

НАБЛЮДЕНИЕ УСТОЙЧИВЫХ КОМПОНЕНТ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ
В ЛАДОЖСКОМ ОЗЕРЕ© 2018 г. П. В. Артельный, А. Л. Вировлянский*, А. Ю. Казарова,
П. И. Коротин, Л. Я. Любавин, А. В. СтуленковФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46

*e-mail: viro@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28.03.2017 г.

Представлены результаты обработки данных измерений пространственно-временных структур звуковых полей в Ладожском озере. Измерения выполнены с помощью протяженной приемной вертикальной решетки. Целью обработки было выделение компонент поля, которые устойчивы по отношению к небольшим вариациям параметров волновода. В условиях неизбежной неточности математической модели среды такие компоненты могут быть предсказаны точнее, чем полное поле. В терминах лучевого подхода устойчивая компонента формируется пучком лучей, распространяющихся по близким траекториям. С точки зрения модового представления поля она образована небольшой группой мод. В обсуждаемом эксперименте анализировались звуковые поля, возбужденные точечным источником, излучавшим широкополосные импульсы, а также поля волновых пучков, возбужденных на фиксированных частотах с помощью излучающей вертикальной решетки. В обоих случаях результаты обработки показали, что выделенные устойчивые компоненты, как и ожидалось, существенно лучше совпадают с предсказаниями теоретического расчета (выполненного методом широкоугольного параболического уравнения), чем суммарное волновое поле.

Ключевые слова: гидроакустический волновод, антенные решетки, звуковые пучки, лучи, моды, когерентные состояния

DOI: 10.7868/S0320791918010021

1. ВВЕДЕНИЕ

Основным фактором, ограничивающим возможности теоретического предсказания звуковых полей в океане, является неизбежное рассогласование между реальной средой распространения и ее математической моделью, используемой при решении волнового уравнения. При анализе этого вопроса основное внимание обычно уделяется изучению того, как неточность знания параметров среды проявляется при расчетах волновых полей [1, 2], и в решении обратных задач [3, 4].

В недавней статье [5] рассмотрен другой аспект этой проблемы. В ней показано существование таких компонент волнового поля, которые слабо “чувствуют” изменения параметров подводного звукового канала (ПЗК) и поэтому могут быть относительно точно предсказаны даже в условиях неточного знания модели среды. Неопределенность модели среды в этой статье моделируется введением слабого крупномасштабного возмущения поля скорости звука. Там показано, что устойчивые компоненты волнового поля формируются узкими пучками лучей. До тех пор, пока разброс вертикальных координат этих лучей

остается малым по сравнению с вертикальным масштабом возмущения, все лучи проходят через почти одни и те же неоднородности, и вызванные возмущением приращения их фаз ϕ изменяются с дистанцией синхронно. Устойчивость компоненты монохроматического поля, формируемой таким пучком, проявляется в том, что в присутствии возмущения она лишь умножается на фазовый множитель $e^{i\phi}$, где ϕ зависит от возмущения и дистанции, но не зависит от глубины. При излучении импульсного сигнала те же лучи формируют устойчивую компоненту импульсного поля. В присутствии возмущения эта компонента приобретает лишь не зависящую от глубины дополнительную задержку во времени.

Высокая чувствительность гидроакустических полей к вариациям параметров среды является серьезным мешающим фактором при решении обратных задач, базирующихся на сопоставлении измеренного и рассчитанного полей. При восстановлении небольшого числа представляющих интерес параметров среды и/или координат источника звука приходится одновременно восстанавливать массу “ненужных” параметров, без

знания которых, однако, нельзя добиться совпадения расчета и данных измерений. Использование устойчивых компонент позволяет ограничиться относительно “грубой” моделью среды с небольшим числом параметров, подлежащих восстановлению. Разумеется, такое упрощение имеет свою обратную сторону. Возможность решения обратной задачи будет достигнута ценой снижения точности полученных оценок по сравнению с идеализированной ситуацией, когда за исключением одного-двух реконструируемых параметров, все остальные параметры среды точно известны.

В настоящей работе показано, что предложенные в [5] процедуры могут быть применены для выделения устойчивых компонент в гидролого-акустических условиях совсем другого типа. Здесь представлены результаты обработки данных натурных измерений тональных и импульсных звуковых полей, выполненных в Ладожском озере на глубинах около 20 м и дистанциях порядка 100 м с использованием точечного источника и протяженных приемных и излучающих вертикальных решеток.

Материалы работы расположены в следующем порядке. В разделе 2 описаны две процедуры выделения из полного поля его устойчивых компонент. Одна из них основана на разложении поля по так называемым когерентным состояниям [6], а вторая — на разложении по нормальным модам. Раздел 3 посвящен описанию эксперимента и математической модели ПЗК, используемой в численных расчетах. В разделах 4 и 5 приведены основные результаты работы по выделению устойчивых компонент из поля, возбужденного широкополосным точечным источником, и поля звукового пучка на фиксированной частоте, возбужденного с помощью вертикальной решетки. Итоги работы подведены в разделе 6.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ УСТОЙЧИВЫХ КОМПОНЕНТ ИЗ ПОЛНОГО ПОЛЯ

В этом разделе, следуя [5], приводим общие выражения для устойчивых компонент поля, которые затем будут использованы при анализе экспериментальных данных.

