

УСЛОВИЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ЛУЧЕЙ ПО ВРЕМЕНИ ИХ ПРИХОДА НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ И НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

© 2020 г. В. А. Зверев^а *, В. Н. Голубев^а **, П. И. Коротин^а

^аФедеральный исследовательский центр ИПФ РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: vit.zverev2012@yandex.ru

**e-mail: golubev@ipfran.ru

Поступила в редакцию 29.06.2019 г.

После доработки 28.10.2019 г.

Принята к публикации 29.10.2019 г.

Приводятся результаты экспериментальных исследований по распространению низкочастотных импульсных сигналов в глубоководных и мелководных районах Мирового океана. Получены достаточные условия выделения лучей по времени их прихода в точку приема: смещение луча под влиянием градиента скорости звука, направленного вниз, превышает смещение луча в обратном направлении под влиянием градиента, обусловленного силой тяжести; излучатель и приемник находятся на разных глубинах; излучение является импульсным при длительности импульса меньше разности времен прихода лучей в точку приема. Опыты показали справедливость гипотезы, что совокупность перечисленных условий достаточна для выделения лучей по временам их прихода.

Ключевые слова: геометрическая акустика, акустический волновод, выделение лучей, пространственно-временная структура

DOI: 10.31857/S0320791920020185

1. ВВЕДЕНИЕ

Выделение лучей по времени их прихода в точку приема лежит в основе акустической диагностики неоднородностей среды [1]. Однако, как выяснилось позже, такому выделению лучей препятствует лучевой хаос, образующийся в волноводе, формируемом в водном слое без касания дна [2]. При этом остается малоизученной временная структура звуковых полей, формируемых многократными отражениями от границ водного слоя акустического волновода, открытого в сторону дна. Такой тип акустического волновода характерен для прибрежных мелководных зон Мирового океана, а также для глубоководных экваториальных областей Аравийского моря, Бенгальского залива Индийского океана [3]. Распространение акустического сигнала в таком типе волноводов происходит путем многократных отражений от дна и поверхности океана и имеет существенные отличия от распространения в водном слое без касания дна. В данной статье приводятся результаты экспериментальных исследований временной структуры акустического поля низкочастотных импульсных сигналов и рассматривается применимость приближения геометрической акустики для ее описания и, как следствие, возможность выделения лучей по времени их прихода в точку наблюдения. Малое затухание звуковых волн

низких частот делает возможным реализацию акустических трасс на значительные расстояния с целью диагностики состояния водной среды. Результаты, полученные в работах [4–6], удивительно точно совпадают с результатами расчетов, выполненных с помощью геометрической акустики по тонким лучам без учета дифракции лучей при их распространении на большие расстояния. Расчеты по лучам велись без использования каких-либо математических методов, необходимых для экстраполяции лучевого приближения на большие дистанции. Частоты, на которых произведены опыты, лежат в пределах от 10 до 100 Гц, а расстояния до нескольких сотен километров, что явно противоречит применимости методов геометрической акустики в традиционном их понимании.

Задача настоящей статьи состоит в том, чтобы найти и сформулировать достаточные условия, при соблюдении которых справедливы расчеты акустических полей, принимаемых на низких частотах в удаленной точке приема, выполненные по тонким лучам без учета дифракции.

На простом примере поясним возможность решения поставленной задачи для низких частот и больших расстояний. В качестве примера рассмотрим точечный источник излучения в свободном однородном пространстве. Такой источник излучает сферическую волну, которая может быть

в точке ее приема описана лучом, выпущенным из источника под таким углом, что этот луч попадает в точку приема. Описание принятого поля с помощью луча в этом случае справедливо для любых частот и расстояний. Распространение поля в волноводе может быть описано в виде суммы полей точечных источников, от каждого из которых в среде распространяется сферическая волна. В том случае, когда между всеми лучами, описывающими поле в точке приема, существует отличная от нуля разность хода, эти лучи можно выделить по времени их прихода в точку приема при условии, что время импульса излучения t меньше минимальной временной разности хода между лучами. Как показано ниже, такие условия реально существуют.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В основу данной статьи положены архивные материалы, полученные в морских экспедициях в 1984 и 1988 годах. В приводимых ниже натуральных экспериментах использовался метод периодического импульсного зондирования океанического волновода с последующим анализом пространственно-временной структуры (ПВС) импульсных сигналов. В докладах [4, 5] изложены результаты натуральных экспериментов по дальнему распространению низкочастотных сигналов в глубоководном и мелководном районах Мирового океана.

