АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2002, том 48, № 6, с. 741–750

УДК 534.23

ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО КАНАЛА НА СТЕПЕНЬ ЗАСВЕТКИ ЗОНЫ ТЕНИ В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

© 2002 г. К. В. Авилов, А. В. Микрюков, О. Е. Попов

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: po5791@aport.ru

Поступила в редакцию 03.12.2001 г.

На основе результатов эксперимента, выполненного в тропической зоне Индийского океана с использованием взрывных источников звука, исследуются характеристики сигналов, наблюдающихся в зоне тени и проникающих туда в результате утечки энергии из приповерхностного канала. Определяется скорость распространения этих сигналов, трансформация их спектра в результате частотно зависимых потерь при распространении, максимум функции корреляции, оптимальная частота засветки зоны тени данными сигналами. На основе результатов компьютерного моделирования с помощью программы, реализующей широкоугольное параболическое приближение, получены оценки влияния отдельных параметров среды на степень утечки энергии из приповерхностного канала. Численные расчеты надежно подтверждаются результатами эксперимента.

Для решения задач прикладной гидроакустики требуется знание как характеристик суммарного звукового поля, так и его отдельных составляющих. В частности, в ряде случаев этот интерес распространяется на слабые на фоне естественных шумов океана сигналы. К последним можно отнести сигналы, регистрируемые в области геометрической зоны тени глубокого океана после их попадания туда чисто водным путем. Помимо дифракционного проникновения звука через границу зоны тени [1], появление чисто водных сигналов в зоне тени может быть обусловлено утечкой энергии из приповерхностного канала [2] и отражением (или рассеянием) звука от тонкоструктурных неоднородностей водной среды [3]. Проникновение звука в зону тени возможно и благодаря микроканалам в профиле скорости звука [4].

Несмотря на малость в энергетическом отношении данных сигналов, отмечается, например, что на частотах ниже критической частоты приповерхностного канала энергия утечки из него оказывается достаточно высокой и приемник, находящийся в зоне тени, реально оказывается надежно озвученным на низких частотах [5]. Известно также, что во второй зоне тени энергия, проникшая туда в результате отражения от тонкоструктурных неоднородностей водной толщи, может оказаться уже сопоставимой, в некотором диапазоне частот, с энергией отраженных от дна сигналов [6]. В связи с этим представляет интерес задача по оценке возможности использования измеренных характеристик этих сигналов как для решения задач повышения эффективности создаваемых систем обнаружения, так и для получения информации о среде.

Анализ результатов экспериментов, выполненных нами в различных районах Мирового океана, показал, что использование в опытах мощных широкополосных источников взрывного типа с успехом позволяет выявить упомянутые выше сигналы и детально изучить их характеристики. Ниже мы остановимся на результатах опыта, проведенного в Индийском океане (вдоль шестого градуса южной широты), где наиболее ярко на экспериментальных записях проявились сигналы, проникающие за границу геометрической зоны тени.

Эксперимент проводился на трассе протяженностью около 50-и километров и при глубине океана 5000 м. Приемное судно с гидрофонами на глубинах 350 и 3000 м лежало в дрейфе в начальной точке трассы. Излучающее судно, находясь первоначально в непосредственной близости от приемного, начинало свое прямолинейное движение, сбрасывая на ходу заряды весом 2.88 кг. Подрыв зарядов осуществлялся на глубинах 195 м с интервалом по расстоянию около 1.0 км. Состояние поверхности океана оценивалось в 3 балла.

Как показали результаты гидрологических промеров в начальной точке трассы, перемешанный слой воды наблюдался в верхних тридцати метрах воды при скорости звука на поверхности $c_0 = 1541.1$ м/с и слабом положительном градиенте $g_1 = 0.010$ с$^{-1}$. Ниже залегал слой воды с резким отрицательным градиентом $g_2 = 0.616$ с$^{-1}$.

Условия распространения звука при выбранных горизонтах излучения и приема были тако-

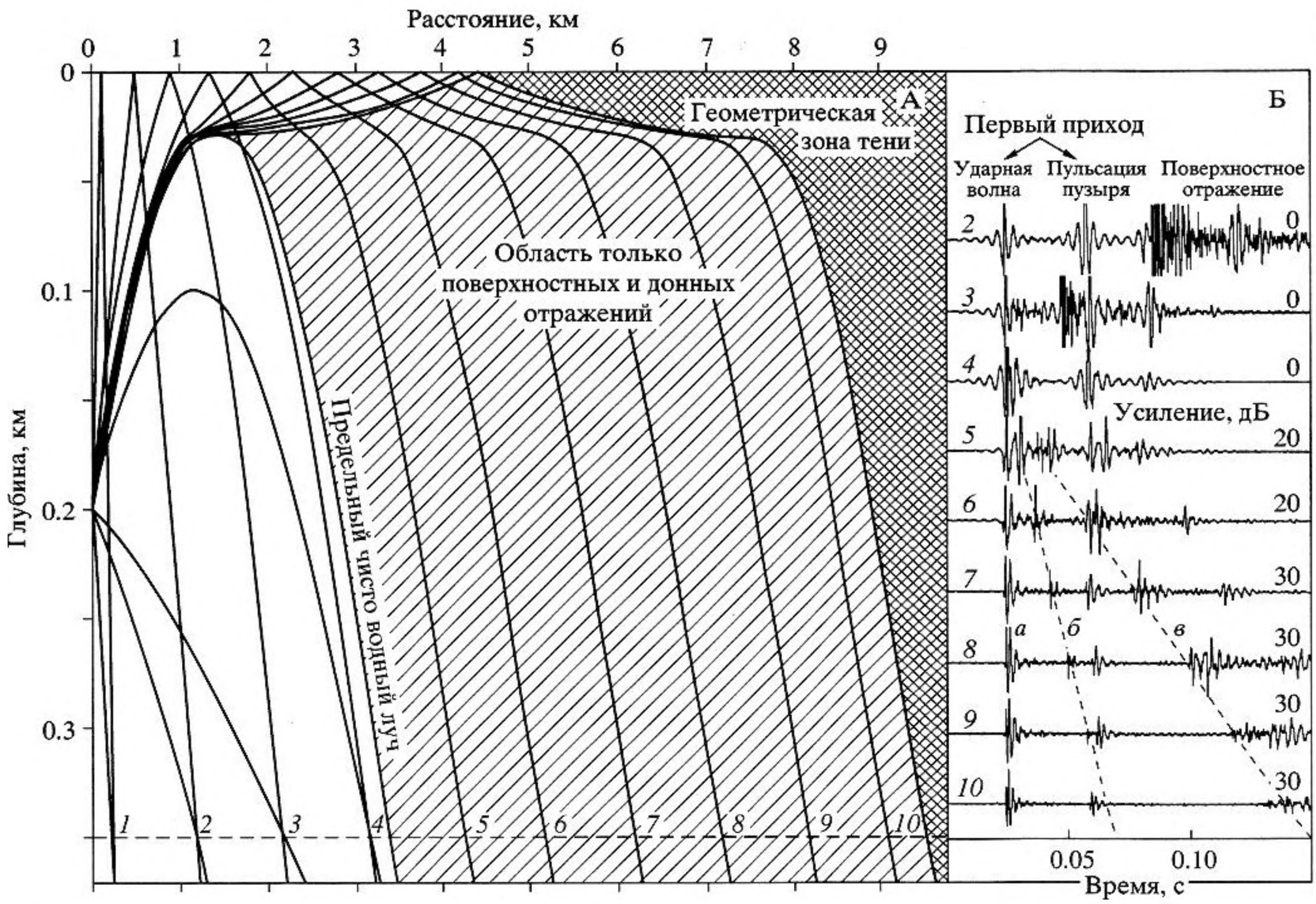

Рис. 1. А. Лучевая картина при наличии приповерхностного канала и положение излучающего судна в момент подрыва зарядов №№ 1–10. Б. Записи начальных участков сигналов от взрывов №№ 2–10, зарегистрированных верхним гидрофоном. В сигналах №№ 5–10 наблюдаются вступления сигналов: (а) из приповерхностного канала; (б) обусловленные дифракционным проникновением звука через границу зоны тени; (в) отраженные от тонкоструктурных неоднородностей водной среды.