2.1. Пучок лучей, формирующий устойчивую компоненту

Начнем с анализа монохроматического звукового поля на частоте f . Пренебрегая горизонтальной рефракцией, рассмотрим двумерную модель ПЗК с полем скорости звука $c(r, z)$, где r — дистанция, z — глубина. Введем опорное волновое число $k = 2\pi f/c_0$, где c_0 — опорная скорость звука, удовлетворяющая условию $|c(r, z) - c_0| \ll c_0$.

Показатель преломления определим как $n(r, z) = c_0/c(r, z)$.

Для отыскания компонент волнового поля, которые мало меняются в присутствии слабого крупномасштабного возмущения поля скорости звука $\delta c(r, z)$, воспользуемся приближением геометрической оптики. На коротких трассах возмущение не приводит к заметным изменениям траектории луча и его амплитуды. Оно проявляется лишь в том, что эйконал луча S приобретает приращение

$$\delta S = -\frac{1}{c_0^2} \int_{\Gamma} ds \delta c, \quad (1)$$

где интегрирование идет по невозмущенной лучевой траектории Γ , а ds — элемент длины дуги [7, 8]. При этом фаза луча получает приращение $\phi = k\delta S$.

Воспользуемся гамильтоновым формализмом, в котором траектория луча в каждой точке дистанции задается вертикальной координатой z и импульсом $p = n \sin \chi$, где χ — угол скольжения луча [9, 10]. Если поле возбуждается точечным источником, все лучи выходят с одной и той же глубины z_0 с разными начальными импульсами p_0 . Рассмотрим узкий пучок лучей с начальными импульсами в интервале $p_0 \pm \delta p_0$. Для заданных возмущения δc , дистанции наблюдения r и начального импульса p_0 с помощью формулы (1) можно найти такой интервал начальных импульсов δp_0 , что разброс приращения фаз ϕ для лучей пучка будет мал по сравнению с π (при этом значения $|\phi|$ могут превышать π). Такая ситуация имеет место, если разброс глубин z для всех лучей пучка не превышает вертикального масштаба возмущения δc . При этом все лучи пересекают практически одни и те же неоднородности, и приращения их фаз меняются с расстоянием синхронно.

Такой пучок лучей на дистанции наблюдения формирует компоненту поля $u_s(z)$, которую мы называем устойчивой. Ее устойчивость проявляется в том, что в присутствии возмущения она превращается в $e^{i\phi} u_s(z)$, где $e^{i\phi}$ — не зависящий от глубины фазовый множитель.

Рассмотрим фазовую плоскость “импульс P — координата Z ”. Точки, изображающие приходы лучей на заданную дистанцию наблюдения, образуют в ней кривую, заданную уравнениями $P = p(p_0)$ и $Z = z(p_0)$, где $p(p_0)$ и $z(p_0)$ — соответственно импульс и координата луча с начальным импульсом p_0 . Эту кривую мы называем лучевой линией. Ее сегмент, отвечающий интервалу начальных импульсов $p_0 \pm \delta p_0$, образован лучами пучка, формирующего устойчивую ком-

поненту. Далее описаны две процедуры выделения этой компоненты из суммарного поля.

2.2. Разложение по когерентным состояниям

Первая процедура базируется на использовании заимствованного из квантовой механики формализма когерентных состояний [6]. Когерентное состояние, ассоциированное с точкой фазовой плоскости $\mu = (P, Z)$, задается функцией

$$Y_\mu(z) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_z}} \exp \left[ikP(z-Z) - \frac{\pi(z-Z)^2}{2\Delta_z^2} \right],$$

где Δ_z – ширина когерентного состояния по оси z . Эта функция описывает вертикальное сечение звукового пучка, приходящего под углом скольжения $\chi = \arctg P$ в интервал глубин $Z \pm \Delta_z/2$.

Скалярное произведение когерентных состояний, ассоциированных с точками $\mu_1 = (P_1, Z_1)$ и $\mu_2 = (P_2, Z_2)$, равно

$$\left| \int dz Y_{\mu_1}(z) Y_{\mu_2}^*(z) \right| = \frac{1}{\sqrt{2\Delta_z}} \exp \left(-\frac{\pi}{2} d(\mu_1, \mu_2) \right), \quad (2)$$

где

$$d(\mu_1, \mu_2) = \frac{(P_2 - P_1)^2}{\Delta_p^2} + \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{\Delta_z^2},$$

а $\Delta_p = \lambda/(2\Delta_z)$. Функцию $d(\mu_1, \mu_2)$ можно интерпретировать как безразмерное расстояние между точками фазовой плоскости μ_1 и μ_2 . Когерентные состояния, ассоциированные с этими точками, будем считать близкими при $d < 1$ и различающимися при $d > 1$. Расстоянием от произвольной точки плоскости до сегмента лучевой линии назовем расстояние до ближайшей точки сегмента.

