части Атлантического океана был проведен опыт по распространению звука, результаты которого подробно обсуждены в работе [1].

Опыт проводился в двухканальном волноводе, оси которого были расположены на глубине 450–500 и 2000 м (см. рис. 1). Увеличение скорости звука на глубинах от 600 м до 1500 м обусловлено вторжением более теплых и более соленых среди-земноморских вод с их высокой степенью переслоенности. Одной из основных задач опыта было исследование детальной структуры звукового поля в верхнем звуковом канале. Ненаправленная излучающая система буксировалась нис "Академик Борис Константинов" со скоростью 6–7 узлов на глубине 180 м вдоль выбранной трассы. Излучался непрерывный псевдошумовой сигнал в диапазоне частот 2.5–4.0 кГц. Сиг-

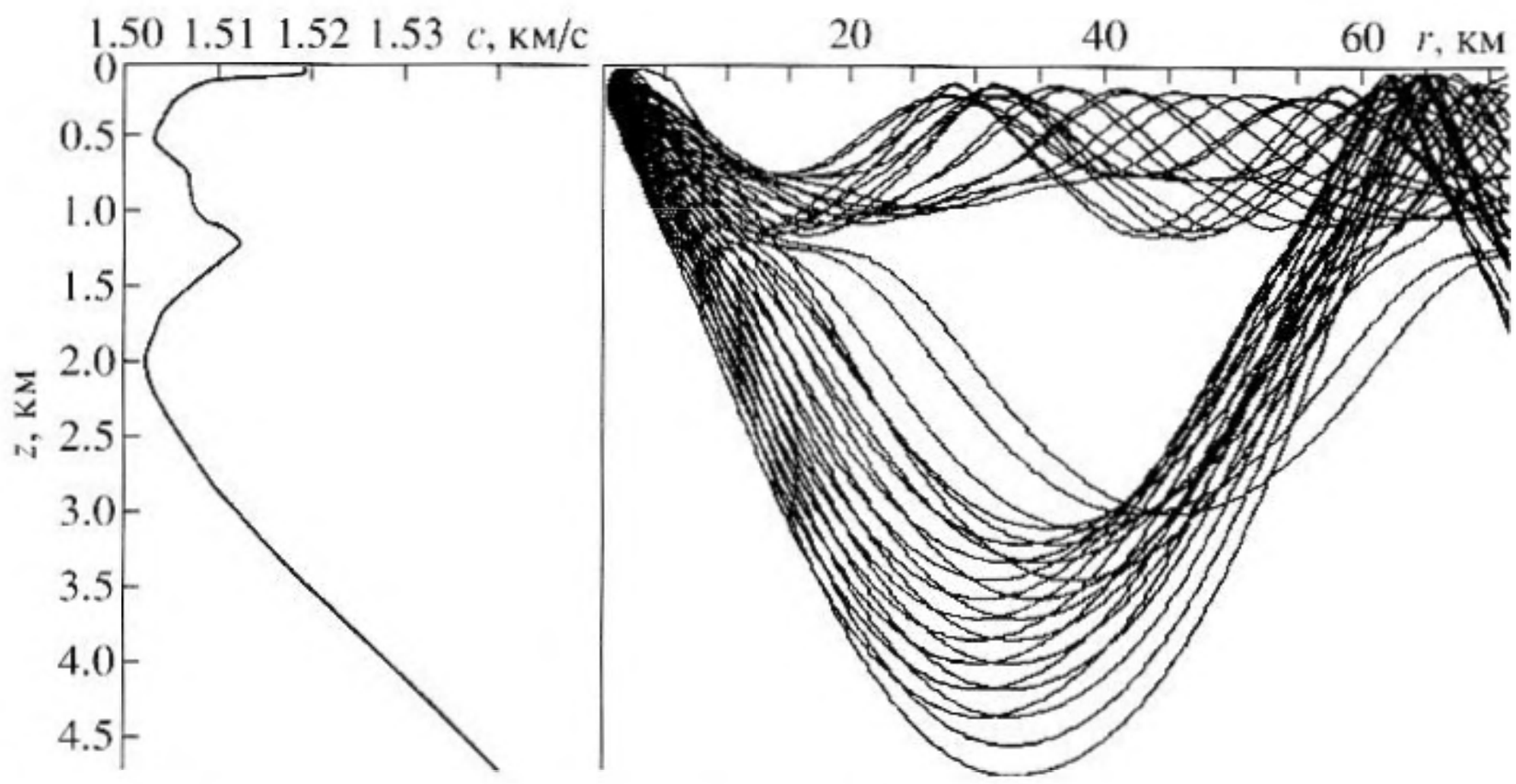

Рис. 1. Профиль скорости звука $c(z)$ и лучевая картина в двухканальном океаническом волноводе.

