

УДК 534.23

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА ОТ ДНА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ

© 2025 г. А. Л. Вировлянский^{а,*}, А. Ю. Казарова^а

^аИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской Академии наук, ул. Ульянова 46,
Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: viro@ipfran.ru

Поступила в редакцию 20.06.2024 г.

После доработки 28.10.2024 г.

Принята к публикации 24.12.2024 г.

Обсуждается метод оценки коэффициента отражения звука от дна волновода по данным измерений поля с помощью вертикальной решетки на различных дистанциях от источника. Для анализа пространственно-угловой структуры регистрируемого поля применяется заимствованный из квантовой теории метод когерентных состояний. Акустический аналог разложения по когерентным состояниям позволяет построить фильтр для выделения компоненты поля, представляющей вклад заданного узкого пучка лучей. Отношение амплитуд такой компоненты поля до и после отражения от грунта дает оценку коэффициента отражения центрального луча. Эффективность подхода протестирована на данных численного моделирования. Приведены результаты его применения для обработки данных озерного эксперимента.

Ключевые слова: подводный звуковой канал, когерентные состояния, лучи, коэффициент отражения

DOI: 10.31857/S0320791925010109, EDN: BQIDYV

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение коэффициента отражения звука от дна является одной из традиционных задач подводной акустики. Большое внимание, которое уделяется ее решению, в значительной мере связано с тем, что коэффициенты отражения служат входными параметрами при решении обратных задач о реконструкции параметров грунта [1, 2]. Оценка коэффициентов отражения базируется на выделении сигналов, отраженных от дна, и сопоставлении их амплитуд с амплитудами прямых сигналов, не испытавших отражений. Поскольку прямые и отраженные сигналы приходят в точку приема по разным путям, во многих случаях их удается селективно выделять по временам прихода [1–5].

В данной работе рассматривается озерный эксперимент, в котором приходы отраженных сигналов в точку приема не удается разрешить по времени и приходится прибегать к пространственной обработке. Здесь предложен вариант такой обработки, базирующийся на использовании заимствованного из квантовой теории метода когерентных состояний, который устанавливает связь между

классической и волновой механикой [6, 7]. В акустике данный подход играет аналогичную роль при анализе связи между волновым и лучевым описаниями звукового поля [8, 9]. Разложение поля в вертикальном сечении волновода по когерентным состояниям позволяет ввести распределение его комплексной амплитуды в плоскости глубина–угол. Эта возможность используется в предлагаемом методе оценки коэффициента отражения.

Коэффициент отражения, отвечающий заданному углу скольжения χ , мы оцениваем как ослабление амплитуды луча, угол скольжения которого около дна равен χ . Оценка этого ослабления выполняется путем обработки сигналов, зарегистрированных протяженной вертикальной решеткой на дистанциях до и после точки отражения. При конечной длине волны выделение вклада одного луча принципиально невозможно. Однако, если длина волны достаточно мала, использование разложения по когерентным состояниям позволяет выделить вклад узкого пучка лучей, коэффициенты отражения которых примерно равны [10]. Таким образом, с помощью пространственной обработки удастся выделить компоненту, формируемую пучком лучей

с траекториями, близкими к траекториям луча с заданным углом скольжения у дна. Отношение амплитуд этой компоненты до и после отражения мы принимаем в качестве искомой оценки коэффициента отражения центрального луча пучка.

Материалы работы расположены в следующем порядке. В разд. 2 дано описание эксперимента. Соотношения, используемые для перехода от традиционного представления амплитуды и интенсивности звукового поля на дистанции наблюдения как функции глубины к их распределениям в пространствах глубина–угол–частота и глубина–угол–время, приведены в разд. 3. В разд. 4 представлены примеры таких распределений интенсивности, полученные (i) путем численного моделирования в идеализированной модели нашего волновода и (ii) при обработке данных измерений. В разд. 5 описана процедура оценки коэффициента отражения и приведены результаты ее применения. Итоги работы подведены в разд. 6.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента показана на рис. 1. Глубина h озера в месте проведения эксперимента составляла 20.3 м и почти не менялась вдоль звуковой трассы. Звуковое поле регистрировалось неподвижной вертикальной приемной решеткой П, которая удерживалась в вертикальном положении с помощью поплавков К и груза Г. Она состояла из 87 гидрофонов, расположенных с шагом 20 см, и перекрывала интервал глубин от 2.5 до 19.6 м. Источник звука И находился на глубине $z_0 = 12$ м и перемещался в горизонтальном направлении с постоянной скоростью $v = 31.15$ см/с. Вначале он удалялся от антенны с расстояния 10.6 м до 150 м, а затем с той же скоростью проходил этот интервал дистанций в обратном направлении. Во время движения один за другим без пауз излучались ЛЧМ импульсы длительностью 1 с с изменением частоты f от 1800 до 3200 Гц. Сигналы, зарегистрированные приемными гидрофонами, сжимались путем их корреляции с репликой излученного импульса. При интерпретации полученных данных нам удобно формально считать, что источник был неподвижен, а двигалась антенна. Малость скорости движения позволяет пренебречь доплеровскими сдвигами частот и считать, что с помощью антенны измерялись комплексные амплитуды звукового поля в указанных интервалах глубин и дистанций.