вы, что нижний гидрофон (3000 м) находился постоянно в озвученной зоне, в то время как верхний (350 м), начиная с первых километров, оказывался в области, куда не проникают чисто водные лучи и носящей в связи с этим название геометрической зоны тени.

Граница зоны тени (в рамках аппарата геометрической акустики) определяется однозначно лишь в случае профиля скорости звука с отрицательным градиентом, берущим свое начало непосредственно на поверхности океана, и описывается траекторией предельного чисто водного луча, т.е. луча, имеющего верхнюю точку заворота на поверхности. При наличии в океане приповерхностного канала предельный чисто водный луч будет иметь точку заворота у нижней границы канала, где он расщепляется на два луча. Один из них рефрагирует и направляется вниз, а второй проникает в канал под нулевым углом скольжения. Строго говоря, под границей зоны тени в данном случае следует считать траекторию именно этого луча (рис. 1А). При малом положительном градиенте в приповерхностном слое, расстояние, проходимое в канале данным лучом, может быть весьма значительным (до 7 км в Индийском океане). Таким образом, интервал расстояний между траекторией предельного чисто водного луча и новой границей зоны тени будет дополнительно "засвечен" однократно отраженными от поверхности лучами. Амплитуда сигналов, распространяющихся вдоль этих лучей, должна быть весьма малой из-за расширения лучевой трубки, а их времена распространения до заданного горизонта приема оказываются весьма близкими к наблюдающимся в эксперименте временам распространения исследуемых сигналов. В результате на указанном выше интервале расстояний мы с помощью лучевых расчетов получаем картину достаточно близко, на первый взгляд, напоминающую реально наблюдаемую.

Тем не менее, более детальный анализ экспериментальных данных ставит вопрос о приемле-

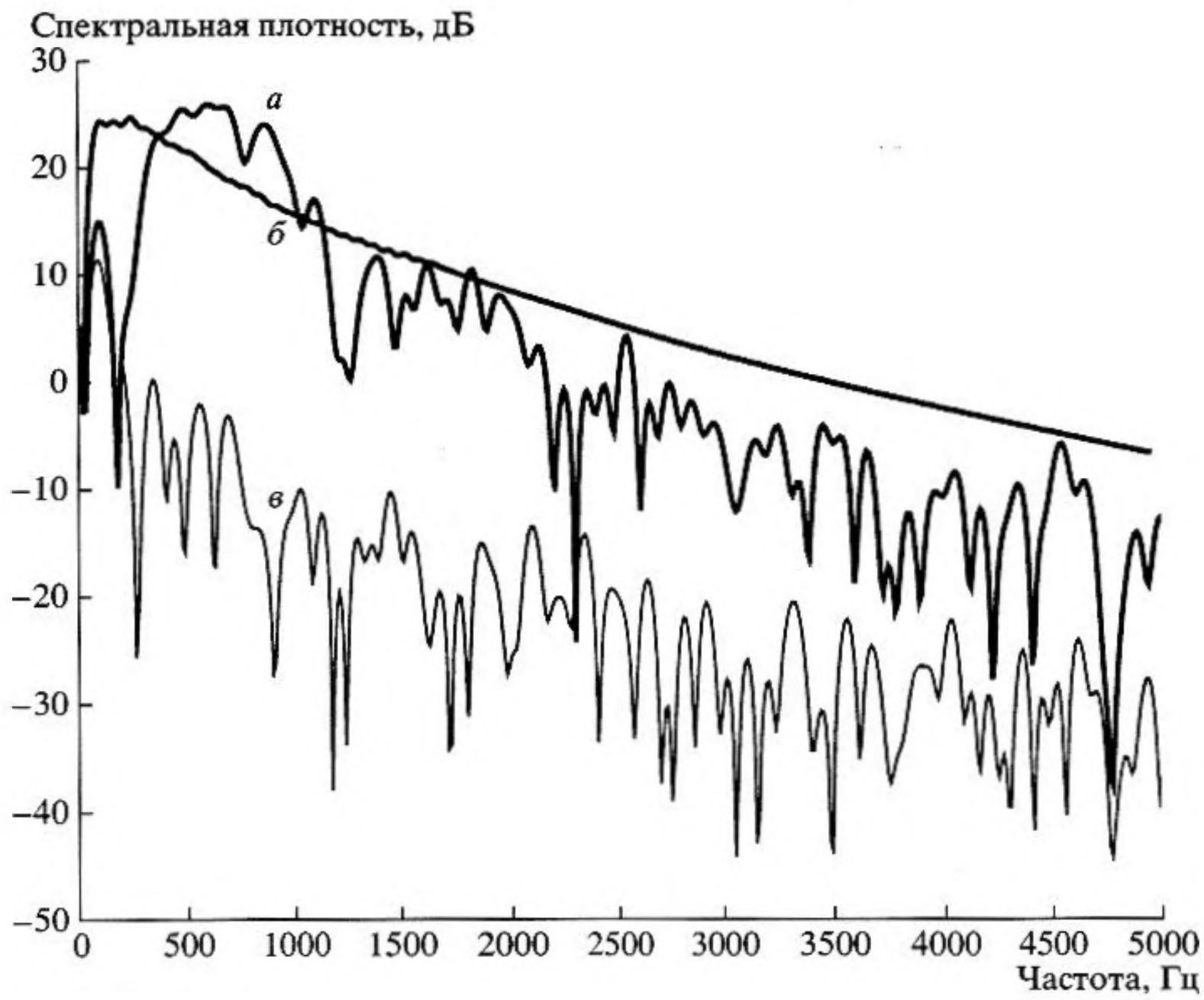

Рис. 2. Сопоставление спектров ударных волн сигнала из приповерхностного канала [*а*] (r =8.15 км, z = 350 м) и чисто водного сигнала [*б*] (r = 8.25 км, z = 3000 м); [*в*] – спектр шума в зоне тени.

мости использования лучевого приближения при изучении исследуемой здесь реальной физической картины. Для этого имеется несколько веских причин. Первая из них – значительные расхождения результатов эксперимента и расчетов по лучевой теории при оценке спектра сигналов, зарегистрированных за пределами надежно озвученной области, границей которой является траектория предельного чисто водного луча.