В качестве примера приведем результат опыта, выполненного в Индийском океане. В выбранном районе с относительно ровным дном было установлено три автономных донных станции (АДС), которые производили регистрацию акустического сигнала вблизи дна. Глубина океана в районе проведения измерений составила 4.15 км. В качестве источника звука использовался пневмоакустический излучатель (объем 15 л, рабочее давление 100 атм, период излучения 60 с), буксируемый прямойной галсом с постоянной скоростью 3.3 м/с в направлении с севера на юг. Измеренный профиль скорости звука и рассчитанная лучевая картина в районе постановки АДС приведены на рис. 1. Как известно, при таком профиле скорости звука формируется глубоководный волновод, открытый ко дну, характерной особенностью которого является то, что распространение звука в нем происходит путем многократных отражений от границ водного слоя. На лучевой картине показаны два луча, один из которых выходит горизонтально (с пространственным периодом ~36 км), а второй выходит под углом 50 градусов к горизонту (с периодом ~9.9 км). Эти лучи определяют предельные интервалы существования кратных отражений импульсных сигналов: в данном случае, однократного (11...54 км) и двукратного (25...90 км) отражений. Время распространения импульсных сигналов при много-

кратных отражениях естественно увеличивается с номером кратности отражения. Первыми в точку приема приходят импульсные сигналы, распространяющиеся по лучам, вышедшим из источника под малыми углами к горизонту и испытавшим минимальное число отражений от границ волновода. Последний входящий импульс определяет длительность принимаемого сигнала. Каждое отражение от дна сопровождается дополнительным снижением интенсивности сигнала, поэтому на больших удалениях от источника выделение последнего теоретически предсказанного отраженного импульса зависит от уровня шума при его приеме. Следует отметить принципиальное различие такого типа волновода от закрытого глубоководного звукового канала, в котором горизонтальный луч приходит последним и имеет максимальную интенсивность.

На рис. 2 приведены осциллограммы сигналов, принятых АДС на дистанциях от 3 до 300 км. На приведенных реализациях принятого сигнала уверенно наблюдаются времена прихода отдельных лучей в точку приема. Как видно из рисунка, на дистанции 3 км в принятом сигнале присутствует импульс, распространявшийся без отражений (водный), и импульс, отраженный от дна и поверхности (однократное отражение). На дистанции 50 км сигнал состоит из пяти импульсов, на 100 км — из девяти и на 300 км — из 16 импульсов. При этом интервал между соседними импульсами монотонно возрастает и происходит изменение соотношения амплитуд импульсов, соответствующих отражениям различной кратности, следовательно, изменяется их вклад в энергию принятого сигнала. Как следует из расчетов, максимальная дистанция, на которой может теоретически присутствовать “водный импульс”, составляет ~22 км, в эксперименте он обнаруживался на расстоянии до 30 км. На дистанциях более 200 км выделение последнего отражения, определяющего длительность отклика волновода, затруднено вследствие малого превышения сигналов над шумом.

Для исследования временной структуры сигнала на больших удалениях от источника и оценки вклада каждого отражения в принимаемый сигнал, был использован растровый способ отображения информации, который используется в сейсмических и акустических исследованиях морского дна. Такой вид представления информации позволяет наблюдать как временную структуру сигнала, так и оценить параметры отражений высокой (предельной) кратности при больших расстояниях от источника. Длительность импульса является истинным временем прихода сигнала за вычетом времени прихода сигнала, испытавшего наименьшее число отражений от дна. Для малых дистанций наименьшее число отражений имеют водные лучи, а на боль-