На рис. 2а показан профиль скорости звука в месте проведения измерений $c(z)$, а на рис. 2б — результат расчета несколько лучевых траекторий с начальными углами скольжения в диапазоне $\pm 15^\circ$. Здесь и далее вертикальная ось z направлена вниз и поверхность воды находится в плоскости $z = 0$.

На рис. 3 показаны распределения интенсивности поля на дистанциях 30 м (вверху) и 120 м (внизу)

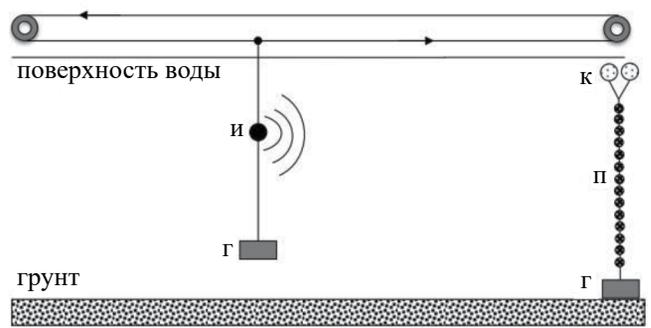


Рис. 1. Схема эксперимента.

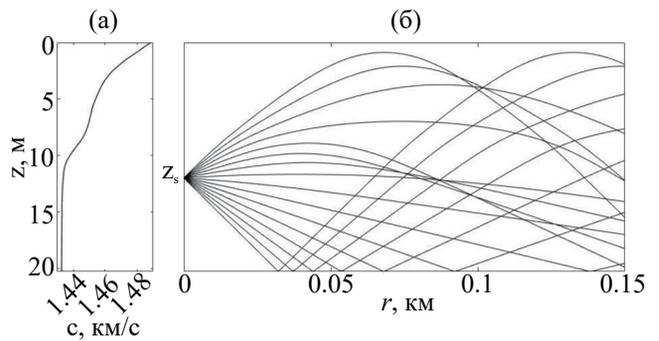


Рис. 2. (а) — Профиль скорости звука в месте проведения измерений. (б) — Примеры лучевых траекторий с углами выхода из источника в диапазоне $\pm 15^\circ$.

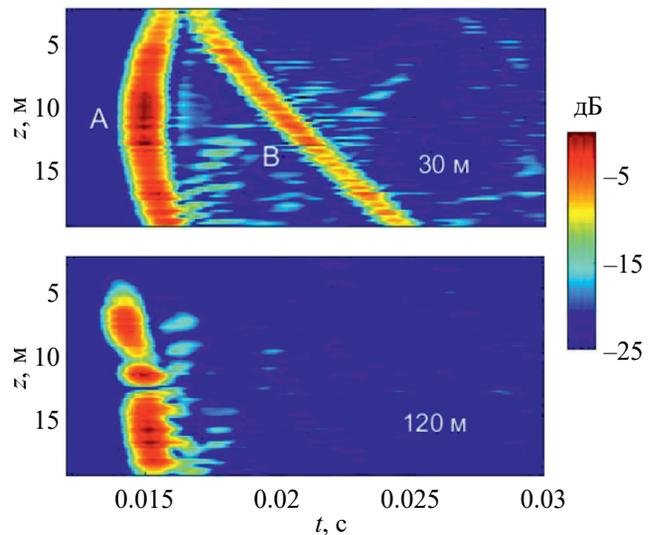


Рис. 3. Распределение интенсивности принятых антенной сигналов в плоскости время–глубина z на дистанциях 30 м (вверху) и 120 м (внизу). Области повышенной интенсивности А и В на верхнем графике формируются лучами, приходящими на дистанцию 30 м без отражения от границ и однократно отразившимися от поверхности соответственно.

(внизу) в плоскости время—глубина z . На верхнем графике отчетливо выделяются две области повышенной интенсивности, формируемые лучами, пришедшими на решетку без отражения от границ (А) и однократно отразившимися от поверхности (В). Данное распределение интенсивности существенно отличается от аналогичных распределений, представленных в работах [1–4], в которых четко разрешаются приходы прямых и отраженных от дна сигналов. В данной работе для выделения вкладов отраженных сигналов в регистрируемое решеткой поле применяется процедура, описанная в следующем разделе.

3. АКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО КОГЕРЕНТНЫМ СОСТОЯНИЯМ

Звуковое поле в вертикальном сечении волновода на дистанции наблюдения можно представить в виде

$$v(z, t) = \int df u(z, f) e^{-2\pi i f t}. \quad (1)$$

Для анализа компоненты поля на фиксированной частоте f , заданной функцией $u(z, f)$, мы используем заимствованный из квантовой теории метод когерентных состояний [6, 7]. В работах [8, 9] разложение по когерентным состояниям использовано для перехода от глубинной зависимости амплитуды поля, выраженной функцией $u(z, f)$, к распределению амплитуды в плоскости угол скольжения χ —глубина z

$$a(\chi, z, f) = \int dz' u(z', f) Y^*(z'; p, z), \quad (2)$$

где символ * означает комплексное сопряжение,

$$Y(z'; p, z) = \Delta_z^{-1/2} \exp\left(ikp(z' - z) - \frac{(z' - z)^2}{2\Delta_z^2}\right), \quad (3)$$

Δ_z — пространственный масштаб, задающий разрешение по глубине, $k = 2\pi f/c_0$, c_0 — опорная скорость звука, $p = n(z)\sin\chi$, $n(z) = c_0/c(z)$ — показатель преломления. Значение $a(\chi, z, f)$ примерно равно сигналу на выходе приемной антенны длины Δ_z , главный лепесток которой направлен под углом скольжения χ . Принимая $c_0 = 1.45$ км/с, мы получаем значения показателя преломления $n(z)$ близкие к единице. Для малых углов скольжения $p \simeq \sin\chi \simeq \chi$.

В квантовой механике $Y(z'; p, z)$ с заменой k на $1/\hbar$, где \hbar — постоянная Планка, задает волновую функцию с минимальной неопределенностью, т.е. с минимально возможным произведением дисперсий координаты и импульса [11]. Применительно к акустике это означает, что проектирование поля $u(z, f)$ на функцию (3) с заданным масштабом разрешения по глубине Δ_z позволяет добиться

разрешения по углу χ с минимально возможным масштабом [8, 9]

$$\Delta_\chi = \frac{\lambda}{2\Delta_z}. \quad (4)$$

Функция $a(\chi, z, f)$ описывает компоненту поля, которая формируется пучком лучей, приходящих в интервал глубин $z \pm \Delta_z/2$ с углами скольжения в интервале $\chi \pm \Delta_\chi/2$. Ее можно грубо интерпретировать как амплитуду тонального сигнала на частоте f , приходящего на горизонт z под углом χ . Вопрос о выборе этого масштаба обсуждается в работе [9].

Зафиксировав χ и z , из амплитуд $a(\chi, z, f)$ для различных частот f , следуя [8, 12, 13], синтезируем функцию

$$b(t, \chi, z) = \int df a(\chi, z, f) e^{-2\pi i f t}, \quad (5)$$

которую будем интерпретировать как звуковой сигнал, пришедший на горизонт z под углом χ . При вычислении амплитуд $a(\chi, z, f)$ масштаб Δ_z может зависеть от частоты.

Введем в рассмотрение функции

$$I(t, \chi, z) = |b(t, \chi, z)|^2 \quad (6)$$

и

$$J(\chi, z, f) = |a(\chi, z, f)|^2, \quad (7)$$

которые мы будем называть интенсивностями соответственно импульсного и тонального сигналов, приходящих на горизонт z под углом χ . Они количественно характеризуют пространственно—угловую структуру поля в вертикальном сечении волновода и, как будет показано ниже, их использование позволяет оценивать изменения амплитуд лучей при отражении от дна.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ I И J : ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Оценка коэффициента отражения от дна волновода в данной работе выполняется путем сравнения амплитуд луча до и после отражения. Для луча, отражающегося от дна на дистанции r_* от источника, отношение амплитуд выполняется на основе расчета интенсивностей поля I и J на дистанциях $r_1 < r_*$ и $r_2 > r_*$. Процедура оценки описана в следующем разделе, а здесь мы приведем примеры расчета данных интенсивностей. Расчеты выполнены с использованием масштаба $\Delta_z = 3$ м на всех частотах f в полосе излученного сигнала. При этом согласно (4) масштаб углового разрешения Δ_χ варьируется от 4.5° на частоте 3200 Гц до 8° на частоте 1800 Гц. Параллельно с

вычислением распределений интенсивностей поля, зарегистрированного в эксперименте, вычислялись аналогичные распределения, рассчитанные с использованием двух идеализированных моделей нашего волновода.