На рис. 1Б приведены записи начальных участков (без донных отражений) сигналов от взрывов № 2–10, зарегистрированных верхним гидрофоном (z = 350 м). Первые три сигнала (сигналы 2–4) – прямые и отраженные от поверхности, зарегистрированные еще в озвученной зоне. Пути их распространения в лучевом представлении, также как и сигналы от первого взрыва, показаны на рис. 1А. Для сигнала от взрыва № 5 (r = = 4.2 км) приемник оказывается в области, куда в лучевом приближении сигналы не в состоянии проникнуть чисто водным путем, и начинает фиксировать лишь слабые в энергетическом отношении сигналы (донные сигналы по-прежнему не рассматриваются). По мере роста расстояния становится очевидным, что регистрируемый сигнал является не одиночным, а представляет собой целую суперпозицию сигналов различной природы и с индивидуальными характеристиками: спектром, скоростью распространения, степенью ослабления и т.п. Нами эти сигналы были идентифицированы как сигналы, обусловленные наличием приповерхностного канала (а), дифракционным проникновением звука из озвученной области (б) и отражением от тонкоструктурных неоднородностей водной среды (в). В дальнейшем в рамках данной статьи нас будут интересовать в основном характеристики сигналов из приповерхностного канала.

На рис. 2 представлены спектры ударной волны исследуемого сигнала (а) и уровня окружающего шума, зарегистрированные верхним приемником на расстоянии 8.15 км от источника (взрыв № 9), и их сопоставление со спектром ударной волны чисто водного сигнала, зарегистрированного нижним (3000 м) гидрофоном на расстоянии 8.25 км (б). Различие (скомпенсированное на рисунке) в уровнях спектров сигналов (а) и (б) составляет на частоте 500 Гц более 22 дБ. Сопоставление спектров двух сигналов наглядно указывает на отсутствие низких частот в спектре сигнала из приповерхностного канала. Наблюдаемый максимум спектра этого сигнала в области частот 500–700 Гц соответствует диапазону частот, которому на данном расстоянии соответствует максимум утечки энергии из приповерхностного канала. По мере роста расстояния этот максимум будет смещаться в область все более и более высоких частот в результате частотно зависимой

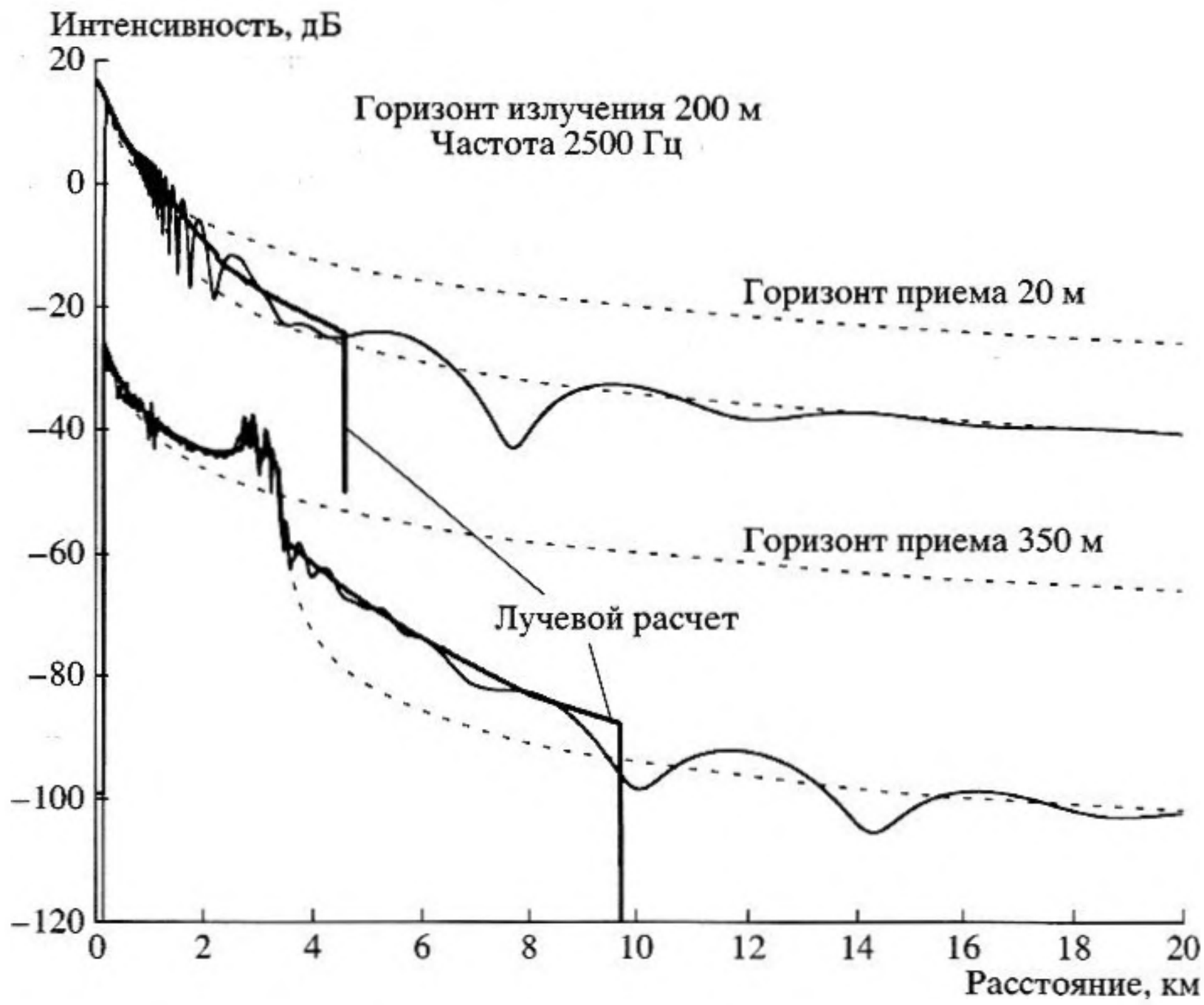

Рис. 3. Сопоставление рассчитанных лучевым и волновым методами законов спадания силы звука с расстоянием в верхнем слое океана (z_0 = 200 м, z = 20 и 350 м). Расчетные кривые для z = 350 м смещены вниз на 40 дБ. Штриховые кривые – сферические законы спадания, берущие свое начало на одном километре и на границе зоны тени для данного горизонта приема, соответственно.

утечки энергии из канала. Исчезновение из спектра сигналов (а) низких частот не объясняется с точки зрения лучевой акустики, однако надежно иллюстрируется при расчетах по волновой теории [7], как результат канального распространения звука в приповерхностном слое воды.

Кроме того, расчеты с использованием волновой теории (рис. 3) и результаты экспериментов (рис. 4) указывают на то, что распространение звука в приповерхностном канале и утечка энергии из него в залегающий ниже подводный звуковой канал наблюдается до значительно больших расстояний, чем это может быть объяснено классической геометрической акустикой. Для приведения последней в соответствие с наблюдаемыми экспериментальными данными необходимо ввести в модель волновода шероховатость границ приповерхностного канала, вызывающую рассеяние звука, которое и приводит к захвату лучей каналом. В то же время, как следует из кривых на рис. 3, аналогичные расчеты по волновой теории указывают на удовлетворительное согласие с наблюдаемой в экспериментах дальностью распространения в рамках плоскослоистой модели приповерхностного канала.