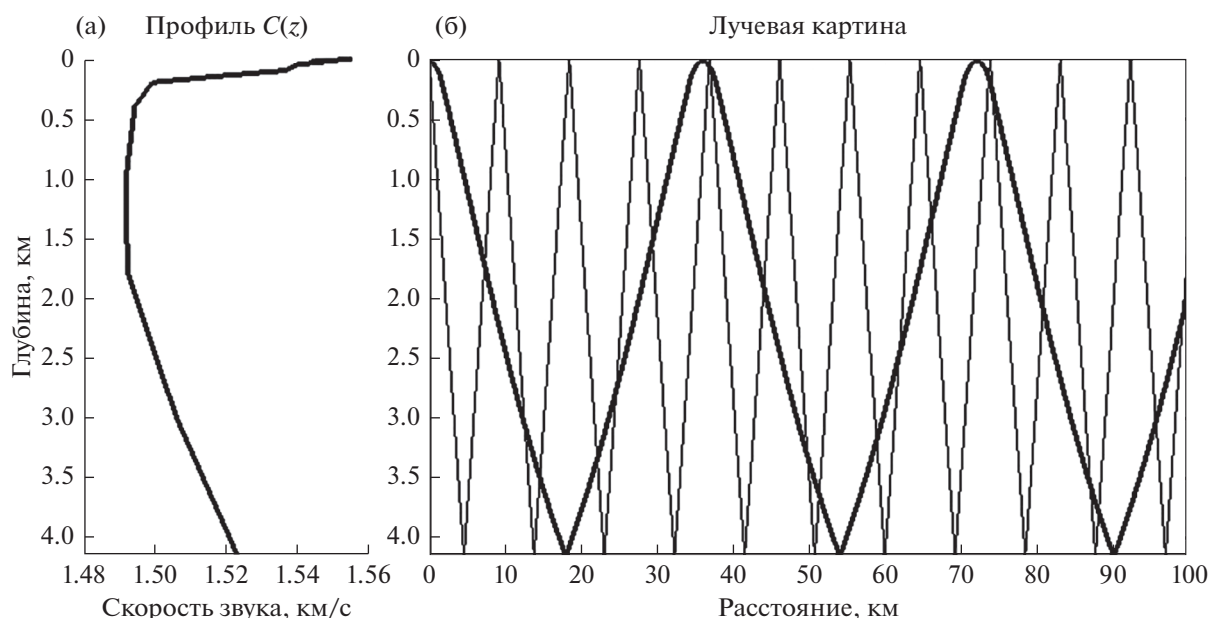


Рис. 1. Индийский океан, (а) – профиль скорости звука и (б) – лучевая картина в районе постановки АДС.