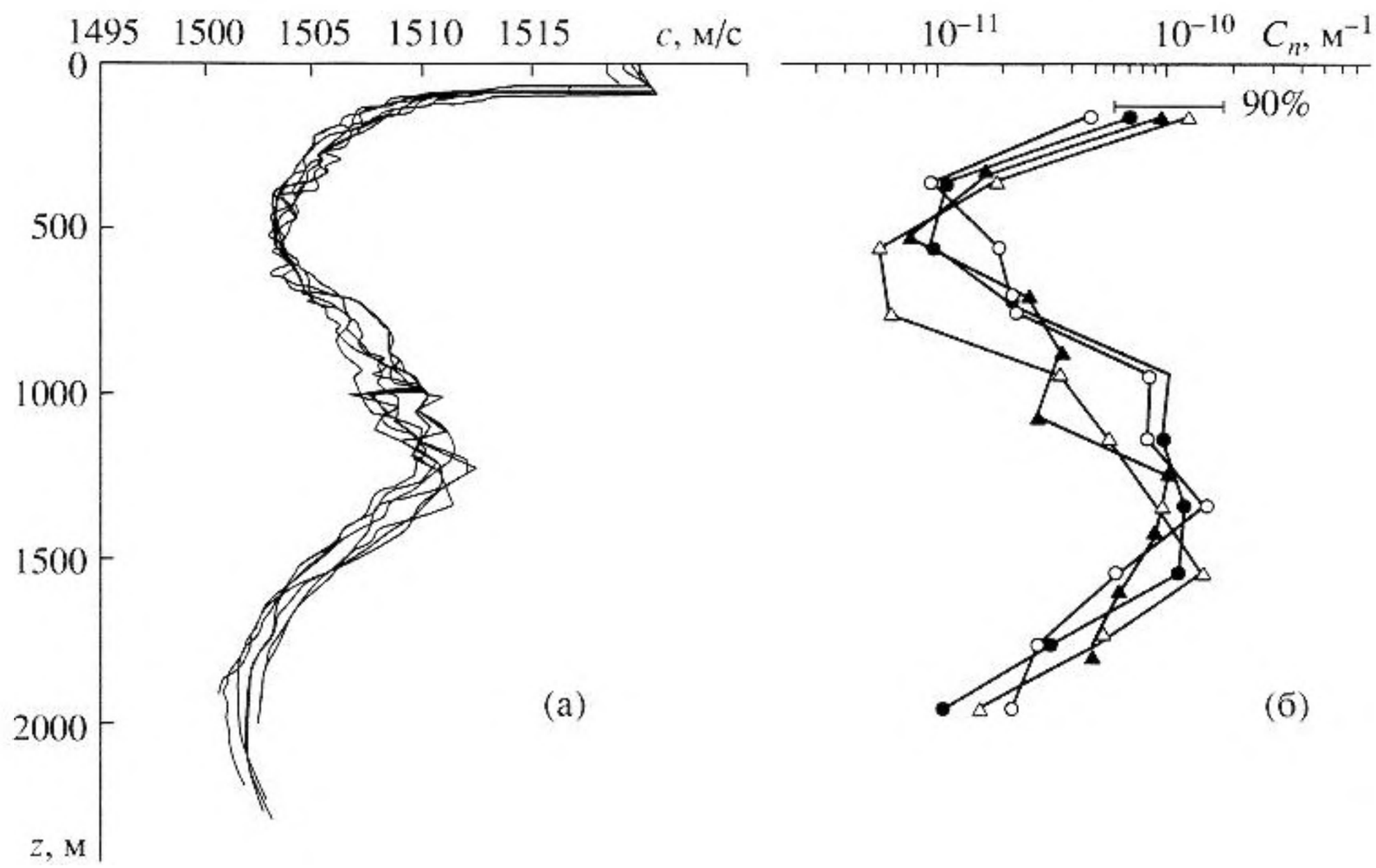

Рис. 2. Временная изменчивость профилей скорости звука $c(z)$ (а) и вертикальных распределений константы $C_n(z)$ (б).

налы принимались на дрейфующем нис "Академик Николай Андреев" с помощью ненаправленных гидрофонов, расположенных в слое от 160 м до 500 м, и на протяженную 10-метровую вертикальную антенну. Антенна, центр которой располагался на глубине 186 м, т.е. вблизи глубины источника, позволяла осуществлять остронаправленный прием (~2.5°) в диапазоне вертикальных углов ±23°.

Характеристики поля измерялись при непрерывном изменении дистанции от 1 до 65 км, т.е. на трассе, включающей в себя ближнюю освещенную область, зону тени и первые зоны конвергенции верхнего и глубоководного канала (рис. 1). При расчетах структуры звуковых полей использовался измеренный при проведении опытов профиль скорости звука $c(z)$, который можно назвать гладким, поскольку возможные тонкоструктурные неоднородности поля скорости звука не учитывались.

Сопоставление экспериментально полученных данных с результатами лучевых расчетов показало, что структура поля в 1-ой зоне конвергенции на дистанции ~60 км, формируемая нижним каналом, значительно ближе к расчетной, чем структура поля на малых дистанциях, обусловленная верхним каналом. В пределах верхнего звукового канала зона тени для распространяющихся в нем сигналов была выражена слабее, чем ожидалось по расчету. Для горизонта приема 186 м зона тени должна была быть на расстояниях от 7 до 28 км. В эксперименте минимальные уровни сигнала наблюдались в середине расчетной зоны тени (13–15 км), а с расстояния 16 км начинался рост интенсивности водных сигналов, достигающий на расстоянии 18 км уровня поля в зоне конвергенции. При этом угловая структура звукового поля в вертикальной плоскости была достаточно четко выражена и не имела случайного характера. Таким образом, значительное повышение интенсивности звукового поля начиналось на ~10 км ближе к источнику, чем следовало из расчетов.

Предпринятые попытки изменить положение границ зоны тени и приблизить начало зоны конвергенции в верхнем канале, пользуясь при проведении лучевых расчетов набором измеренных профилей скорости звука (см. рис. 2а), характеризующих временную изменчивость среды за время (1.5 суток), значительно превышающее продолжительность опыта, не дали сколько-нибудь существенного результата. Практически этим же закончилась попытка проведения серии расчетов [2] по волновой программе, реализующей метод параболического уравнения в широкоугольном приближении [3].