В данном опыте сигналы из приповерхностного канала удавалось уверенно прослеживать вплоть до расстояний свыше 20 км (рис. 4), а сигналы, отраженные от тонкоструктурных неоднородностей, – вплоть до дальней границы зоны тени. Проведенный расчет временны́х характеристик импульсных вступлений для интересующих нас дистанций, выполненный по программе К.В. Авилова [7] с использованием полученного в ходе опыта профиля скорости звука (независимого от расстояния), подтвердил существование двух первых семейств сигналов, обусловленных наличием приповерхностного канала и дифракционным проникновением звука из озвученной зоны. Введение в профиль скорости звука на определенной глубине незначительного по толщине (несколько десятков метров) возмущающего слоя ведет к появлению на соответствующих расстояниях и сигнала из третьего семейства. Все три семейства сигналов заметно опережают по времени момент прихода донного вступления.

Обусловленность наблюдаемого в эксперименте наиболее высокоскоростного сигнала (а) наличием приповерхностного канала надежно подтверждается проведенными расчетами характеристик импульсных сигналов. Рассчитанная скорость распространения сигнала, приходящего первым в точку приема, весьма близка к значению скорости звука в приповерхностном канале –

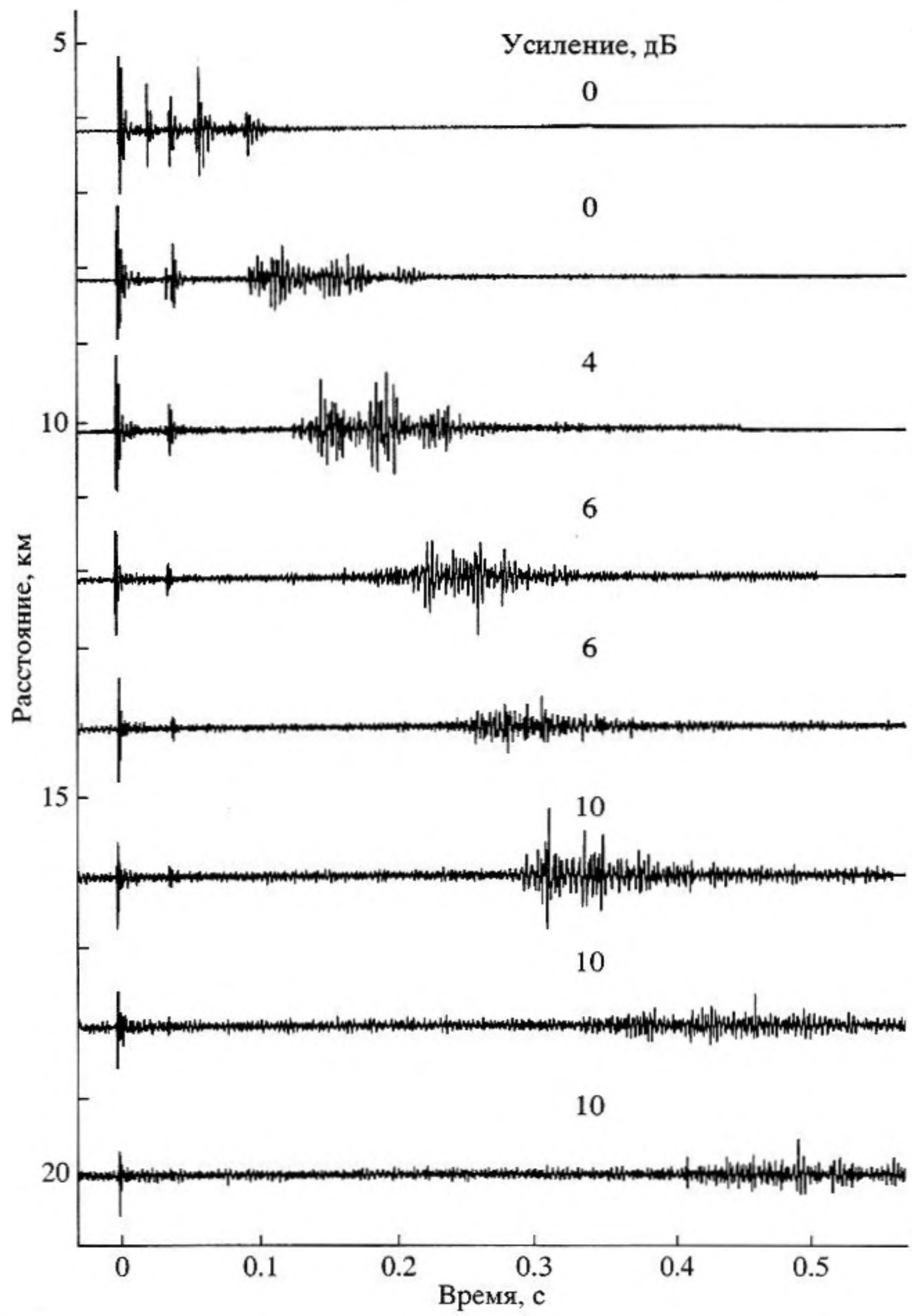

Рис. 4. Записи начальных участков сигналов (без донных отражений), зарегистрированных верхним гидрофоном. За нулевой момент времени принят момент вступления сигнала из приповерхностного канала.

1537.8 м/с. Кроме того, угол прихода этого сигнала на горизонт приема в зоне тени не зависит от расстояния (рис. 5) и равен углу прихода на этот горизонт предельного чисто водного луча. Расчеты показали, что изменение градиента скорости звука в приповерхностном канале вызывает лишь незначительные амплитудные изменения интересующего нас сигнала. Угол прихода и скорость его распространения остаются при этом неизменными. В частности, при уменьшении градиента, и даже в случае его малых отрицательных значений, сигнал в зоне тени продолжает наблюдаться, хотя его интенсивность заметно снижается. Это говорит о том, что необходимым условием появления в зоне тени данного сигнала является даже не наличие приповерхностного канала как такового, а лишь существование скачка в значениях градиентов скорости звука – некоторой псевдограницы в верхней части водного слоя.