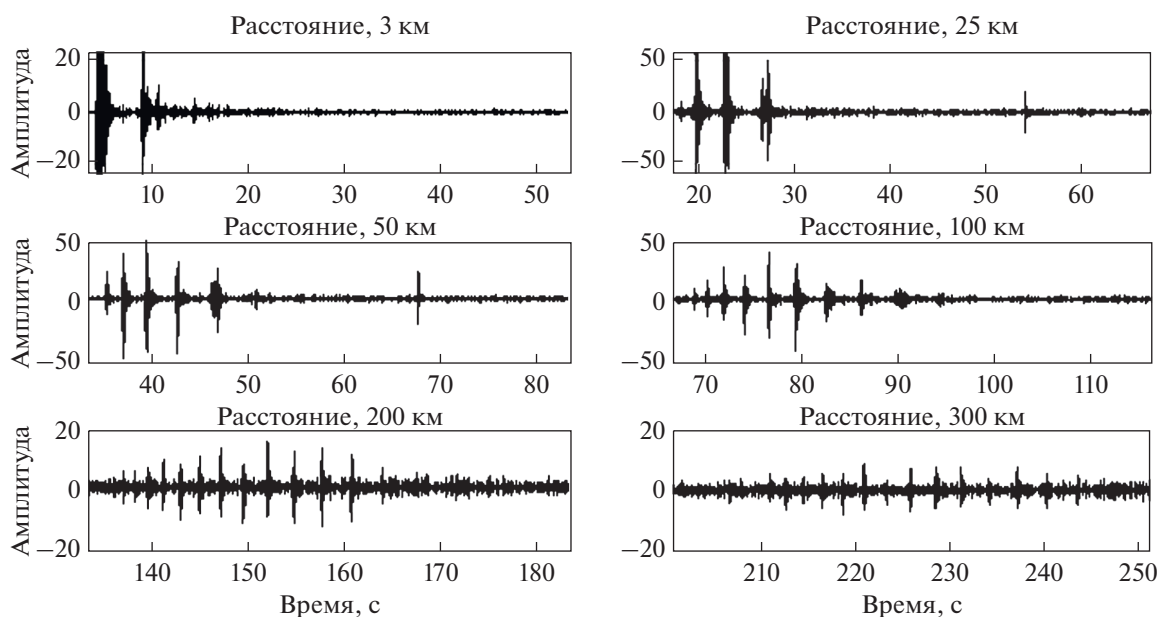


Рис. 2. Осциллограммы импульсных сигналов в полосе 0.1...20 Гц, на расстояниях 3, 25, 50, 100, 200, 300 км; амплитуда в условных ед.

ших дистанциях, на которых водных лучей уже нет, их место занимают времена прихода сигналов, испытавших одно отражение, а когда и этих сигналов уже нет, то их место занимают сигналы, испытавшие два отражения, и так далее. Экспериментальные ПВС, полученные при импульсном зондировании водного слоя, показаны на рис. За для Индийского океана с глубиной ~ 4.15 км [5] и на рис. 3б для Баренцева моря глубиной ~ 0.29 км.

Эксперименты проводились в летний период времени года, когда профиль скорости звука в водном слое формирует акустический волновод, открытый ко дну, в котором сигнал распространяется путем многократных отражений от дна и поверхности океана.

Тонкой линией на рис. 3а отображены результаты расчетов времен прихода и интенсивности сигналов на приемнике АДС, выполненные по

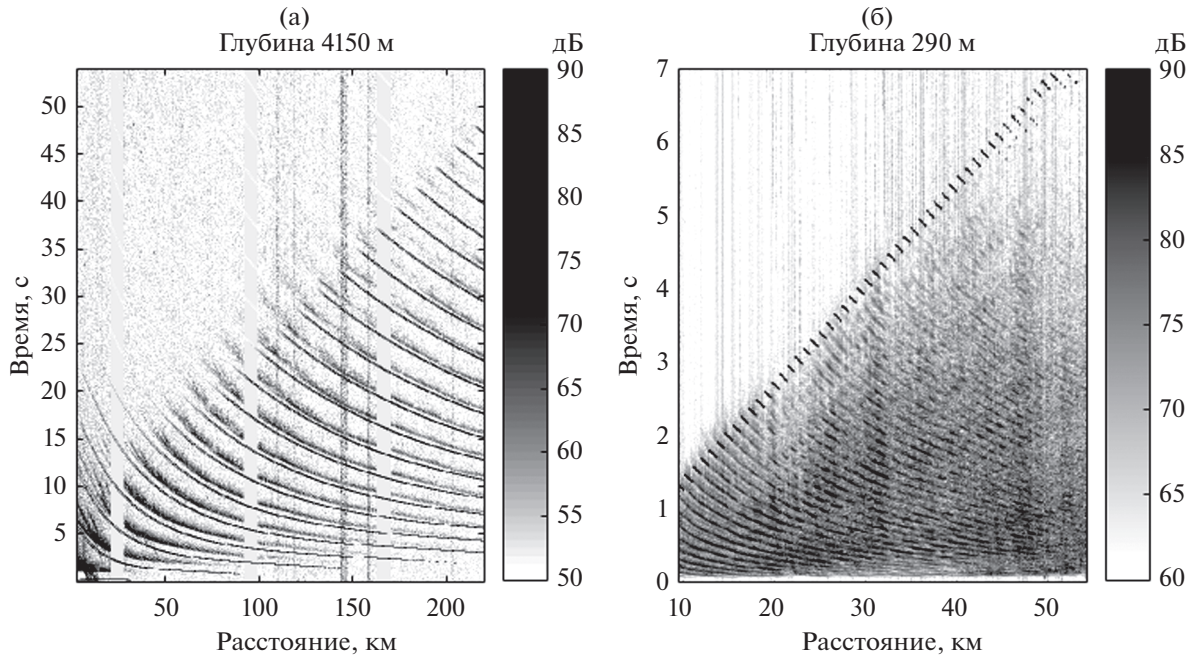


Рис. 3. Пространственно-временная структура импульсов, принятых донной станцией (а) – в Индийском океане на расстояниях от 3 до 220 км, (б) – в Баренцевом море на расстояниях от 10 до 54 км. Сужающаяся размытая линия – отражение в яркостном виде. Тонкие линии на (а) и штрихи в начале линий (б) соответствуют рассчитанным моментам вступления отражений от дна очередной кратности. Расчетная линия (а) смещена вниз по оси времени на 1 с.