В работе [4] для районов с двухканальным профилем $c(z)$ было проведено компьютерное моделирование процесса распространения звука по упомянутой выше волновой программе с введением тонкоструктурных возмущений в использованный выше гладкий профиль скорости звука. Предварительные расчеты показали сильную засветку зоны тени в верхнем звуковом канале. Необходимо было провести детальные расчеты структуры звуковых полей в зоне тени в условиях

проведенного эксперимента, что и делается в настоящей работе.

При анализе обсуждаемого эксперимента использовалось известное предположение о том, что звуковое поле в зоне тени обусловлено рассеянием звука в направлении угла зеркального отражения от горизонтально протяженных тонкоструктурных неоднородностей скорости звука, причем наибольший вклад в это поле дают области каустик, формирующиеся в ближней озвученной зоне [5]. Рассеянное в зону тени звуковое поле определяется вертикальным спектром неоднородностей тонкой структуры показателя преломления n, который, по данным многочисленных натурных измерений, имеет вид $E(\kappa) = C_n\kappa^{-\rho}$ (C_n – константа, характеризующая интенсивность тонкоструктурных возмущений вертикального профиля показателя преломления, κ – вертикальное волновое число неоднородностей или вертикальная пространственная частота неоднородностей). Параметр ρ, как правило, находится в диапазоне значений от 2 до 3. В работе [6] приведены данные натурных измерений константы C_n для $\rho = 2$ в различных районах Мирового океана. Дисперсия тонкоструктурных возмущений скорости звука $\overline{\delta c^2}$ вертикального профиля может быть определена из этих данных по формуле $\overline{\delta c^2}(z) = c_0^2 C_n(z)\int_{\kappa_1}^{\kappa_2}\kappa^{-2}\,d\kappa$, где c_0 – средняя скорость звука (1500 м/с), $\kappa = 2\pi/l$ – вертикальное волновое число или вертикальная пространственная частота неоднородностей тонкой структуры, l – вертикальный масштаб неоднородностей, κ_1, κ_2 – диапазон вертикальных волновых чисел задаваемых неоднородностей тонкой структуры. На рис. 2б представлены вертикальные распределения C_n для района, подобного исследуемому в данной работе, полученные по нескольким зондированиям, проведенным в одном из рейсов нис "Сергей Вавилов" и "Пётр Лебедев" в течение суток, и послужившие основанием для выбора интенсивности тонкоструктурных возмущений при компьютерном моделировании рассеяния звука. Характерной особенностью этих районов является возрастание C_n на промежуточных глубинах (600–1500 м) до значений, наблюдаемых в слое скачка, что связано с интенсивными процессами структурообразования в толще и на границах ядра средиземноморских вод, вторгающихся в Атлантику.

На рис. 3 жирными линиями показана система каустик, формируемая лучами с углами выхода вверх в диапазоне 0°–7° из источника, расположенного на глубине 180 м. Там же приведена картина лучей, испытывающих зеркальное отражение от предполагаемых слоистых неоднородностей тонкой структуры и попадающих сверху (рис. 3а) и снизу (рис. 3б) в заданную точку приема на расстоянии 18 км и на глубине 186 м. Именно на этой дистанции наблюдаемые в опыте уровни звукового поля становятся сопоставимыми с обычными уровнями в зоне конвергенции. На представленных картинах лучей видно, что для сигналов, попадающих в точку приема снизу (рис. 3б) существует протяженная область в окрестности каустики (от 9 до 11 км на глубине 600 м), в которой точки отражения лучей расположены практически горизонтально. Это означает, что сигналы, распространяющиеся по этим путям и приходящие снизу под углом 0.5°–1.7°, попадают в приемник синфазно, обеспечивая большую интенсивность поля, чем сигналы, приходящие сверху, где синфазное сложение лучей наблюдается лишь в небольшом диапазоне углов выхода от 1.6° до 1.8° [7]. Такая особенность угловой структуры была отмечена в обсуждаемом эксперименте [1, 2]. Указанное выше обстоятельство может служить основанием для введения на глубинах в окрестности 600 м слоистой тонкой структуры, порождающей систему лучей, отраженных от слоистых неоднородностей под углом зеркального отражения, которые на расстоянии 18 км и более могут существенно повысить уровень звукового поля на горизонте 186 м.

Из рис. 3 становится также ясно, что введение тонкой структуры возмущений в верхней части профиля скорости звука (на глубинах 200–300 м) может повысить уровень звукового поля на меньших дистанциях, в том числе и в начале зоны тени.

Для того чтобы смоделировать тонкую структуру флуктуации $\delta c(z)$ скорости звука около гладкого профиля $c(z)$, необходимо генерировать с помощью компьютера белый гауссовый шум $x(z)$ и подвергать его фильтрации так, чтобы спектральная мощность отфильтрованного процесса $y(z)$ спадала по степенному закону $E \sim \kappa^{-2}$. Затем, полученный таким образом случайный процесс $y(z)$ умножается на нормировочный множитель N_c, определяемый как отношение среднеквадратичных значений $\sqrt{\overline{\delta c^2}}$ и $\sqrt{\overline{y^2}}$ ($N_c = \sqrt{\overline{\delta c^2}}/\sqrt{\overline{y^2}}$) [8].