Модель 1. Это плоскостойкий волновод глубиной 20.3 м с профилем скорости звука, показанным на рис. 2а и дном в виде жидкого полупространства без потерь со скоростью звука 1.9 км/с и плотностью 1100 кг/м³. Расчеты поля в этой модели выполнены с использованием модовой программы KRAKEN [14]. С ее помощью вычисляется компонента поля, формируемая модами дискретного спектра, которая описывает вклады волн с углами скольжения до 40°.

Модель 2. От Модели 1 она отличается лишь тем, что скорость звука в дне составляет 1.44 км/с и имеет мнимую часть 0.0106 км/с, отвечающую затуханию 0.4 дБ/λ. Эта модель, в которой коэффициент отражения от границы вода–подстилающее полупространство вычисляется по классической формуле [15], используется для верификации предложенного метода оценки данного коэффициента. Расчет поля в Модели 2, позволяющий описать вклады волн, которые "высвечиваются" из волновода, выполняется методом широкоугольного параболического уравнения [16]. Указанное значение скорости звука в дне подобрано таким образом, что коэффициенты отражения, как мы увидим далее, оказываются близкими к их значениям, реконструированным по данным натурных измерений.

В этом разделе в качестве примера мы приводим распределения интенсивностей, которые могут быть использованы для оценки коэффициента отражения луча, вышедшего из источника под углом скольжения 7°. Положительным (отрицательным) углам скольжения отвечают направления в сторону увеличения (уменьшения) глубины z . На рис. 4 жирной линией показана траектория этого луча a . Вертикальные пунктирные линии показывают положения приемной решетки на дистанциях $r_1 = 30$ м и $r_2 = 120$ м до и после его отражения от дна. На этих дистанциях луч a попадает на решетку соответственно в точках (r_1, z_1) и (r_2, z_2) с $z_1 = 15.6$ м и $z_2 = 13.9$ м. В эти точки попадают и другие собственные лучи, изображенные тонкими линиями. Показаны траектории лишь относительно пологих собственных лучей. На дистанции 30 м, в частности, отсутствует отраженный от поверхности собственный луч, вышедший из источника под углом около -50° , участвующий в формировании области высокой интенсивности В на рис. 3.

На рис. 5а, 5в, 5д приведены распределения интенсивности поля I на дистанции 30 м в плоскости время–угол χ при $z = z_1$, а на рис. 5б, 5г, 5е – аналогичные распределения на дистанции 120 м для $z = z_2$. Представлены распределения,

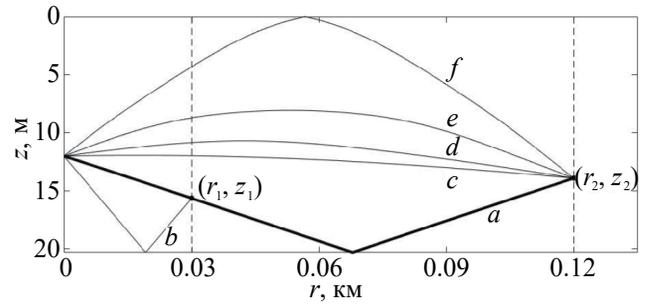


Рис. 4. Траектории собственных лучей, попадающих в точку (r_1, z_1) (лучи a и b) и в точку (r_2, z_2) (лучи a, c, d, e и f). Жирной линией выделена траектория луча a , вышедшего из источника под углом скольжения 7°.

рассчитанные для Модели 1 (рис. 5а, 5б), Модели 2 (рис. 5в, 5г) и рассчитанные по данным измерений (рис. 5д, 5е). Белым кружком на всех графиках показана точка прихода луча a на соответствующую дистанцию. Этому лучу, а также другим собственным лучам отвечают максимумы (области повышенной интенсивности) распределения. Около каждого из максимумов указан символ соответствующего луча. Отметим, что на дистанции 120 м максимумы, отвечающие лучам c, d и e , не разрешаются и сливаются в один широкий пик.

Интенсивность (7) была рассчитана на сетке частот f от 2000 до 3000 Гц с шагом 50 Гц. На рис. 6 представлены распределения J , усредненные по этим частотам, на тех же дистанциях 30 м (рис. 6а, 6в, 6д) и 120 м (рис. 6б, 6г, 6е), что и в предыдущем примере. При вычислении J использованы результаты расчета поля в Модели 1 (рис. 6а, 6б), Модели 2 (рис. 6в, 6г) и данных натурных измерений (рис. 6д, 6е). Черные пунктирные линии на рис. 6а, 6в и 6д изображают приходы на дистанцию 30 м лучей, ни разу не отразившихся от границ волновода. На рис. 6б, 6г и 6е такие линии показывают приходы лучей, один раз отразившихся от дна, на дистанцию 120 м. Белым кружком на всех линиях показан приход того же луча a , что и на рис. 6, который на дистанции 30 м приходит на глубину z_1 под углом скольжения $\chi_1 = 7.3^\circ$, а на дистанции 120 м на глубину z_2 под углом $\chi_2 = -7.3^\circ$.