лучевой программе в предположении, что каждый луч является тонкой линией, заканчивающейся одной единственной точкой. Расчет ПВС проводился для импульсного ненаправленного источника, буксируемого на глубине 15 м, прием осуществлялся ненаправленным гидрофоном, расположенным вблизи дна на глубине 4145 м на расстояниях от 0 до 220 км. Дно моделировалось однородным жидким полупространством: плотность грунта $\rho_b = 1400 \text{ кг/м}^3$, скорость звука $c_b = 2000 \text{ м/с}$, глубина $h = 4150 \text{ м}$. Профиль скорости звука представлен на рис. 1. Результат наложения рассчитанной модели на экспериментальную ПВС для Баренцева моря представлен на рис. 3б в виде коротких штрихов в начале отражений, соответствующих рассчитанным моментам вступления отражений очередной кратности.

Этот метод представления волнового поля в виде тонких лучей, на основании которого выполнен расчет, явно противоречит существующим представлениям о применимости лучевого описания распространения волн в неоднородных средах. В литературе для аналогичных акустических условий утверждается, что лучевая трактовка этого опыта справедлива на очень высоких частотах и малых дистанциях. В тоже время рис. 3а получен на частотах порядка 30 Гц, а результат расчета по лучам точно описывает наблюдаемое явление. Для объяснения упомянем, что есть такие условия для распространения сигналов, когда

волновое поле можно описывать лучами на любых частотах и дистанциях. На него стоит специально обратить внимание в связи с работами [4–6]. Это условие состоит в том, что геометрическая акустика с расчетом поля по тонким лучам применима к описанию поля сферической волны от единственного точечного источника, как в однородной, так и некоторых неоднородных средах для любых частот и расстояний. Ниже мы покажем, что результаты натуральных опытов [4–6] при соблюдении ряда условий тоже подходят под это условие.

Сначала рассмотрим распространение волн в идеальном волноводе, границами которого служат две идеально отражающие параллельные друг другу плоскости, а среда внутри волновода однородна. Пусть точечный источник монохроматического сигнала находится внутри среды или на поверхности (верхней плоскости), а точечный всенаправленный приемник на расстоянии x внутри среды, причем источник и приемник находятся на различных глубинах. Это важно для того, чтобы лучи от мнимых источников, расположенных по разную сторону водного слоя, между собой не пересекались. Отражающие плоскости в этом случае эквивалентны цепочке мнимых источников в свободном пространстве. Поле каждого мнимого источника представляет собой в этом пространстве сферическую волну, исходящую из этого источника. Согласно [8, стр. 69–70]

комплексная амплитуда волнового поля в среде в этом случае описывается формулой [8, формула (6.24)]:

$$p(x, z) = \sum_m C(u) \left(m \frac{2\pi}{d} \right) \exp \left(iz \sqrt{k^2 - \left(\frac{2\pi m}{d} \right)^2} \right) \times \exp \left(i \frac{2\pi m}{d} x \right), \quad (1)$$

где x и z — продольная и вертикальная координаты соответственно, m — целое число (0, 1, 2, 3...), d — период чередования мнимых источников; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны; $C(u)$ — пространственный спектр исходного поля в его начальной точке, вычисленный в пределах только водного слоя без учета отражений.

Отметим, что формула (1) достаточно сложна для нахождения величины поля в точке приема и сравнения этого решения с результатом конкретного опыта, что проделано в [4–6]. Учет градиента скорости звука и акустического импеданса дна, в принципе, ничего не изменяют. В этом случае аналитическое решение задачи типа (1) вряд ли возможно, существующие же компьютерные программы работают в условиях точно известной гидрологии и акустических свойств дна. Эти параметры столь редко бывают известны с нужной степенью точности, что о вычислении полей в волноводе с помощью этих программ нечего и мечтать.