Неоднородности тонкой структуры задавались в диапазоне вертикальных масштабов 0.1–50 м. Константа $C_n(z)$ была выбрана равной 4×10^{-10}, для которой среднеквадратичное значение флуктуаций $\sqrt{\overline{\delta c^2}} = 0.12$ м/с. На рис. 4 представлен пример смоделированной таким образом реализации тонкой структуры флуктуаций скорости звука для стометрового вертикального отрезка. Эта ре-

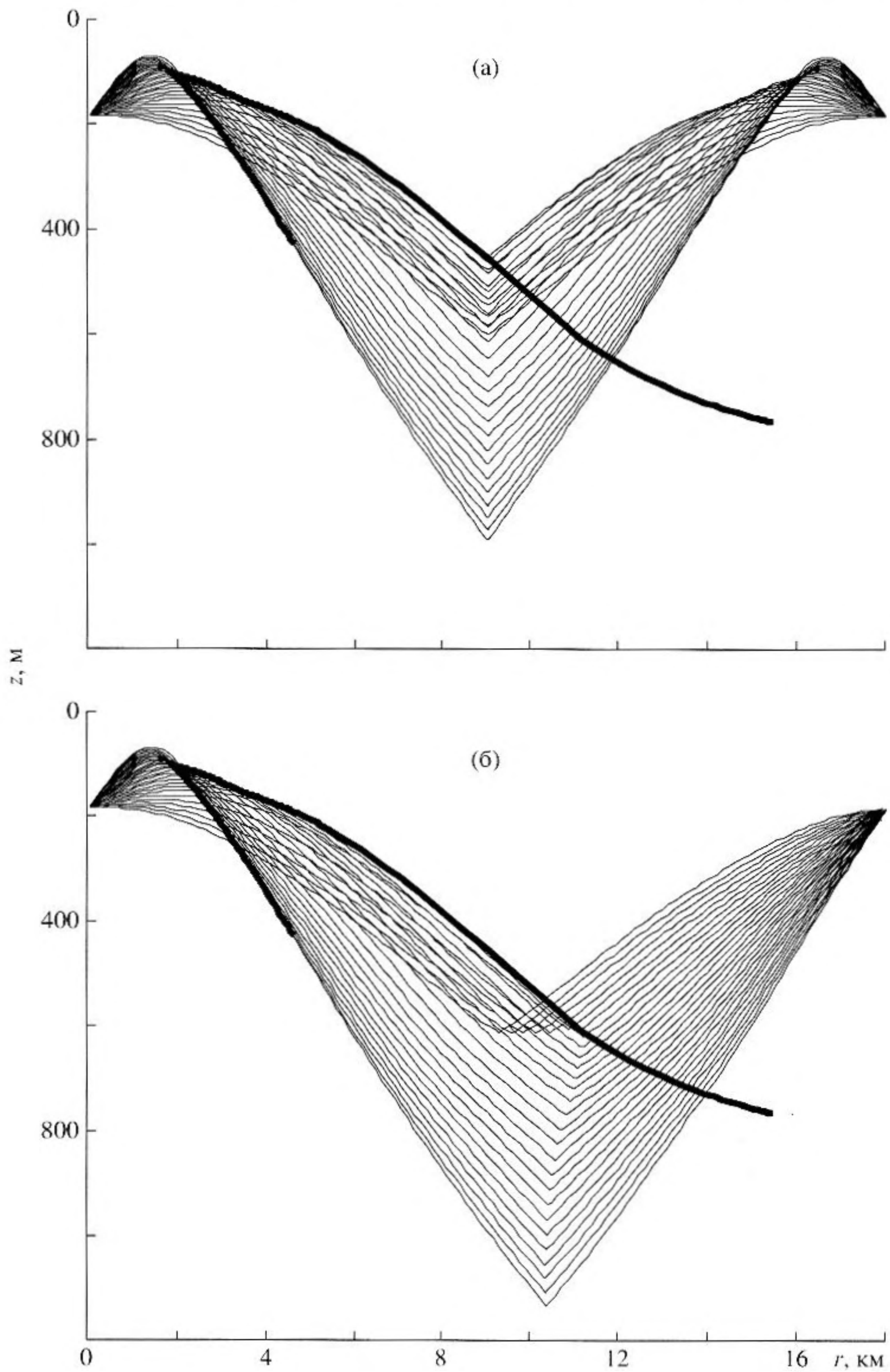

Рис. 3. Система каустик в верхнем канале (жирная сплошная линия) и картина отраженных от слоистых неоднородностей лучей.

ализация вводилась как возмущение в гладкий профиль скорости звука на глубине 200–300 м, и по суммарному профилю скорости звука проводился расчет звукового поля по волновой программе. Смоделированная с теми же параметрами двухсотметровая реализация $\delta c(z)$ вводилась в тот же профиль скорости звука на глубине 550–750 м, по которой также проводился расчет зву-