Отметим, что на каждом из графиков на рис. 5 и 6 интенсивность нормирована на свое максимальное значение. Поэтому представленные данные не отражают соотношений между значениями интенсивностей на разных дистанциях и в разных моделях среды.

5. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ

Обратимся к оценке коэффициента отражения по данным, представленным на рис. 5 и 6. В работе [8] показано, что интенсивности $I(t, \chi, z)$ и $J(\chi, z, f)$ формируются пучком лучей, приходящих

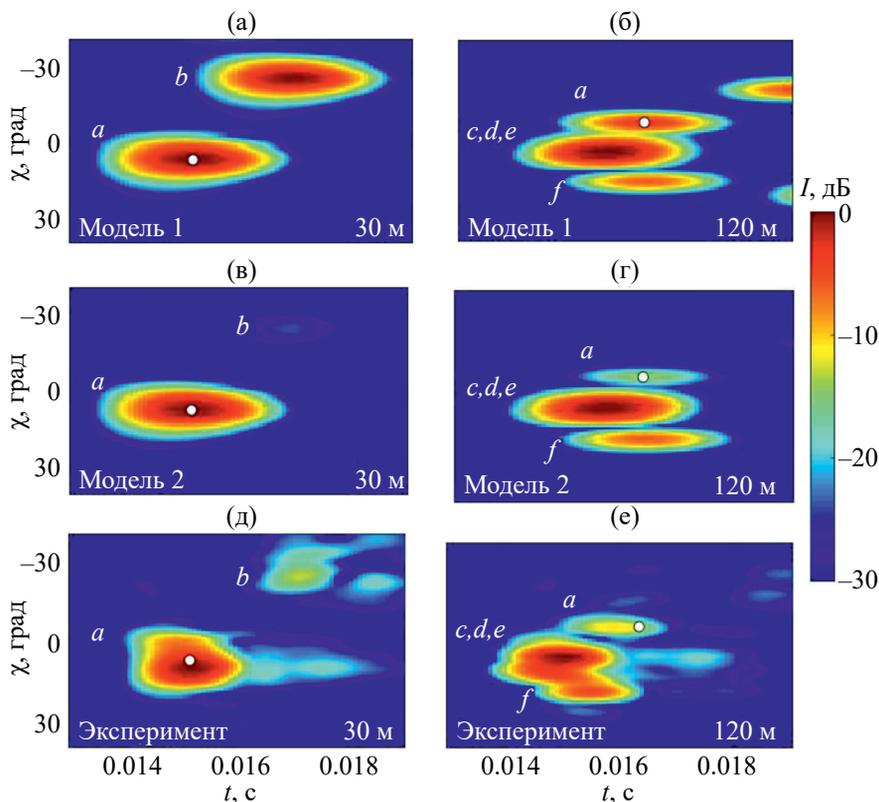


Рис. 5. Распределения интенсивности I в плоскости время–угол χ (а, в, д) — на дистанциях 30 м и глубине $z_1 = 15.6$ м, а также (б, г, е) — на дистанции 120 м и глубине $z_2 = 13.9$ м. Интенсивность получена на основе численных расчетов (а, б) — в Модели 1, (в, г) — в Модели 2 и (д, е) — на основе обработки данных измерений. Около максимумов распределения указаны символы соответствующих собственных лучей. На каждом графике белым кружком обозначена точка прихода луча a в плоскость (t, χ) на соответствующей дистанции.

на дистанцию наблюдения с углами скольжения и глубинами, которые попадают в интервалы $\chi \pm \Delta\chi/2$ и $z \pm \Delta z/2$ соответственно. Если коэффициенты отражения всех лучей пучка от дна примерно одинаковы, то интенсивность формируемой пучком компоненты поля при отражении уменьшается в V^2 раз, где V — абсолютная величина коэффициента отражения центрального луча пучка.