3 УСЛОВИЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ЛУЧЕЙ ПО ВРЕМЕНАМ ИХ ПРИХОДА

Поля в волноводе вычисляются лучевым методом по тонкому одиночному лучу без учета дифракции, когда, во-первых, удастся выделять отдельные лучи, а во-вторых, когда приемник и излучатель точечные (много меньшие длины волны), и в-третьих, когда вычисляются поля в точке приема волн. В нашей задаче отдельные лучи можно выделять по времени их распространения при условии, что сигналы отдельных мнимых источников, образующих эти лучи, принимаются в точке приема отдельно и не интерферируют между собой. Задача в том, чтобы найти эти условия. Заметим, что в отличие от формулы (1), нам не требуется находить значения поля во всем волноводе, а только лишь в одной точке — точке приема волн. При непрерывном излучении сигнала источником звука, в точке приема суммируются лучи, испытавшие при своем распространении разное число отражений от дна и поверхности. Многократность отражений от дна и поверхности приводит к тому, что между лучами, испытавшими различное число отражений, существует разность хода, которая уменьшается при увеличении

дистанции (угла падения) от источника. В рассматриваемом типе волновода на большие расстояния распространяются только сигналы по лучам, падающим на дно под углом больше угла полного внутреннего отражения (ПВО), определяемого отношением скоростей звука на отражающей границе. При этом отражение более высокой степени кратности появляется в сигнале на расстоянии, когда луч падает на дно под углом полного внутреннего отражения [4]. Поскольку в приводимых выше экспериментах исходный сигнал импульсный, ПВС позволяет определить временной интервал между отраженными сигналами N и $(N + 1)$ -кратности. Как показывают проведенные эксперименты и расчеты, отражения имеют конечную длительность, а минимальный интервал между отражениями соседней кратности соответствует моменту их окончания. Это соответствует лучам, выходящим из источника под углом скольжения ноль градусов. Для подробного рассмотрения временных интервалов на рис. 4 отображены фрагменты ПВС в увеличенном масштабе по оси времени. Время запаздывания отражений Δt , определяемое разностью хода лучей, максимально в момент возникновения очередного отражения и уменьшается по мере увеличения дистанции от источника до приемника. Приведенный расчет, выполненный в рамках лучевого приближения [7] на рис. 4, показывает, что минимальные интервалы между приходами соседних отражений составляют ~ 1.55 с для Индийского океана глубиной 4.15 км и ~ 0.05 с для Баренцева моря глубиной 0.29 км. Данные о временных интервалах, полученные в экспериментах с последующим анализом ПВС, хорошо согласуются с расчетом, основанным на лучевом приближении. Следует заметить, что, когда отражения соседних кратностей максимально приближаются друг к другу, интенсивность их уменьшается более чем на 20 дБ по сравнению с моментом их появления [6].

Из представленных иллюстраций следует, что в том случае, когда длительность импульса τ удовлетворяет условию

$$\tau < \Delta t, \quad (2)$$

где Δt — минимальный временной интервал между приходами отражений соседней кратности, импульсы по всем лучам приходят в точку приема отдельно, не интерферируя друг с другом. В этом случае величину поля в точке приема можно определять по лучам с помощью геометрической акустики для любых частот (вдоль лучей импульсы распространяются без дисперсии, не расширяясь) и любых расстояний. Это можно делать по одиночному тонкому лучу без учета его дифракции, так как в точку приема приходит только одиночный луч. Ширина луча с учетом дифракции определяется размером экрана, с помощью которого удастся полностью перекрыть прием сигнала