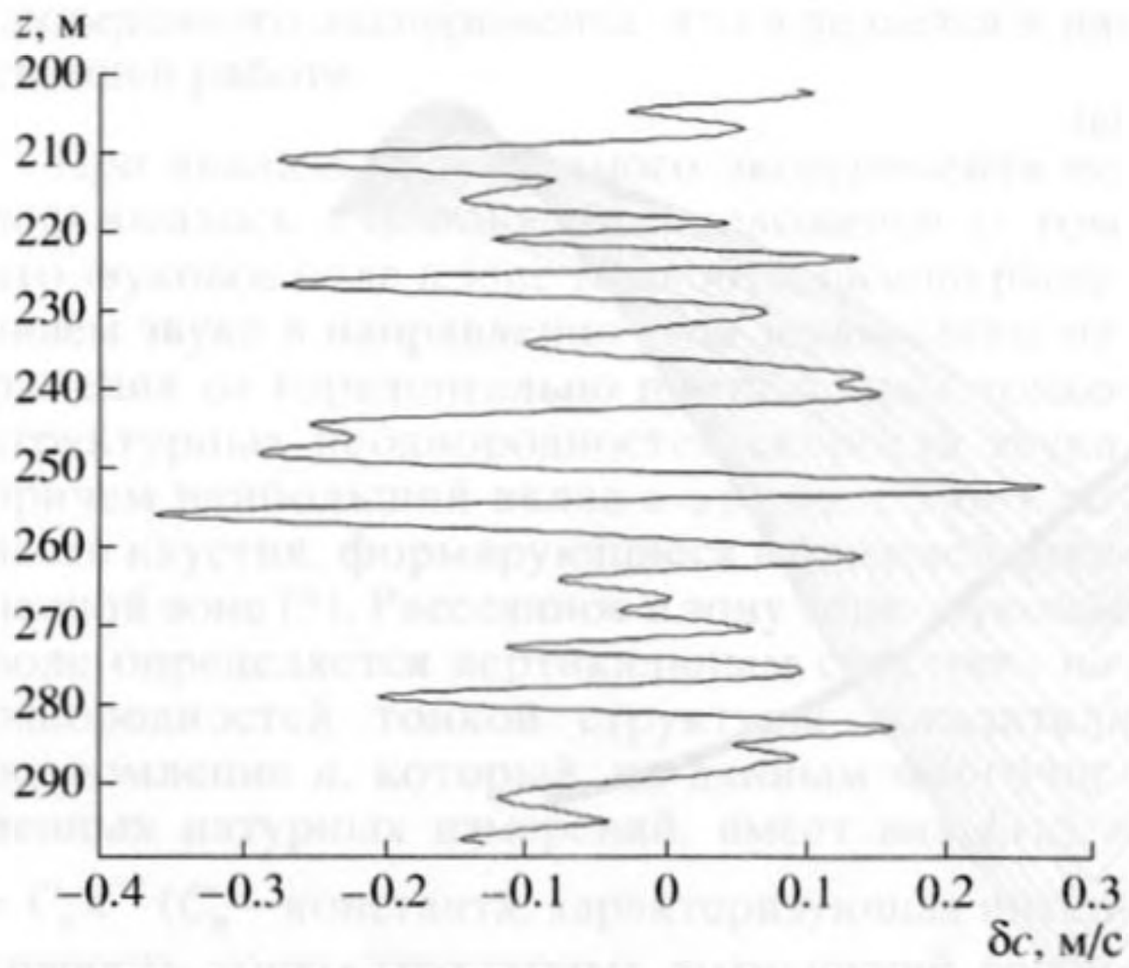

Рис. 4. Смоделированная реализация тонкоструктурных флуктуаций скорости звука.