Хотя когерентные состояния не ортогональны ((2) нигде не обращается в нуль), они образуют полную систему функций, и любая функция $u(z)$ может быть представлена в виде разложения [6]

$$u(z) = \lambda^{-1} \int d\mu a_\mu Y_\mu(z),$$

где $\lambda = 2\pi/k$ – длина волны, $d\mu = dPdZ$ и

$$a_\mu = \int dz u(z) Y_\mu^*(z). \quad (3)$$

Из-за неортогональности функций $Y_\mu(z)$ выбор коэффициентов a_μ неоднозначен, и формула (3) дает лишь один из возможных вариантов.

Подставляя в (3) поле в вертикальном сечении волновода на дистанции наблюдения, находим его проекцию на когерентное состояние. Проектирование выделяет вклады волн, приходящих в интервал глубин $Z \pm \Delta_z/2$ с импульсами

$P \pm \Delta_p/2$. При этом достигается наилучшее разрешение по координате и импульсу одновременно, совместимое с соотношением неопределенности [11].

Для выделения устойчивой компоненты поля $u_s(z)$, описанной в разд. 2.1, воспользуемся предложенной в [5] формулой

$$u_s(z) = \lambda^{-1} \int d\mu W_\mu a_\mu Y_\mu(z), \quad (4)$$

где W_μ – выкалывающий множитель, который равен единице в узкой окрестности сегмента лучевой линии, образованного лучами с начальными импульсами из интервала $p_0 \pm \delta p_0/2$ и обращается в нуль вне этой окрестности. Эту окрестность мы называем *размытым* сегментом. Она включает точки, удаленные от сегмента на расстояния

$$d < d_{\max} < 1.$$

Анализ примеров показывает, что выбор конкретного значения d_{\max} не имеет большого значения. Функции $u_s(z)$, найденные для разных d_{\max} из интервала (0,1), близки между собой (с точностью до постоянного множителя).

Учитывая (3), формулу (4) можно переписать в виде

$$u_s(z) = \int dz' \Xi(z, z') u(z'), \quad (5)$$

где

$$\Xi(z, z') = \lambda^{-1} \int d\mu W_\mu Y_\mu(z) Y_\mu^*(z'). \quad (6)$$

Согласно (5), выделение устойчивой компоненты u_s можно интерпретировать как линейную фильтрацию полного поля u с ядром $\Xi(z, z')$.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Для вычисления амплитуды когерентного состояния, ассоциированного с точкой $\mu = (P, Z)$, звуковое поле $u(z)$ должно быть измерено в интервале глубин $Z \pm \Delta_z/2$. Если поле измерено в интервале глубин (z_{\min}, z_{\max}) , то по формуле (3) можно найти амплитуды лишь тех когерентных состояний, которые ассоциированы с точками фазовой плоскости с координатами Z из интервала $(z_{\min} + \Delta_z/2, z_{\max} - \Delta_z/2)$. Ограничений на P здесь не возникает.

2.3. Разложение по нормальным модам

Альтернативный способ выделения устойчивых компонент основан на использовании модового представления поля. Поле $u(z)$ можно представить в виде разложения

$$u(z) = \sum_m b_m \phi_m(z),$$

где $\varphi_m(z)$ – локальные собственные функции волновода, b_m – амплитуды мод на дистанции наблюдения [7, 12]. В приближении ВКБ переменная действия m -й моды I_m задается правилом квантования $kI_m = m + \gamma$, где $\gamma < 1$ [7]. С точки зрения лучевого представления поля мода формируется лучами с переменными действия $I = I_m$ [9, 10].

Переменные действия лучей, формирующих рассматриваемый сегмент лучевой линии на дистанции наблюдения, занимают некоторый интервал, ширину и центральную точку которого обозначим ΔI и I_c соответственно. При этом рассматриваемая компонента поля формируется группой из $\Delta m = k\Delta I$ мод, а центральная мода группы имеет номер $m_c = kI_c$. Это утверждение имеет смысл, если Δm и m_c велики по сравнению с единицей (при этом параметром γ в правиле квантования можно пренебречь). При суммировании данных мод следует иметь виду, что мы должны учитывать лишь те компоненты собственных функций, которые распространяются под углами скольжения, отвечающими импульсам сегмента. Соответствующую компоненту m -й собственной функции $\varphi_m(z)$ найдем по формуле

$$\Phi_m(z) = \int dz' \varphi_m(z') \times \exp \left[ikP_c(z-z') - \frac{\pi(\Delta P)^2(z-z')^2}{\lambda^2} \right], \quad (7)$$

где P_c и ΔP – центральный импульс и ширина вдоль оси P сегмента лучевой линии, отвечающего рассматриваемому пучку. Искомая компонента поля может быть вычислена по формуле

$$u_s(z) = \sum_m e^{\frac{\pi(m-m_c)^2}{(\Delta m)^2}} b_m \Phi_m(z). \quad (8)$$

Это выражение легко переписать в виде, аналогичном (5).