Символами I_{30}^{M1} , I_{30}^{M2} и I_{30}^{exp} обозначим значения интенсивности I в центрах максимумов a на рис. 5а, 5в и 5д соответственно. Аналогично символами I_{120}^{M1} , I_{120}^{M2} и I_{120}^{exp} обозначим интенсивности в центрах максимумов a на рис. 5б, 5г и 5е. Сравним отношение интенсивностей в Модели 1 и в эксперименте. Поскольку I_{30}^{M1} и I_{30}^{exp} формируются пучками не отразившихся от дна лучей с одними и теми же траекториями, параметр $\alpha = I_{30}^{\text{exp}} / I_{30}^{M1}$ равен отношению интенсивностей реального источника и источника в численной модели. Интенсивности I_{120}^{M1} и I_{120}^{exp} так же формируются одинаковыми пучками лучей (не полностью совпадающими с пучками, формирующими I_{30}^{M1} и I_{30}^{exp}). Эти

пучки один раз отражаются от дна и поэтому различие I_{120}^{M1} и I_{120}^{exp} обусловлено не только различием интенсивностей источников, но еще и тем, что в Модели 1 коэффициент отражения для лучей пучка равен 1, а в эксперименте он равен $V < 1$. Поэтому $I_{120}^{\text{exp}} / I_{120}^{M1} = \alpha V^2$ и, зная I_{30}^{M1} , I_{30}^{exp} , I_{120}^{M1} и I_{120}^{exp} , мы можем оценить коэффициент отражения по формуле

$$V = \left(\frac{I_{30}^{M1} I_{120}^{\text{exp}}}{I_{30}^{\text{exp}} I_{120}^{M1}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Аналогичная оценка для коэффициента отражения в Модели 2 имеет вид

$$V = \left(\frac{I_{30}^{M1} I_{120}^{M2}}{I_{30}^{M2} I_{120}^{M1}} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Таким же образом получают альтернативные оценки коэффициента V на основе расчета интенсивностей (7). Обозначим интенсивности J в отмеченных белым кружком точках (χ_1, z_1)

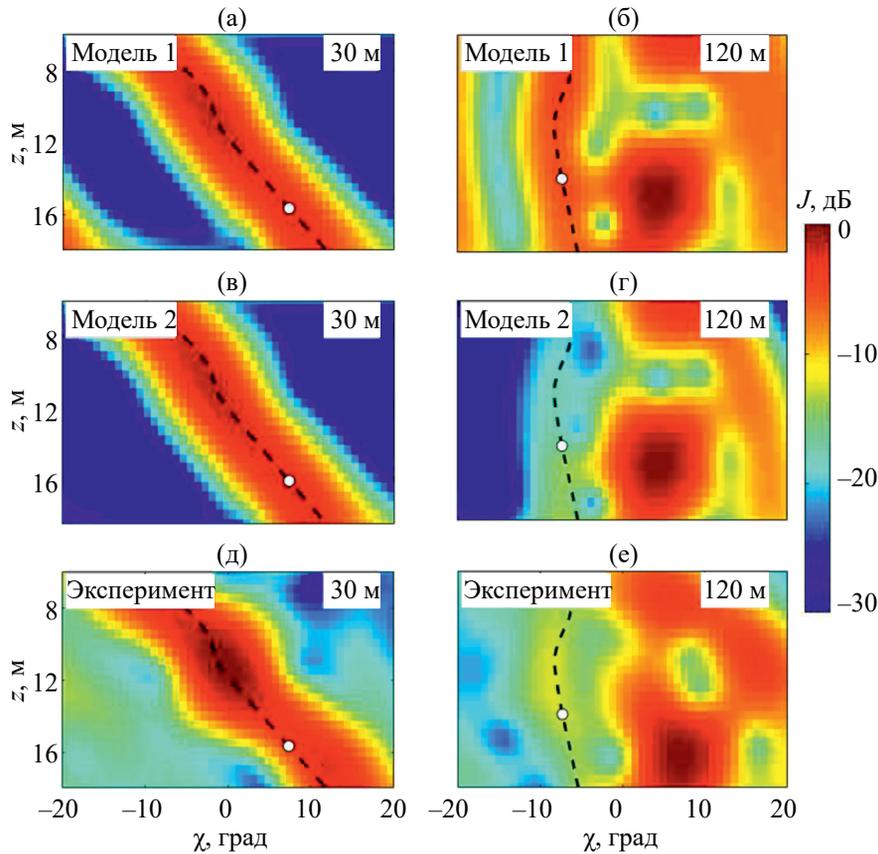


Рис. 6. Распределения интенсивности J в плоскости угол–глубина z на дистанциях (а, в, д) — 30 и (б, г, е) — 120 м. Интенсивность получена на основе численных расчетов (а, б) — в Модели 1, (в, г) — в Модели 2 и (д, е) — на основе обработки данных измерений. Белые кружки на графиках (а, в, д) расположены в точке (χ_1, z_1) , а на графиках (б, г, е) в точке (χ_2, z_2) . Черные пунктирные линии образованы точками, изображающими приходы лучей, один раз отразившихся от дна.