Анализ спектрограмм как рассчитанных, так и зарегистрированных сигналов, в полном соответствии с имеющимися литературными данными [8, 9], указывает на практически полное отсутствие дисперсии групповых скоростей во всем рассматриваемом диапазоне частот (500–5000 Гц). Этим фактом объясняется высокая взаимная корреляция исследуемых сигналов. Максимум функции корреляции остается практически постоян-

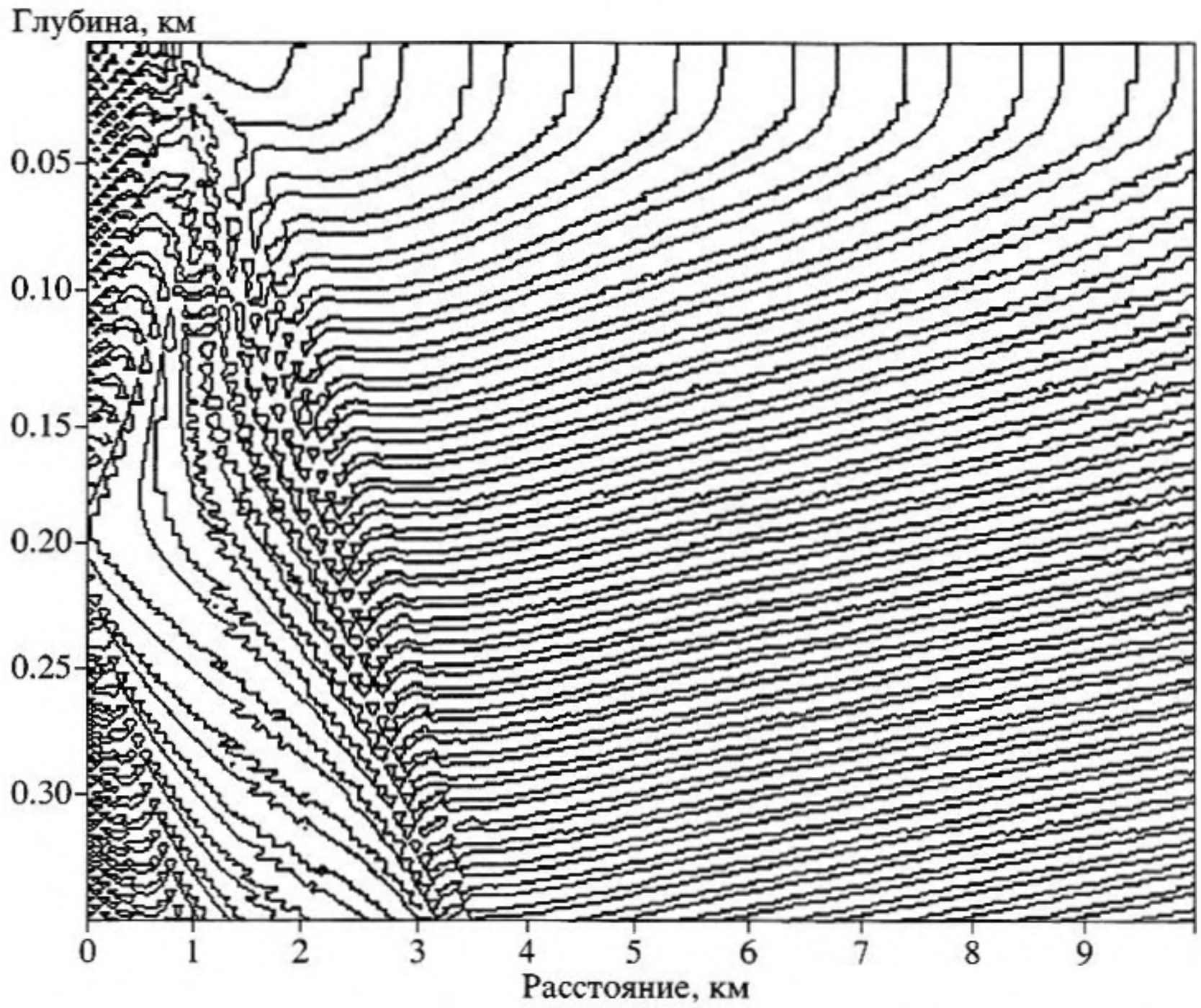

Рис. 5. Положение волновых фронтов в верхнем 350-ти метровом слое воды. Частота – 1000 Гц.

ным (0.50–0.55) в полосе 200–900 Гц и на уровне 0.75–0.80 в более узкой полосе 600–700 Гц при изменении расстояния от 7 до 15 км. Заметим, что для однократно отраженных от дна сигналов, принятых с этих же дистанций, значение максимума функции взаимной корреляции в той же полосе частот составляет лишь 0.12 и 0.18 соответственно.

В то же время расчеты показывают, что при столь незначительной толщине канала (30 м) и слабом положительном градиенте скорости звука в нем (0.010 c^{-1}) для частот ниже критической частоты канала (около 1450 Гц [8]) не существует нормальных волн, распространяющихся с групповыми скоростями, близкими к скорости звука в приповерхностном канале. Наиболее наглядно распространение низкочастотных сигналов в зоне тени со скоростью, близкой к скорости в приповерхностном канале, можно проиллюстрировать, используя аппарат геометрической теории дифракции. Согласно этой теории, вдоль упомянутой выше псевдограницы в верхнем слое океана должен распространяться граничный дифракционный луч. В каждой точке границы этот луч расщепляется, испуская еще один луч, покидающий границу в направлении, касательном к ней [10], т.е. повторяя с непрерывным смещением по горизонтали траекторию предельного чисто водного луча. Это определяет, во-первых, отмеченный выше факт неизменности угла прихода рассматриваемых сигналов на горизонт приема по мере изменения расстояния, а, во-вторых, по аналогии с боковой волной, частотно независимую скорость его распространения. В дальнейшем покинувший границу луч ведет себя в полном соответствии с законами лучевой акустики, что позволяет нам наблюдать в экспериментах сигналы из приповерхностного канала на всех горизонтах приема, в частности, и на горизонте приема 3000 м.

Отмеченная выше аналогия с явлением боковой волны дает возможность воспользоваться разработанным в геофизике математическим аппаратом для определения скорости распространения наблюдаемых в экспериментах сигналов. Времена их распространения в заданную точку приема рассчитывались в два этапа: 1) расчет времени прихода в точку приема на расстоянии r первого донного сигнала $t_{отр}$ и 2) оценка из экспериментальных записей времени отставания Δt вступления сигнала, отраженного от дна, от момента прихода в заданную точку интересующего нас импульса. В этом случае время прихода t сигнала из приповерхностного канала определяется как

$$t = (t_{отр} - \Delta t) = t_0 + (r - r_0)/c,$$

где r_0 – горизонтальное расстояние между источником и приемником, проходимое предельным