Таким образом, для устойчивой компоненты поля, ассоциированной с заданным сегментом лучевой линии, получены две разные формулы: (4) и (8). В работе [5] на конкретном примере показано, что, как и должно быть, обе они дают близкие результаты.

2.4. Устойчивые компоненты импульсных сигналов

Обратимся к случаю, когда точечный источник излучает импульсный сигнал. Поле в вертикальном сечении волновода на дистанции наблюдения обозначим $v(z, t)$, где t – время. Представим эту функцию в виде интеграла Фурье:

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

где $u_s(z, f)$ – то же самое монохроматическое поле, которое мы рассматривали в предыдущих разделах, опуская аргумент f . Устойчивая компонента поля импульсного сигнала $v_s(z, t)$ синтезируется из найденных по формулам (4) или (8) компонент $u_s(z, f)$ для всех частот в полосе излученного сигнала. Она равна

$$v_s(z, t) = \int df u_s(z, f) e^{-2\pi i f t}. \quad (9)$$

Поскольку приращение эйконала (1) не зависит от частоты, устойчивость компоненты $v_s(z, t)$ проявляется в том, что в присутствии возмущения δs она без изменения своей формы (как целое) получает дополнительную задержку во времени $\delta t = \delta S/c_0$.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И МОДЕЛЬ СРЕДЫ

Для анализа устойчивых компонент поля воспользуемся данными эксперимента, выполненного в Ладожском озере летом 2015 г. Глубина озера в месте проведения измерений составляла около 19 м. В ходе эксперимента возбуждались и регистрировались звуковые поля двух типов.

Во-первых, это были поля, возбужденные точечным источником, излучавшим звуковые импульсы длительностью 1 с с модуляцией частоты по линейному закону (ЛЧМ-сигналы) от 1500 до 3000 Гц. С помощью груза и поплавков источник был стационарно установлен на глубине 9.3 м, как это показано в верхней части рис. 1.

Кроме того, с помощью установленной рядом с источником излучающей вертикальной антенной решетки в волноводе формировались звуковые пучки на частотах 2015, 3015 и 4015 Гц. Решетка состояла из 64 элементов, расположенных с шагом 0.2 м. Как и точечный источник, она была стационарно установлена и растянута в вертикальном направлении с помощью груза и поплавков (см. нижнюю часть рис. 1). Решетка перекрывала интервал глубин от 4 до 16.6 м.

Импульсные сигналы и пучки регистрировались с помощью приемной вертикальной решетки, состоящей из 91 элемента, которые с шагом 0.2 м перекрывали интервал глубин от 1 до 19 м. Регистрирующая аппаратура размещалась в лодке, куда по кабелю передавались сигналы со всех гидрофонов. После регистрации импульсные сигналы сжимались путем их корреляции с репликой излученного сигнала. Далее мы говорим только о сжатых импульсах.

В процессе измерений приемная решетка перемещалась вдоль акустической трассы. Регистрация и ЛЧМ-импульсов, и монохроматических звуковых пучков осуществлялась в указан-