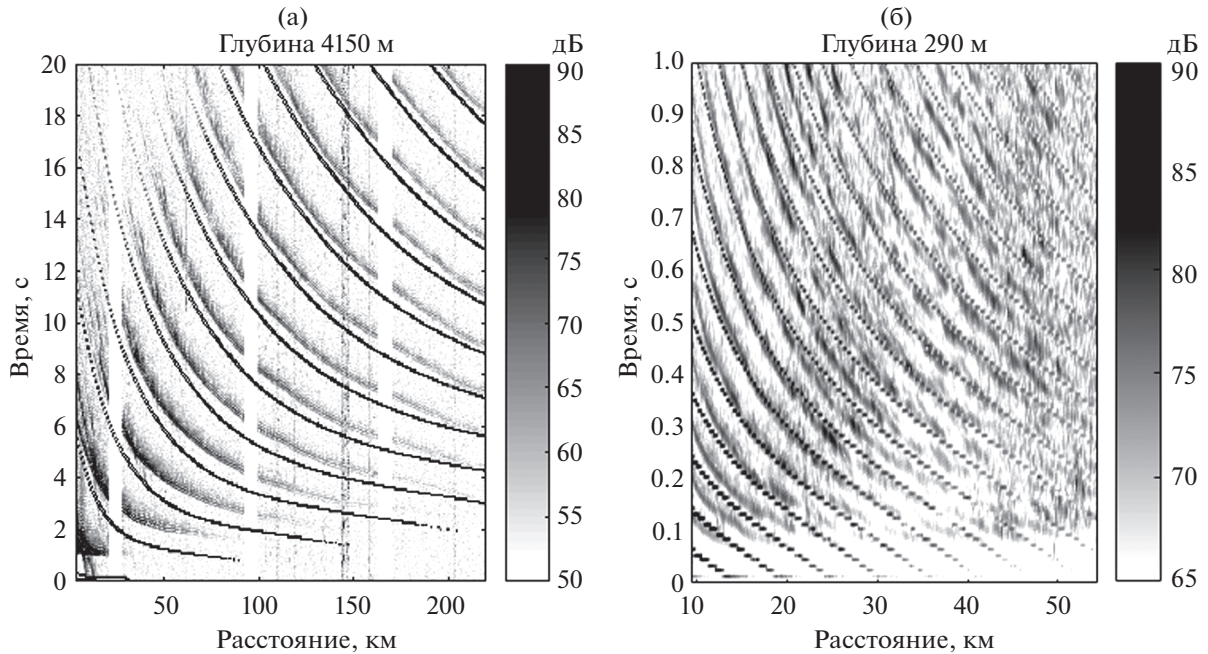


Рис. 4. Фрагменты пространственно-временной структуры импульсов, принятых донной станцией (а) – в Индийском океане глубиной 4.15 км и (б) – в Баренцевом море глубиной 0.29 км. Тонкие линии на (а) и прерывистые линии на (б) соответствуют расчету.

по лучу. Этот экран имеет минимальный размер, равный ширине тонкого луча как вблизи излучателя, так и вблизи точечного приемника волн, что и приводит к факту приема точечным приемником одиночного точечного луча.

В том случае, когда условие (2) не выполнено, акустическое поле в точке приема тоже описывается теми же лучами, но они приходят в точку приема уже не по отдельности, а вместе, и поле в точке приема нельзя описать методом, использованным в [4–6]. В этом случае надо учитывать интерференцию лучей для определения характеристик поля и рассматривать геометрическую акустику как приближение, справедливое на близких расстояниях и высоких частотах.

4 ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ЛУЧИ

Осталось рассмотреть еще один случай – интерференцию лучей, распространяющихся от мнимых источников параллельно друг другу. Такие лучи формально не пересекаются друг с другом, так как параллельные прямые не пересекаются, но они могут интерферировать, так как луч вследствие дифракции обладает шириной

$$\Delta L = \sqrt{R\lambda}, \quad (3)$$

где R – дистанция, λ – длина волны.

Лучи, идущие параллельно вдоль горизонтального направления, начинают интерферировать, когда расстояние между лучами d становится

меньше, чем ΔL . Если же параллельные лучи распространяются под углом θ , то между ними появляется разность хода

$$\Delta S = d \sin(\theta). \quad (4)$$

Эту разность хода не может убрать дифракция, и она сохраняется для любых расстояний. Поэтому параллельные лучи, исходящие из мнимых источников, не могут интерферировать при распространении под углом $\theta > 0$ при условии, что

$$\Delta S > c\tau, \quad (5)$$

где c – скорость звука, τ – длительность импульса, ΔS – разность хода между лучами, приходящими в точку приема с различным числом отражений от дна и поверхности. При выполнении (5) никакой интерференции нет.

Применительно к рассматриваемой нами задаче это означает, что параллельные лучи от мнимых источников можно не принимать во внимание, когда в волноводе нет горизонтальных лучей. Для этого достаточно, чтобы испущенный из источника горизонтальный луч касался дна под углом, удовлетворяющим условию (5). В этом случае невозможно направить луч, исходящий из источника, так, чтобы он достиг дна под нулевым углом к горизонту.