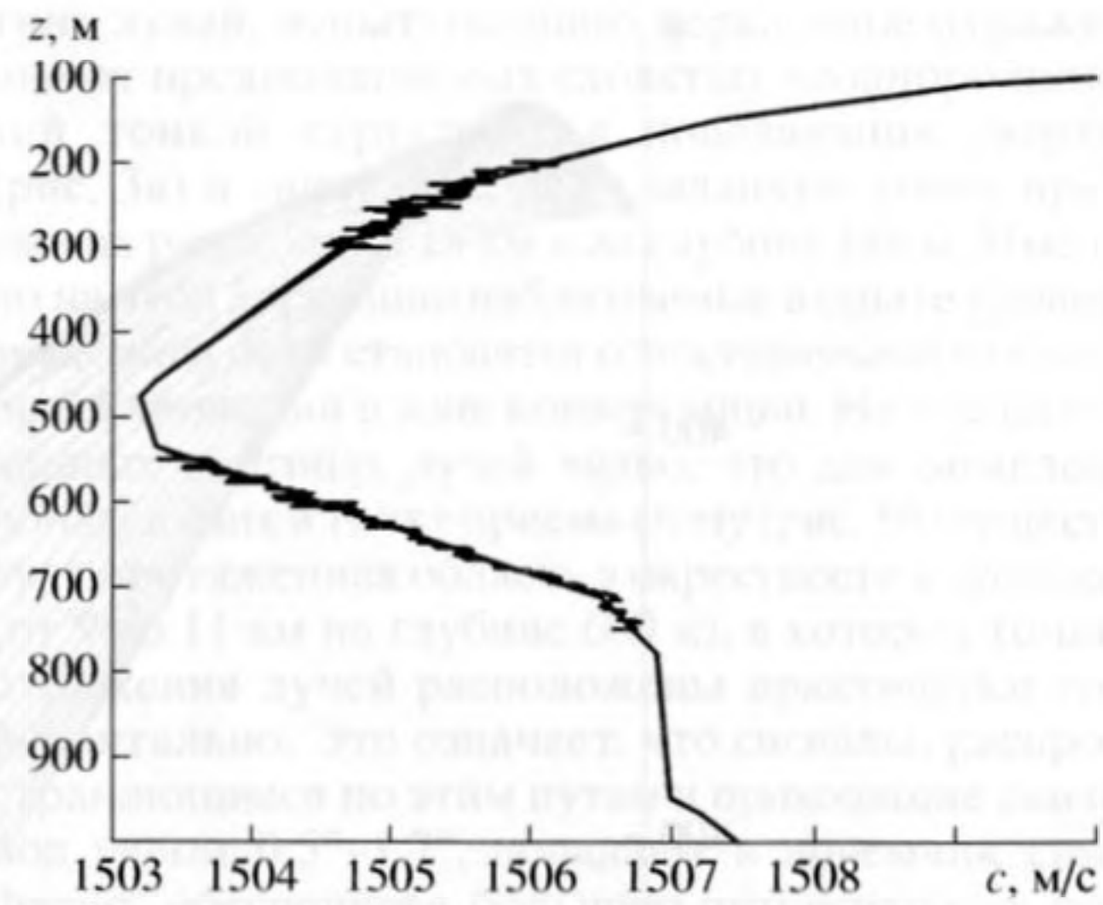

Рис. 5. Фрагмент профиля скорости звука $c(z)$ с двумя введенными реализациями тонкой структуры флуктуаций.

кового поля. На рис. 5 показан отрезок профиля скорости звука с двумя введенными реализациями тонкоструктурных неоднородностей.

На рис. 6 в градациях серого цвета представлена двумерная картина уровней звукового поля, вычисленная по волновой программе для гладкого профиля скорости звука (рис. 6а) и для того же профиля с введенной тонкой структурой возмущений на глубине 200–300 м (рис. 6б) и 550–750 м (рис. 6в). Все расчеты проводились для частоты 3.2 кГц, средней для диапазона псевдошумового сигнала, использовавшегося в анализируемом эксперименте. Видно, что введение горизонтально протяженных возмущений порождает устойчивое звуковое поле, которое наблюдается на малых расстояниях (рис. 6б) и на дистанциях более 16–18 км (рис. 6в) на всех глубинах расположения приемников в эксперименте (160–500 м).

На рис. 7 жирной сплошной линией представлен горизонтальный разрез звукового поля, полученный в эксперименте на глубине 186 м. Там же приведены разрезы поля, вычисленные по гладкому профилю (штриховая линия), по профилю с введенными возмущениями на глубинах 200–300 м (тонкая сплошная линия) и по профилю с введенными возмущениями на глубинах 550–750 м (пунктирная линия). Все расчеты проводились по волновой программе [3] для горизонта излучения 180 м. Вычисленные горизонтальные разрезы поля подвергались скользящему пространственному осреднению по стометровому отрезку, эквивалентному временному осредняющему действию псевдошумового сигнала.

Видно, что введение возмущений на глубине 200–300 м приводит к повышению уровня звукового поля до значений, сопоставимых с наблюдаемыми, в начале зоны геометрической тени, в то время как в конце зоны результаты расчета совпадают с расчетом по гладкому профилю. Расчет же поля для профиля с тонкой структурой неоднородностей скорости звука, введенных на глубине 550–750 м, позволяет получить уровни звукового поля, сопоставимые с наблюдаемыми, на дистанциях, превышающих ~16 км. В то же время на малых расстояниях (в начале зоны тени) его результаты совпадают с данными расчетов по гладкому профилю скорости звука. Очевидно, что суперпозиция этих разрезов достаточно хорошо объясняет экспериментальные уровни звукового поля на всем протяжении зоны тени. Отметим также, что понижение экспериментально полученного уровня звукового поля на расстояниях 13–15 км свидетельствует о минимуме возмущений с тонкой структурой на глубинах 400–500 м, характерном для данного района.

Авторами не ставилась задача точного сопоставления теоретических и экспериментальных данных. Приведенные примеры расчетов лишь наглядно показывают, как можно скорректировать гладкий профиль $c(z)$ существующей в среде тонкой структурой неоднородностей, чтобы получить требуемые уровни звукового поля в зоне тени в диапазоне заданных расстояний и глубин. Отметим, что в принципе существует возможность подбора параметров тонкой структуры океанической среды, в пределах реально измеренных величин, позволяющих обеспечить наилучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