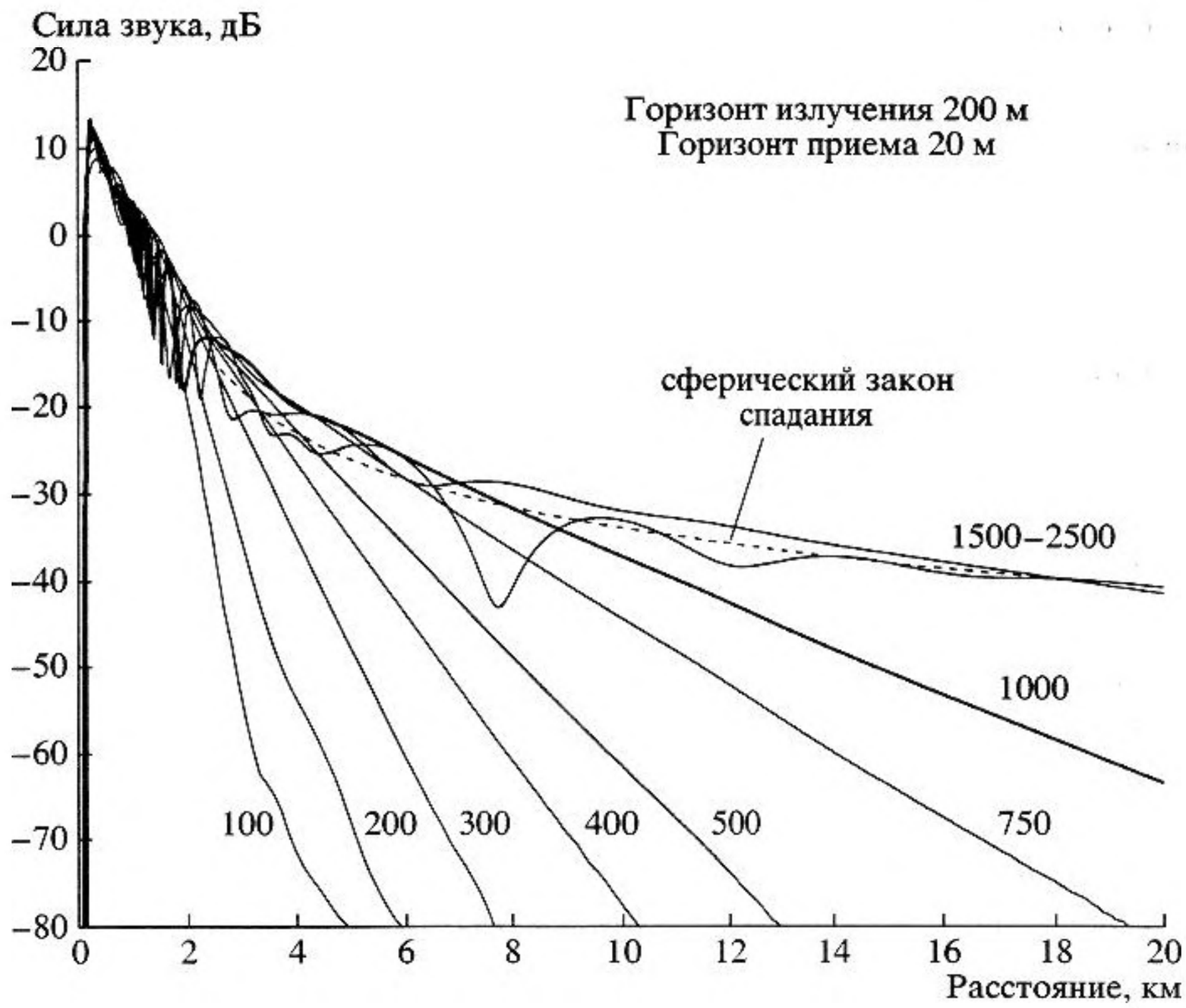

Рис. 6. Рассчитанные законы спадания силы звука с расстоянием в приповерхностном канале для диапазона частот 100–2500 Гц.

чисто водным лучом, t_0 – время распространения вдоль этого луча и c – искомая скорость распространения нашего импульса. Аппроксимация методом наименьших квадратов полученных таким образом значений функции $t(r)$ для диапазона расстояний от 6 до 24 км соответствует скорости распространения экспериментального импульса 1538.9 м/с, что весьма близко к рассчитанному выше значению 1537.8 м/с и скорости звука на нижней границе приповерхностного канала 1541.4 м/с.

Легко показать и очевидно с физической точки зрения, что ослабление сигналов из приповерхностного канала при их проникновении и дальнейшем распространении в первой зоне тени глубокого океана целиком определяется потерями при распространении звука в самом приповерхностном канале. Рассчитанные для ряда частот законы спадания силы звука с расстоянием в приповерхностном канале на глубине 20 м (z_0 = = 200 м) приведены на рис. 6. Для частоты 100 Гц звуковое поле на этой глубине еще целиком определяется дифракционным проникновением звука через границу зоны тени. Однако выше 200 Гц суммарное поле начнет уже превышать чисто дифракционное, хотя потери при распространении в канале в результате утечки из него энергии еще весьма велики и лишь постепенно уменьшаются с ростом частоты. Для частот выше критической частоты исследуемой модели канала (~1450 Гц) закон спадания силы звука с расстоянием (начиная с границы зоны тени) становится сферическим. Дальнейшее возрастание частоты оставляет средний уровень поля (в рамках плоскопараллельных границ) неизменным, но приводит к появлению ярко выраженной интерференционной картины поля в результате возбуждения в канале все более высоких номеров захваченных нормальных волн. Этот факт ведет к тому, что величина утечки энергии из канала по мере роста расстояния будет носить не непрерывный, как на более низких частотах, а осциллирующий характер. На экспериментальных кривых это явление наблюдается, начиная уже с частоты 1000 Гц.

Сопоставление уровней поля на горизонтах 20 и 350 м (в приповерхностном канале и в зоне тени) из-за различия в степени спадания дифракционного поля следует проводить начиная с 500 Гц. Как показывают результаты расчета вертикального разреза поля, выполненного на расстоянии 12 км от источника, на данной частоте уровни поля в канале и в зоне тени еще практически одни и те же (рис. 7). По мере дальнейшего возрастания частоты уровень захваченной каналом энергии продолжает возрастать. Как следствие, уровень поля в зоне тени до определенных частот так же возрастает, хотя степень этого возрастания непрерывно уменьшается с ростом частоты. Нако-