В этой работе не рассматривается детально физический механизм того, как параллельные горизонтальные лучи своей интерференцией искажают лучи, приходящие в точки приема. Это осо-

бый путь, так как эти лучи непосредственно в точки приема не попадают, а попадает в них поле этих лучей, образующееся в результате дифракции. Поэтому эти лучи могут попасть в точки приема только в ослабленном виде, но зато от многих мнимых источников. Эти вопросы здесь подробно не обсуждаются, так как задача состоит только в определении условий, при которых это поле не влияет на сигналы, принимаемые в точках приема, а оно не влияет при одном условии — когда этого поля нет. Этого для нашей цели вполне достаточно.

У. Манком была предложена так называемая томография океана [1]. Она была основана на том же явлении, которое рассмотрено в этой статье, а именно на выделении отдельных лучей по временам их прихода в точку приема. При этом было предложено использовать естественный придонный волновод, в котором надо выделять лучи. Однако, возможно, что и в волноводе, в котором лучи преломляются, не достигая дна, в силу импульсного излучения, существуют и осуществляются условия разделения лучей, что реально наблюдалось в квадрате 300 на 300 км в [9]. Этот вопрос подлежит дальнейшему исследованию.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в работе исследование распространения импульсных сигналов в двух районах мирового океана с придонным распространением звуковых волн показало возможность применимости приближения геометрической акустики на больших расстояниях в низкочастотном диапазоне. Данное исследование позволяет с достаточной точностью предсказать как временную, так и амплитудную структуру низкочастотных импульсных сигналов и подтверждает возможность выделения лучей по временам их прихода на больших расстояниях и низких частотах. На основе вышеизложенного можно сформулировать достаточные условия возможности выделения лучей по временам их прихода в следующем виде. Лучевая картина опыта должна быть такой, что появление луча, соответствующего следующему по номеру отражению сигнала, в точке приема происходит при увеличении угла выхода луча из источника

относительно горизонтали. Излучатель и приемники должны быть на разных глубинах. В лучевой картине не должно быть горизонтальных лучей.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИПФ РАН по теме 220 0035-2014-0022 “Разработка радиофизических методов исследования океана”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // *Deep-Sea Res. A* 1979. V. 26. P. 123–161.
2. *Вировлянский А.Л., Заславский Г.М.* Лучевой и волновой хаос в задачах о дальнем распространении звука в океане // *Акуст. журн.* 2007. Т. 53. № 3. С. 329–345.
3. *Студеничник Н.В.* Исследования коэффициента отражения звука от дна в диапазоне углов полного внутреннего отражения // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 4. С. 539–546.
4. *Голубев В.Н.* Экспериментальное исследование временной структуры импульсных сигналов в мелководном волноводе // *Сборник трудов XIX сессии РАО. Н. Новгород, 2007. С. 243–246.*
5. *Голубев В.Н., Лобанов В.Н., Шаронов Г.А.* Экспериментальное исследование пространственно-временной структуры низкочастотных импульсных сигналов в океане // *Акустика океана. Доклады XII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXI сессией Российского акустического общества. М.: ГЕОС, 2009. С. 55–58.*
6. *Голубев В.Н., Смирнов И.П.* Приближение геометрической акустики в исследовании распространения низкочастотных импульсов в придонном океаническом волноводе // *Известия ВУЗ. Радиофизика.* 2018. Т. LXI. № 1. С. 34–43.
7. *Смирнов И.П.* Расчет производных лучевых координат по начальным параметрам в неоднородных двумерных средах // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* 2013. Т. 56. № 2. С. 85.
8. *Зверев В.А.* Радиооптика (преобразования сигналов в радио и оптике). М.: Сов. Радио, 1975. 304 с.
9. *Behringer D., Birdsall T., Brown M., Cornuelle B., Heintz R., Knox R., Metzger K., Munk W., Splasherger J., Spindel R., Webb D., Worcester P., Wunsch C.* A demonstration of ocean acoustic tomography // *Nature.* 1982. Am. V. 299(9). P. 121–125.