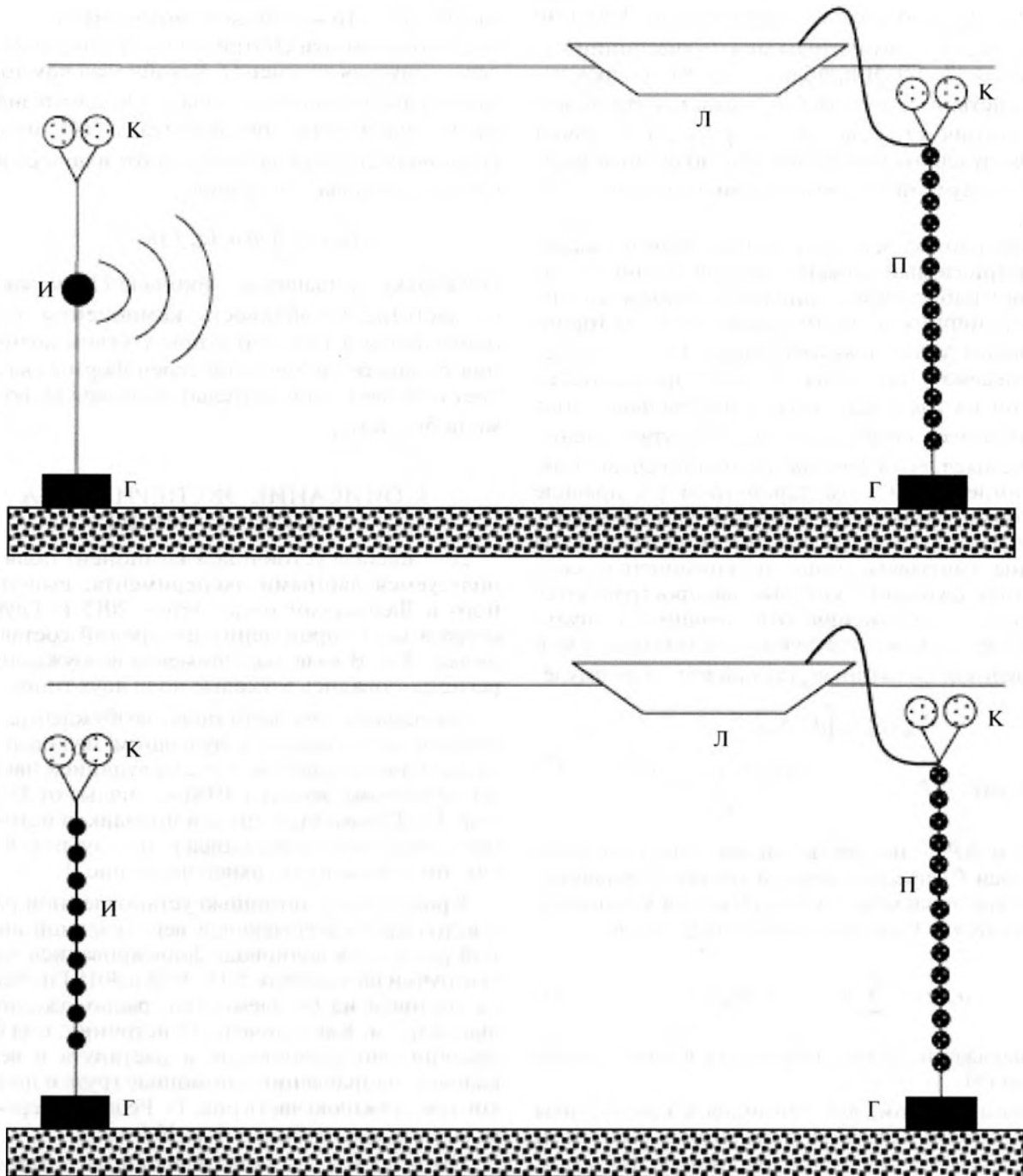


Рис. 1. Схемы экспериментов с излучением ЛЧМ-импульсов (вверху) и формированием волновых пучков (внизу): И – точечный излучатель (вверху) и излучающая антенна (внизу), П – приемная антенна, Г – груз, К – поплавок, Л – лодка.

ных далее точках дистанции, удаленных от места излучения на расстояния от 10 до 155 м. В этих точках выполнялись измерения профилей скорости звука. Некоторые из этих профилей показаны в левой части рис. 2. Акустические измерения проводились в течение 10 часов, и профили измерялись в разных точках дистанции в разное время.

Один из профилей – на рисунке он изображен жирной линией – был выбран в качестве опорного. При численных расчетах ПЗК моделировался плоскостойким волноводом с данным профилем скорости звука. Глубина водного слоя была взята равной 19.3 м. Дно моделировалось однородным жидким полупространством с плотно-