на рис. 6а, 6в, 6д соответственно символами J_{30}^{M1} , J_{30}^{M2} и J_{30}^{exp} , а интенсивности в точках (χ_2, z_2) на рис. 6б, 6г, 6е символами J_{120}^{M1} , J_{120}^{M2} и J_{120}^{exp} . Повторяя рассуждения, использованные при выводе (8) и (9), получаем оценку коэффициента отражения в эксперименте

$$V = \left(\frac{J_{30}^{M1} J_{120}^{exp}}{J_{30}^{exp} J_{120}^{M1}} \right)^{1/2} \quad (10)$$

и в Модели 2

$$V = \left(\frac{J_{30}^{M1} J_{120}^{M2}}{J_{30}^{M2} J_{120}^{M1}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Аналогичным образом можно оценивать коэффициенты отражения V для лучей, вышедших из источника под другими углами χ . На рис. 2а мы видим, что скорость звука на глубинах $z < z_s$ остается почти постоянной и поэтому угол выхода луча из источника почти не отличается от угла скольжения

этого луча у дна. На рис. 7 квадратами и треугольниками показаны оценки коэффициентов отражения от дна озера, полученные с помощью соотношений (8) и (10) соответственно по данным измерений, полученным при удалении источника от антенны. Обработка данных, полученных при приближении источника, дает практически такой же результат. Оценки получены лишь для углов скольжения в интервале от 5° до 17° . Для более пологих лучей точка отражения от дна находится на столь большом удалении от антенны, что мы не имеем возможности измерить компоненту отраженного поля, формируемую такими лучами. Более крутые лучи при отражении ослабляются так сильно, что их вклады не удается выделить из полного поля.

Точками на рис. 7 показаны результаты реконструкции коэффициента отражения в Модели 2. Здесь оценки, полученные с помощью соотношений (9) и (11), совпадают с точностью до нескольких процентов. Сплошная кривая представляет собой зависимость V от χ , рассчитанную по аналитической формуле [15] для коэффициента отражения

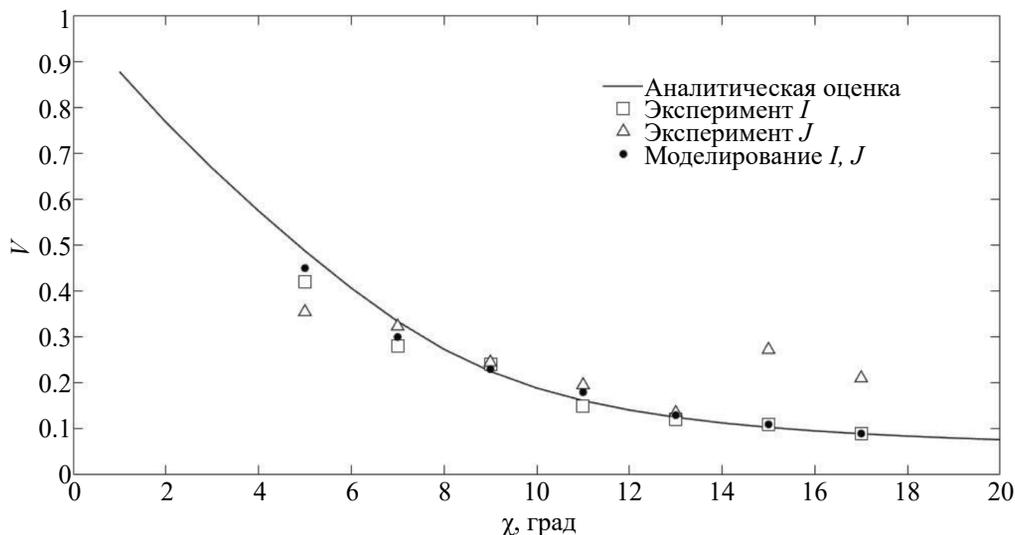


Рис. 7. Результат реконструкции коэффициента отражения луча V , как функция его угла скольжения около дна. Квадраты и треугольники: реконструкция по данным измерений с использованием распределений интенсивности I и J соответственно. Черные точки: реконструкция в Модели 2. Сплошная кривая: оценка по аналитической формуле для коэффициента отражения на границе двух жидких полупространств [14].