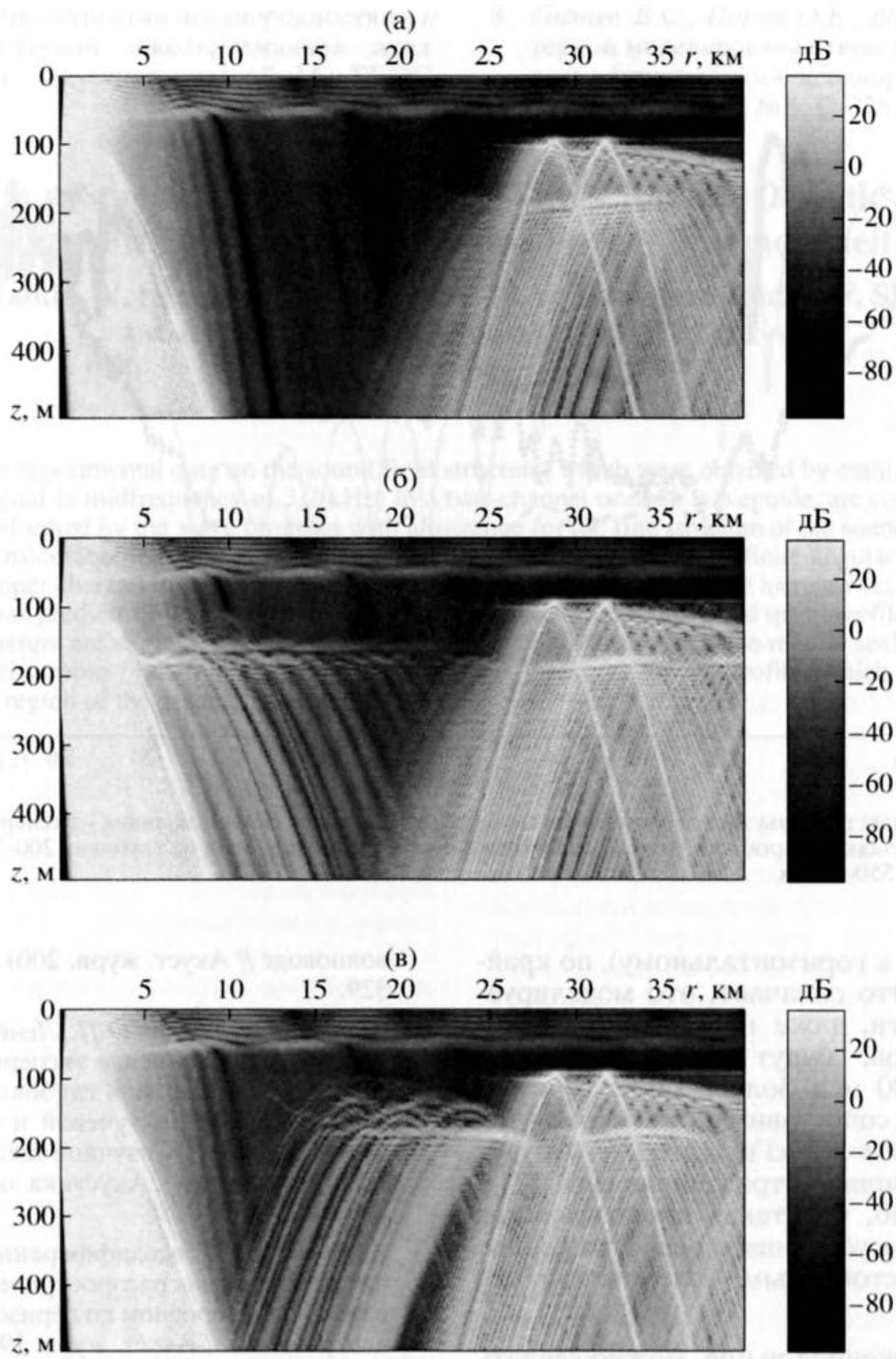

Рис. 6. Картина уровней звукового поля в верхнем канале:
а – для гладкого профиля скорости звука;
б – с введением тонкой структуры возмущений на глубинах 200–300 м;
в – на глубинах 550–750 м.

Что же касается константы $C_n = 4 \times 10^{-10}$ м$^{-1}$, использованной при моделировании тонкой структуры неоднородностей, то следует отметить, что оно примерно в 2 раза превышает измеренные авторами значения, определенные в подобном районе в другое время. Тем не менее, используемое значение находится в диапазоне допустимых для этого района. Конечно, для более точного соответствия данных расчета и эксперимента следовало бы использовать подробный (измеренный с дискретностью пространственных масштабов тонкой структуры) профиль скорости звука, полученный во время эксперимента.

Отметим также, что в расчетах использовалась плоскослоистая модель океана. Это оправдано тем, что неоднородности тонкой структуры являются резкоанизотропными образованиями с коэффициентом анизотропии (отношение верти-