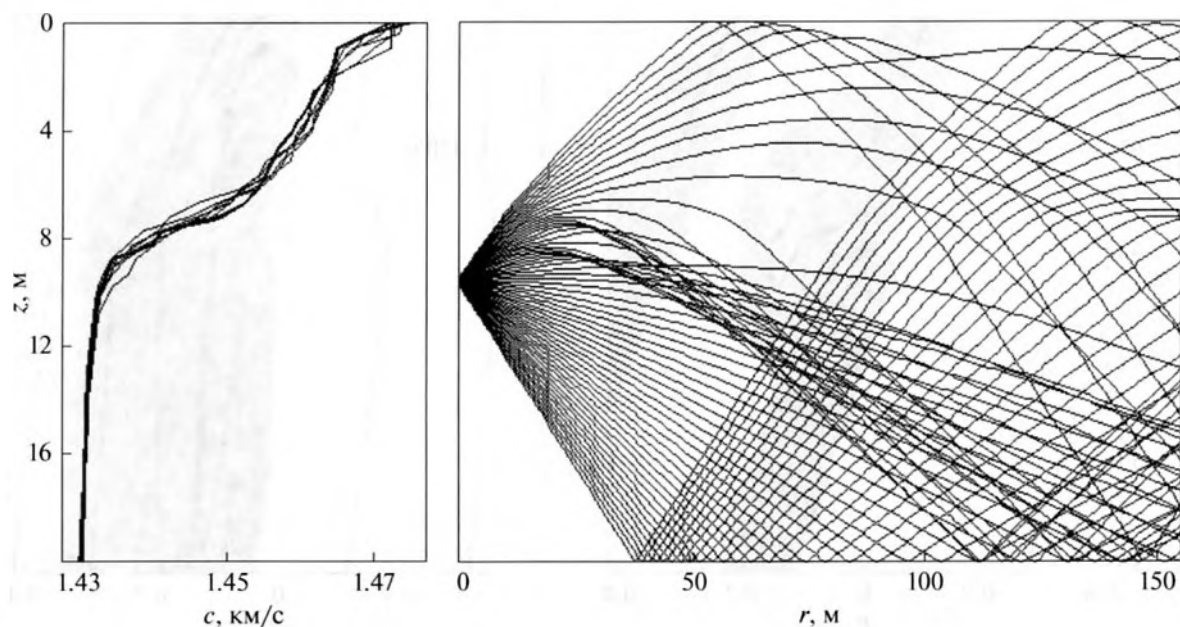


Рис. 2. Профили скорости звука, измеренные во время эксперимента (слева), и веер лучей, вышедших из источника под начальными углами скольжения $\pm 15^\circ$ (справа).

стью 1400 кг/м^3 и скоростью звука 1440 м/с . Поглощением звука в дне мы пренебрегаем, так как на рассматриваемых коротких трассах оно не успевает оказывать заметного влияния на поле.

В правой части рис. 2 показан веер лучевых траекторий, вышедших из точечного источника под углами скольжения $\pm 15^\circ$. Расчеты звуковых полей выполнены методом широкоугольного параболического уравнения [12].

4. УСТОЙЧИВЫЕ КОМПОНЕНТЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Неточность математической модели среды в ладожском волноводе в первую очередь вызвана отсутствием надежной информации о параметрах дна. Мы пользуемся простейшей моделью дна, параметры которой (указанные выше) подобраны путем минимизации различий между измеренными и рассчитанными полями в обсуждаемом здесь эксперименте и в других экспериментах, проводившихся на той же акватории [13, 14].

Все лучи, пришедшие на заданную дистанцию наблюдения, мы разделяем на *водные*, которые ни разу не отразились от дна, и *донные*, которые испытали хотя бы одно отражение. С учетом сказанного естественно ожидать, что компоненту поля, формируемую вкладами водных лучей, можно предсказать точнее, чем полное поле.

С помощью формулы (1) были сделаны оценки интервалов δr_0 , определяющих пучки лучей, которые формируют устойчивые компоненты. При этом в качестве возмущений поля скорости звука δc рассматривались отклонения измеренных профилей от опорного. Оценка δr_0 определяется не только возмущениями скорости звука, параметрами траекторий и частотой, но и выбором максимального разброса приращений фаз лучей пучка $\Delta\phi_{\text{max}}$, который мы считаем допустимым. Оценки показывают, что при выборе $\Delta\phi_{\text{max}} = \pi/3$ в качестве δr_0 , даже на предельной дистанции $r = 155 \text{ м}$, можно взять весь интервал начальных углов скольжения водных лучей. Несмотря на то, что уменьшение $\Delta\phi_{\text{max}}$ сужает допустимый интервал начальных импульсов, при анализе полей, возбужденных импульсным точечным источником, в качестве устойчивой мы рассматриваем компоненту поля, формируемую всеми водными лучами. Отметим, что для каждой дистанции имеется свой набор водных лучей. Ведь луч, который пришел на дистанцию r без отражений от дна, в рассматриваемом (открытом ко дну) волноводе обязательно испытает отражение при некотором $r' > r$. Поэтому водные лучи существуют лишь на достаточно коротких трассах.

Для выделения устойчивой компоненты из полного поля воспользуемся процедурой, описанной в разд. 2.2. Амплитуда полного поля на