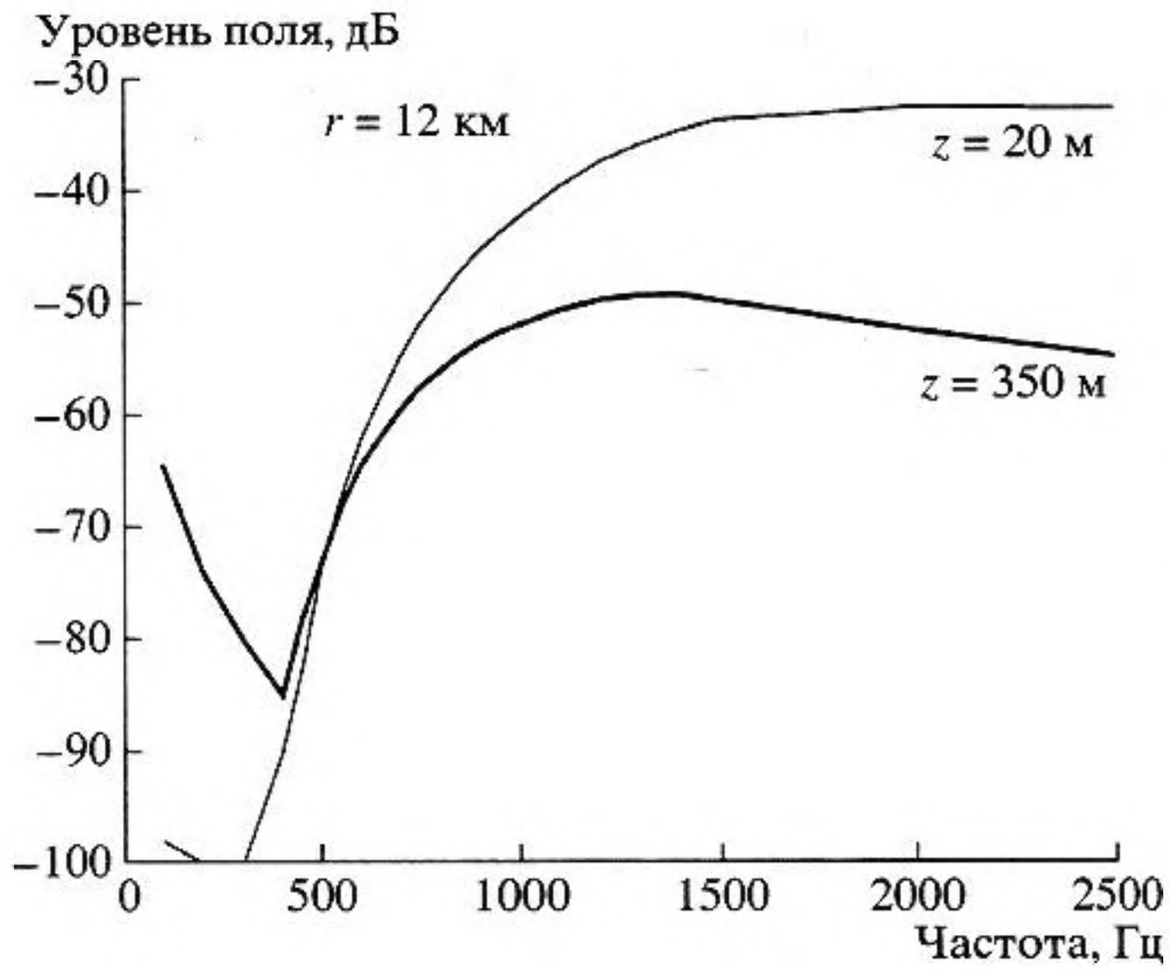

Рис. 7. Зависимости уровня поля от частоты в приповерхностном канале ($z = 20$ м) и в зоне тени ($z = 350$ м). Горизонт излучения – 200 м.

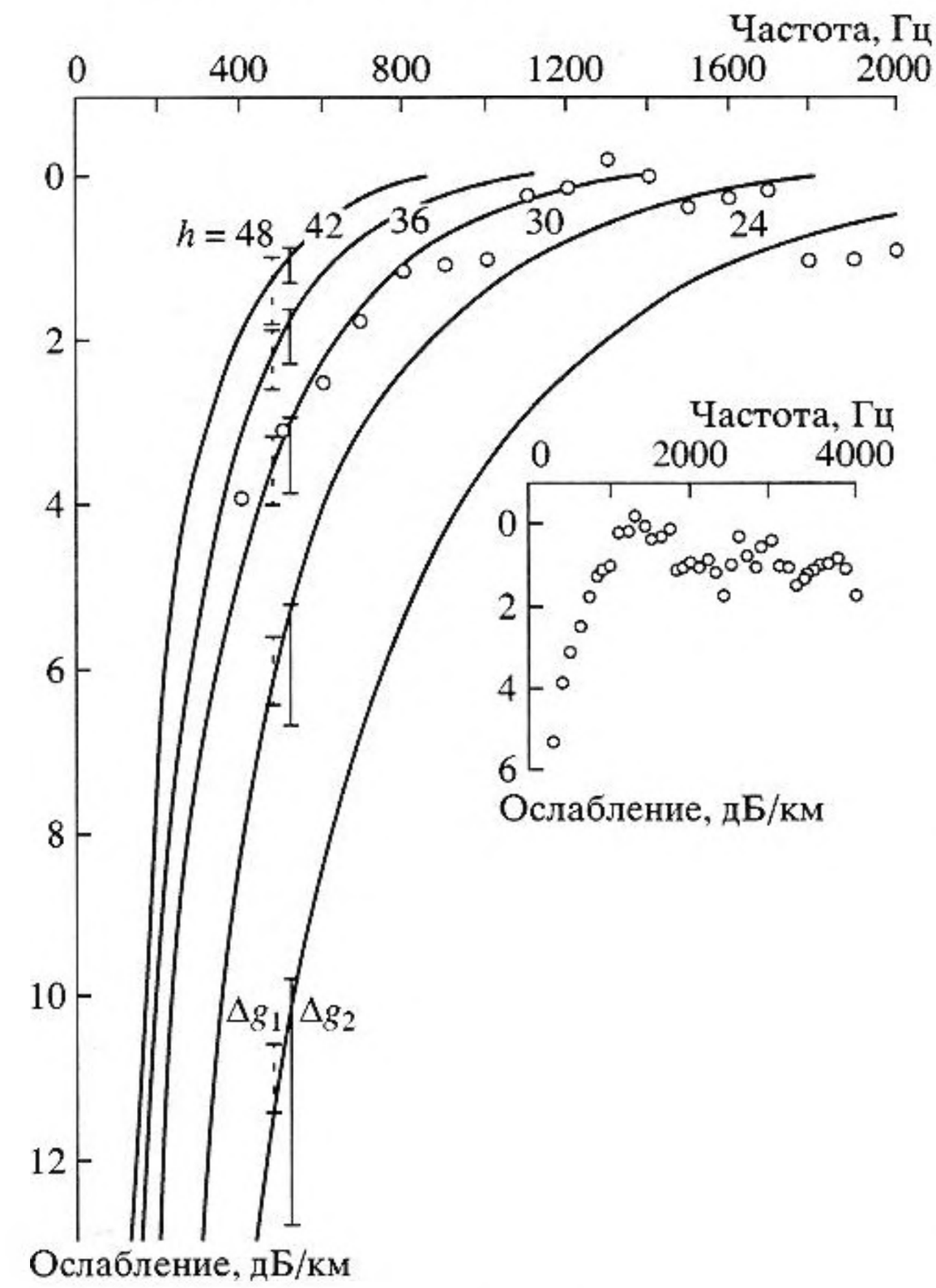

Рис. 8. Зависимость ослабления сигналов от частоты (относительно сферы) для ряда фиксированных толщин приповерхностного канала h. Для частоты 500 Гц показаны изменения ослабления при варьировании величин g_1 от 0.001 до 0.018 c^{-1} (Δg_1) и g_2 от 0.237 до 1.570 c^{-1} (Δg_2). Кружками на рисунке и на врезке в рисунок приведены экспериментальные значения (ширина полосы анализа 100 Гц).

нец, на частоте 1450 Гц, являющейся критической частотой канала, рост уровня поля на обоих горизонтах прекращается. Распространение звука в верхнем слое воды становится полностью канальным. Уровни поля в зоне тени на частотах выше критической будут теперь практически полностью определяться экспоненциальными хвостами захваченных каналом нормальных волн, степень спадания которых с глубиной возрастает с ростом частоты, приводя тем самым к уменьшению уровня поля на заданном горизонте в зоне тени по мере дальнейшего увеличения частоты. Таким образом, имеет место оптимальная частота засветки зоны тени, соответствующая критической частоте приповерхностного канала.

В работе [11] была рассмотрена задача распространение звука в изоскоростном приповерхностном слое воды, лежащем на жидком полупространстве с отрицательным градиентом скорости звука. Показано, что в данном случае в изоскоростном слое воды наблюдается сферический закон спадания силы звука с расстоянием с дополнительным ослаблением в результате утечки энергии из слоя в нижнее полупространство. Величина потерь обратно пропорциональна толщине канала, частоте в степени (–2/3) и величине отрицательного градиента скорости звука в нижнем полупространстве в степени (–1/3). В целом зависимость потерь от отмеченных выше параметров среды удовлетворительно согласуется с результатами наших расчетов. Следует только подчеркнуть, что для реальных профилей скорости звука в океане основную роль в изменении уровня потерь играет величина градиента скорости звука непосредственно ниже основания канала (g_2). Изменение градиента в приповерхностном канале g_1 (от нулевого до его типичного значения 0.017–0.018 c^{-1}) сказывается на изменении потерь при распространении функционально практически так же, как и изменение градиента g_2 (в соответствии с законом близким к степени –1/3).