от границы раздела между водным полупространством со скоростью звука, равной скорости звука у дна $c(h) = 1.43$ км/с, и подстилающим полупространством Модели 2.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен и протестирован метод измерения коэффициента отражения от дна, базирующийся на анализе пространственно-угловой структуры поля, которая выражена распределениями интенсивности (6) и (7). Оценки коэффициента отражения задаются соотношениями вида (8)–(11). В рассматриваемом подходе используются элементы лучевого описания поля и поэтому он применим лишь на достаточно высоких частотах.

Применимость метода в рассмотренной теоретической модели среды (Модель 2) подтверждается данными численных расчетов. Отметим, что в данной модели коэффициент отражения не зависит от частоты. Обе оценки этого коэффициента дают одинаковые результаты. Как мы видим на рис. 7, точки, изображающие найденные значения V , лежат вблизи сплошной линии, представляющей точное решение задачи.

Обе оценки коэффициента V , полученные при обработке экспериментальных данных (квадраты и треугольники на рис. 7), дают близкие результаты. Несколько выпадают лишь значения V , найденные по распределению интенсивности J (по формуле, аналогичной (10)) для углов 15° и 17° . По-видимому, это связано с тем, что слабые отраженные сигналы, отвечающие этим крутым углам, плохо

разрешаются в распределении J . Мы полагаем, что использование распределения I дает более надежный результат, так как разрешение по углу здесь дополняется разрешением по времени. Однако вопрос о границах применимости обсуждаемого подхода требует дополнительного исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang Z., Ma Y., Kan G., Liu B., Zhou X., Zhang X. An inversion method for geoacoustic parameters in shallow water based on bottom reflection signal // *Remote Sens.* 2023. V. 15(13). P. 3237.
2. Chapman N.R. Perspectives on geoacoustic inversion of ocean bottom reflectivity data // *J. Mar. Sci. Eng.* 2016. V. 4(3). P. 61.
3. Dong H., Chapman N.R. Measurement of ocean bottom reflection loss with a horizontal line array // *Acta Acust.* 2016. V. 102. N. 4. P. 645–651.
4. Schmidt H., Jensen F.B. Evaluation of experimental techniques for determining the plane wave reflection coefficient at the seafloor // In *Ocean Seismo-Acoustics*. Eds. Akal T., Berkson J.M. N. Y.: Plenum, 1986. P. 721–730.
5. Носов А.В., Постнов Г.А. Измерение акустических параметров дна океана с помощью многократно рассеянных звуковых импульсов // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 4. С. 520–524.
6. Klauder J.R., Sudarshan E.C.G. *Fundamentals of quantum optics*. N.Y.: W.A. Benjamin, 1968. 304 p.

- Сударшан Э., Клаудер Дж. Основы квантовой оптики. М.: Мир, 1970. 430 с.
7. Шляйх В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М.: Физматлит, 2005. 760 с.
 8. Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю. Распределение интенсивности звукового поля в глубоком море в фазовом пространстве “глубина–угол–время” // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 515–527.
 9. Virovlyansky A.L., Kazarova A.Yu., Lyubavin L.Ya. Matched field processing in phase space // J. Ocean Eng. 2020. V. 45. N. 4. P. 1583–1593.
 10. Вировлянский А.Л. Выделение компоненты поля, формируемой заданным пучком лучей на апертуре приемной антенны в неоднородной среде // Успехи физ. наук. 2023. Т. 193. № 9. С. 1010–1020.
 11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1973. 752 с.
 12. Макаров Д.В. Об измерении углов прихода акустических импульсов с помощью вертикальной антенны // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 6. С. 637–645.
 13. Makarov D.V., Kon'kov L.E. Angular spectrum of acoustic pulses at long ranges // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11(1). P. 29.
 14. Porter M.B. The KRAKEN Normal Mode Program; Technical Report (La Spezia: SACLANT Undersea Research Centre), 1991.
 15. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
 16. Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H. Computational Ocean Acoustics. New York: Springer, 2011.

Estimation of the Coefficient of Sound Reflection from the Bottom Based on the Analysis of the Spatio-Angular Field Structure

A. L. Virovlyansky*, A. Yu. Kazarova

*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: viro@ipfran.ru*

A method for estimating the coefficient of sound reflection from the bottom of a waveguide based on field measurements using a vertical array at various distances from the source is discussed. To analyze the spatial-angular structure of the recorded field, the method of coherent states, borrowed from quantum theory, is used. The acoustic analogue of the coherent state expansion allows one to construct a filter to isolate the field component representing the contribution of a given narrow beam of rays. The ratio of the amplitudes of such a field component before and after reflection from the ground gives an estimate of the reflection coefficient of the central ray. The effectiveness of the approach was tested using numerical simulation data. The results of its application for processing data from a lake experiment are presented.

Keywords: underwater sound channel, coherent states, rays, reflection coefficient