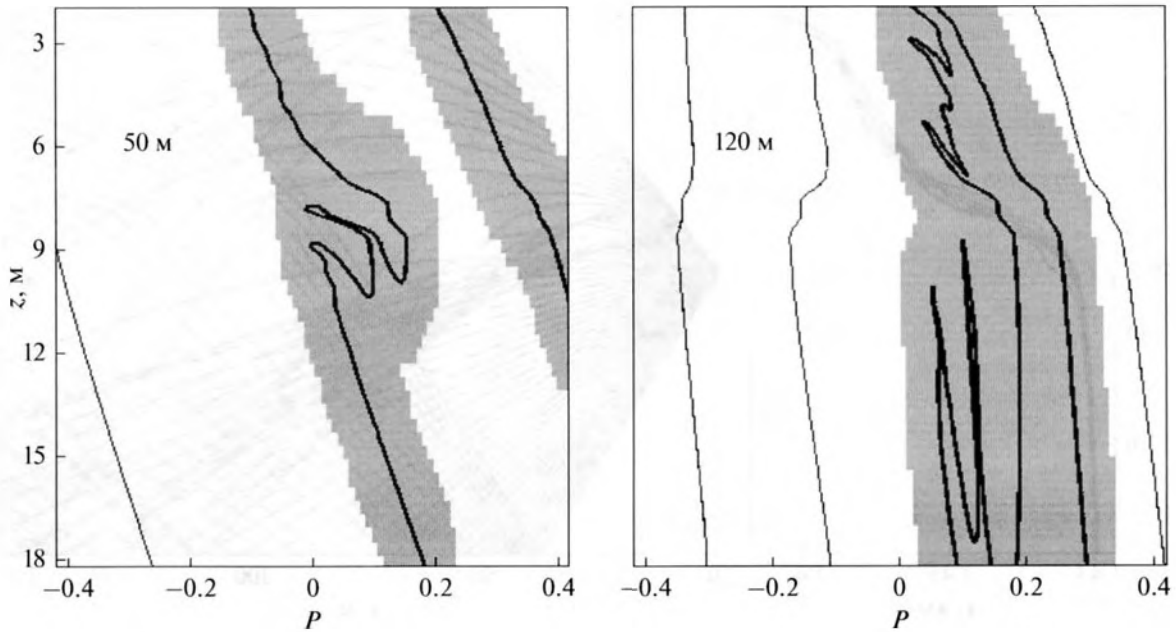


Рис. 3. Лучевые линии на дистанциях 50 м (слева) и 120 м (справа). Тонкие и жирные линии изображают участки лучевых линий, формируемые донными и водными лучами соответственно. Серым цветом выделены размытые сегменты лучевых линий, с которыми ассоциированы устойчивые компоненты поля.

апертуре антенны выражается функцией $v(z, t, r)$, где аргумент r , который мы раньше для краткости опускали, указывает расстояние до источника. Компоненту данного поля, формируемого вкладом водных лучей, обозначим $v_s(z, t, r)$. Она находится путем фильтрации фурье-гармоник полных полей по формуле (5) и последующего суммирования устойчивых компонент на разных частотах по формуле (9). Явное выражение, описывающее всю процедуру выделения $v_s(r, z, t)$ из полного поля $v(z, t, r)$, имеет вид

$$v_s(z, t, r) = \int dt' dz' G(z, t, z', t', r) v(z', t', r), \quad (10)$$

где

$$G(z, t, z', t', f, r) = \int df \Xi(z, z', f, r) e^{2\pi i f(t-t')}. \quad (11)$$

В (11) мы учли, что заданная формулой (6) функция Ξ зависит от частоты f и расстояния r и поэтому ввели эти переменные в список ее аргументов.

При вычислении Ξ ключевым моментом является отыскание сегмента лучевой линии, образованного водными лучами, и отвечающего ему размытого сегмента. В качестве примеров на рис. 3 жирными и тонкими кривыми показаны приходы водных и донных лучей соответственно на дистанциях 50 м (слева) и 120 м (справа). Жирные линии представляют сегменты лучевых линий, формируемые водными лучами на указанных дистанциях. Размытые сегменты, выделенные се-

рым цветом, построены для частоты $f = 2000$ Гц, $\Delta_z = 4$ м и $d_{\max} = 0.3$. Указанные значения параметров Δ_z и d_{\max} использованы при разложении по когерентным состояниям на всех частотах в полосе ЛЧМ-сигнала.

Далее обозначения $v(z, t, r)$ и $v_s(z, t, r)$ будем использовать для поля, *измеренного* на дистанции r , и его устойчивой компоненты соответственно. Поле, *рассчитанное* для дистанции r , представим функцией $V(z, t, r)$, а его устойчивую компоненту — функцией $V_s(z, t, r)$. Последняя выражается правой частью (10) с $v(z, t, r)$, замененной на $V(z, t, r)$.

Распределения амплитуд поля в координатах “время t —глубина z ” на дистанции 50 м показаны на рис. 4. На рис. 4а и 4б показаны амплитуды измеренного поля и его устойчивой компоненты, а на рис. 4в и 4г приведены аналогичные распределения для теоретически рассчитанного поля. На рис. 5 аналогичные распределения показаны для дистанции 120 м. Значения амплитуды показаны оттенками серого цвета. Белый цвет отвечает нулевой амплитуде, а черный — ее максимальному значению.