Рассчитанные кривые потерь в зависимости от частоты представлены на рис. 8 для ряда толщин приповерхностного канала h и значений $g_1 = 0.018$ c^{-1} и $g_2 = 0.616$ c^{-1}. Для частоты 500 Гц указан возможный разброс значений потерь при изменении g_1 в пределах от 0.001 до 0.018 c^{-1} и g_2 в пределах от 0.230 до 1.600 c^{-1}. Здесь же кружками представлены экспериментальные значения потерь, полученные для ряда центральных частот при ширине анализа 100 Гц. На врезке в рисунок представлены экспериментальные значения для всего исследуемого диапазона частот.

Несмотря на большой объем проведенного машинного моделирования, пока не удалось получить единую универсальную аналитическую зависимость кривой потерь от параметров среды и частоты. Реально данная зависимость представ-

ляет собой практически прямую наклонную линию на низких частотах, плавно переходящую в кривую параболического типа при приближении частоты к критической частоте приповерхностного канала. Как следует из приведенных на рисунке кривых, основным параметром среды, определяющим величину потерь, является толщина приповерхностного канала. Влияние на величину потерь использованных нами при компьютерном моделировании заведомо завышенных вариаций значений градиентов скорости звука по обе стороны нижней границы канала, как видим, может быть легко скомпенсировано совершенно незначительным изменением толщины канала, что может быть вызвано, например, прохождением внутренних волн. Таким образом, для реальных оценок потерь при распространении звука, как в приповерхностном канале, так и энергии утечки из него в зону тени, следует оперировать главным образом двумя параметрами: частотой излучения и толщиной приповерхностного канала.

Обращаясь теперь к экспериментальной кривой, можно сделать вывод, что толщина канала вдоль трассы составляла в среднем не 30 м, как было измерено в начальной точке трассы (точке приема), а вероятнее всего 36 м. Как следствие, минимум потерь наблюдается в диапазоне более низких частот, нежели это предполагалось для канала толщиной 30 м: 1200–1400 Гц. По мере дальнейшего возрастания частоты излучения потери вновь начинают возрастать в результате рассеяния звука на этих частотах на взволнованной поверхности моря.

Подводя итоги, отметим следующее. Наличие приповерхностного канала в океане обуславливает заметную засветку зоны тени на частотах ниже критической частоты этого канала. Лучевые методы расчета не в состоянии корректно описать как распространение звука в самом канале, так и звуковое поле в зоне тени в результате утечки энергии из канала. Для верного отображения физической картины необходимо использовать волновые методы расчета. Удобным и полезным инструментом в этом отношении может служить программа К.В. Авилова [7], позволяющая оперативно выполнять расчеты не только уровней поля в пределах динамического диапазона свыше 150 дБ, но и формы импульсных сигналов в широком диапазоне частот. Это дает возможность с удовлетворительной точностью оценивать вклады в суммарное поле тех слабых в энергетическом отношении сигналов, о которых шла речь в данной работе. Результаты расчетов и анализ экспериментальных результатов показали, что скорость распространения сигналов из приповерхностного канала практически не зависит от частоты и близка к скорости звука у нижней границы канала. Начиная с частот и расстояний, когда вкладом дифракционного проникновения звука через границу зоны тени можно пренебречь, уровни звукового поля в приповерхностном канале оказываются выше, чем на различных горизонтах в зоне тени. Однако законы изменения силы звука с расстоянием в обоих случаях остаются одними и теми же: сферический закон спадания с дополнительным ослаблением, определяющимся величиной утечки энергии из канала. Частотная зависимость потерь в диапазоне частот ниже критической частоты канала определяется в первую очередь толщиной канала и в меньшей степени величинами градиентов скорости звука по обе стороны нижней границы канала. Критическая частота канала, определяемая данными параметрами среды, является оптимальной частотой для проникновения звука из канала в зону тени. Высокая чувствительность потерь к малейшим изменениям толщины канала в значительной степени затрудняет задачу использования характеристик исследуемых сигналов в качестве океанографического инструмента для контроля среды. С точки зрения прикладного использования на наш взгляд может оказаться важным отмеченный выше факт высокой корреляции исследованных сигналов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-17694).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pekeris C.L.* Theory of propagation of sound in a half-Space of variable sound velocity under conditions of formation of a shadow zone // J. Acoust. Soc. Amer. 1946. V. 18. № 2. P. 295–315.
2. *Weston D.E., Esmond C.G., Ferris A.* The duct leakage relation for the surface sound channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 1. P. 156–164.
3. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Звуковые сигналы, наблюдаемые в зоне геометрической тени в океане // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 800–801.
4. *Буренков С.В., Гостев В.С., Князева Н.И., Наумов С.С., Швачко Р.Ф.* Исследование тонкой временной и угловой структуры звукового поля в зоне тени методом спектрометрии временных задержек // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 336–338.
5. *Porter M.B., Jensen F.B.* Anomalous parabolic equation results for propagation in leaky surface duct // J. Acoust. Soc. Amer. 1993. V. 94. № 3 (Pt.1). P. 510–516.
6. *Гостев В.С., Носова Л.Н., Швачко Р.Ф.* Исследование звукового поля взрывного сигнала в зоне тени глубокого океана // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 201–205.
7. *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.

8. *Kibblewhite A.C., Dencham R.N.* Experiment on Propagation in Surface Sound Channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 38. № 1. P. 63–71.
9. *Kuperman W.A., D'Spain G.L., Heaney K.D.* Long range source localization from single hydrophone spectrograms // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 109. № 5. Pt. 1. P. 1935–1943.
10. *Seckler B.D., Keller J.B.* Geometric theory of diffraction in inhomogeneous media // J. Acoust. Soc. Amer. 1959. V. 31. № 2. P. 192–205.
11. *Бреховских Л.М., Иванов И.Д.* Об одном особом виде затухания при распространении волн в слоисто-неоднородной среде // Акуст. журн. 1955. Т. 1. Вып. 1. С. 23–30.

The Effect of the Subsurface Channel on the Insonificatin Rate of a Shadow Zone in a Deep Ocean

K. V. Avilov, A. V. Mikryukov, and O. E. Popov

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia
e-mail: po5791@aport.ru

Abstract—On the basis of the experimental data obtained in the tropical zone of the Indian Ocean with the use of explosive sources, the characteristics of signals penetrating into the shadow zone as a result of the leakage from the subsurface channel are studied. The propagation velocity of these signals, the transformation of their spectrum due to the frequency-dependent transmission loss, the maximum of the correlation function, and the optimal frequency of the shadow zone insonification by these signals are determined. On the basis of the computer modeling with a code realizing the wide-angle parabolic approximation, the effects of individual parameters of the medium on the energy leakage from the subsurface channel are estimated. The numerical results are reliably confirmed by the experimental data.