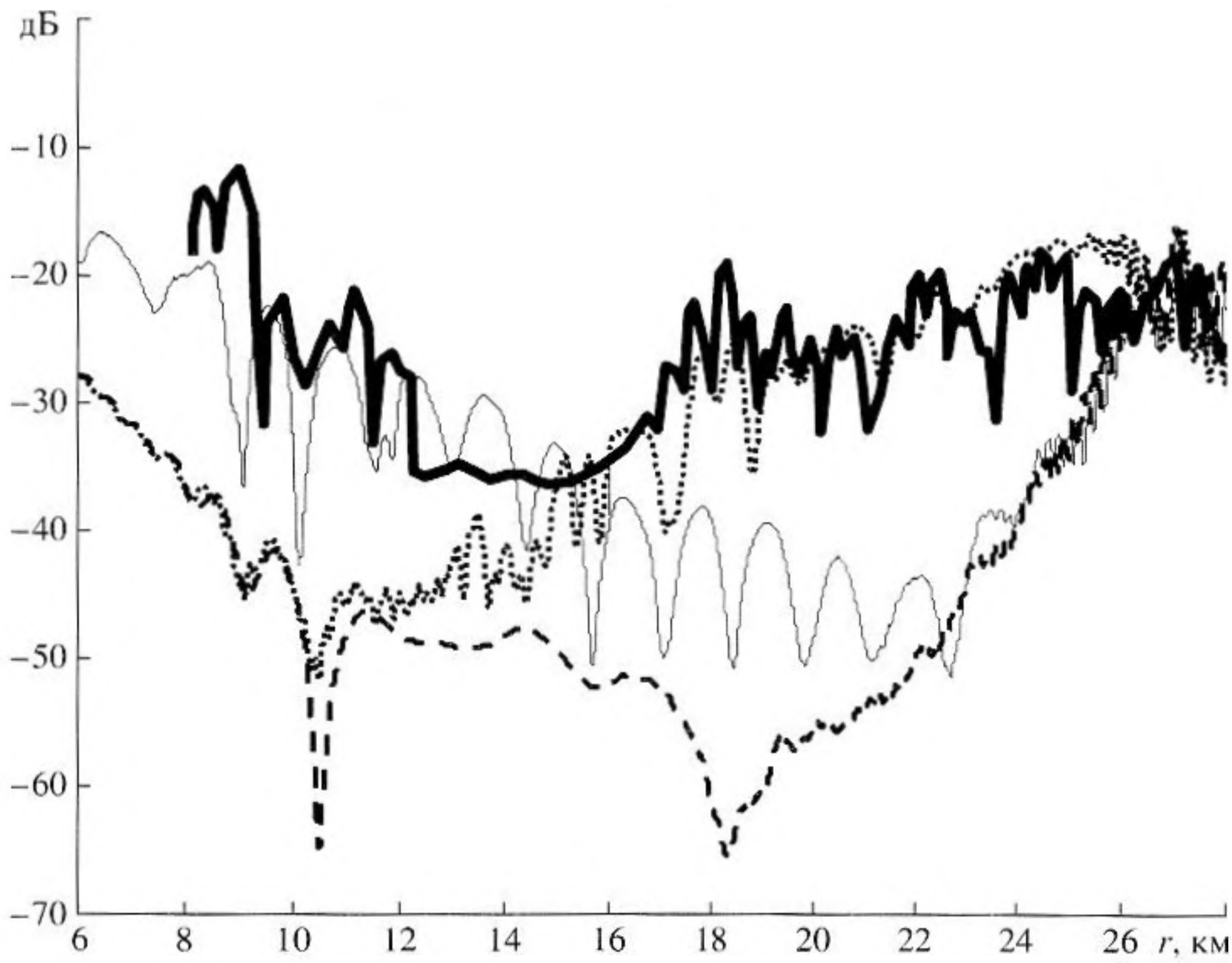

Рис. 7. Горизонтальные разрезы звукового поля на глубине 186 м: жирная сплошная линия – эксперимент, штриховая линия – расчет для гладкого профиля, тонкая сплошная линия – с возмущениями на глубинах 200–300 м, пунктирная линия – на глубинах 550–750 м.

кального масштаба к горизонтальному), по крайней мере, ~0.001. Это означает, что моделируемые неоднородности, даже наименьших вертикальных масштабов, будут простираться по горизонтали на ~100 м и более. Такие горизонтальные расстояния сопоставимы с размерами зон Френеля для частоты 3.2 кГц, которые и будут формировать регулярные отраженные сигналы в зону тени. Очевидно, что такая плоскослоистая среда будет создавать устойчивое переотраженное звуковое поле с устойчивыми элементами его структуры.

Резюмируя изложенное выше, можно сделать вывод о том, что введение тонкой структуры в обычно используемый при расчетах гладкий профиль скорости звука позволяет получить характеристики звуковых полей в зонах геометрической тени, весьма близкие к наблюдаемым в реальных условиях экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-05-64265 и № 03-02-16565) и гранта НШ-1277.2003.5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Галкин О.П., Швачко Л.В.* Особенности структуры звукового поля в двухканальном океаническом волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 320–329.
2. *Авилов К.В., Галкин О.П., Ленец А.Е., Попов О.Е., Швачко Л.В.* Сравнение экспериментальной структуры звукового поля в глубоком океане с результатами расчета по лучевой и волновой программам // Доклады IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2002. С. 37–40.
3. *Авилов К.В.* Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численные решения // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 5–12.
4. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Волновой расчет звуковых полей в зонах тени в представительных районах Мирового океана // Доклады X научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2004. С. 247–250.
5. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Экспериментальные исследования звуковых сигналов, наблюдаемых в зоне геометрической тени в океане // Доклады АН СССР. 1985. Т. 282. № 5. С. 1082–1085.
6. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Региональная изменчивость эффекта проникновения звука в зоны тени в океане с тонкоструктурной стратификацией // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 623–631.
7. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Многолучевая структура звукового поля, проникающего в зоны тени в

океане с тонкоструктурными неоднородностями // Доклады IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана". М.: ГЕОС. 2002. С. 120–123.

8. *Гостев В.С., Попов О.Е., Швачко Р.Ф.* Компьютерное моделирование звуковых полей в океане с тонкоструктурными неоднородностями // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 6. С. 778–784.

Illumination of the Shadow Zone in a Two-Channel Oceanic Waveguide with a Fine Structure of Sound Speed Inhomogeneities

O. P. Galkin, V. S. Gostev, O. E. Popov, L. V. Shvachko, and R. F. Shvachko

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia

e-mail: bvp@akin.ru

Abstract—The experimental data on the sound field structure, which were obtained by emitting a continuous pseudonoise signal (a midfrequency of 3.2 kHz) in a two-channel oceanic waveguide, are compared with the calculations performed by the wave program with allowance for the fine structure of the sound speed inhomogeneities. A considerable increase in the intensity of the sound field with a definite angular spectrum is observed in the upper channel in the first shadow zone, and, in the experiment, the increase begins nearer to the sound source than predicted by the wave and ray calculations for the smooth sound speed profile. These features of the field structure are explained by the illumination of the shadow zone by the regular scattering of signals from highly anisotropic fine-structure inhomogeneities of the sound speed profile, which are clearly pronounced in the region of the given oceanic experiment.