Для количественной оценки близости поля $v(z, t, r_s)$, измеренного на расстоянии r_s от источника и поля $V(z, t, r)$, рассчитанного для произвольной дистанции r , введем коэффициент схожести:

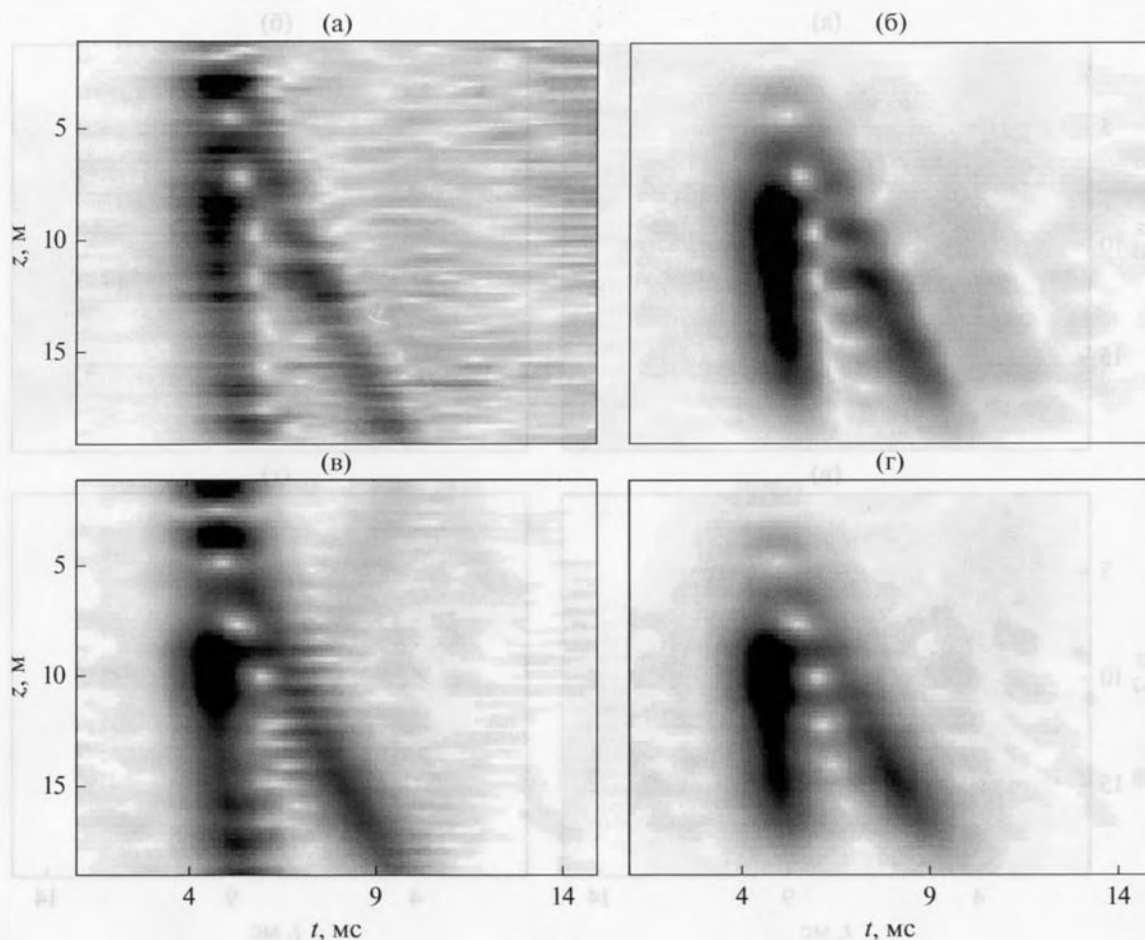


Рис. 4. Распределения амплитуд поля в координатах “время t —глубина z ” на дистанции 50 м. (а) Измеренное полное поле, (б) рассчитанное полное поле, (в) устойчивая компонента измеренного поля, (г) устойчивая компонента рассчитанного поля.

$$K(r) = \max_{\tau} \frac{\left| \int dt dz v(z, t, r_s) V^*(z, t + \tau, r) \right|}{\left(\int dz dt |v(z, t, r_s)|^2 \right)^{1/2} \left(\int dz dt |V^*(z, t + \tau, r)|^2 \right)^{1/2}}, \quad (12)$$

где τ компенсирует сдвиг сигналов во времени, возникший из-за отсутствия синхронизации между излучением и приемом во время измерений. Интегрирование по z ведется по апертуре приемной антенны. Все расчеты выполняются для источника, расположенного на горизонте $z = 9.3$ м, что совпадает с реальной глубиной излучателя.

Жирная линия на рис. 6а показывает коэффициент схожести $K(r)$ для $r_s = 30$ м. Тонкая линия изображает аналогичную зависимость, рассчитанную по формуле (12) с заменой $v(z, t, r_s)$ на $V(z, t, r_s)$. Несмотря на то, что обе кривые имеют

максимумы на одном и том же расстоянии, величины этих максимумов существенно различаются. Это говорит о заметном различии между теорией и экспериментом, вызванным неточностью модели среды.

Естественно ожидать, что устойчивые компоненты измеренных и рассчитанных полей должны быть более близки между собой и их коэффициенты схожести должны иметь более высокие значения. Это подтверждается результатами, представленными на рис. 6б. Здесь показаны коэффициенты схожести, вычисленные не для самих $v(z, t, r_s)$ и $V(z, t, r)$, а для их компонент, полученных подстановкой данных функций в правую

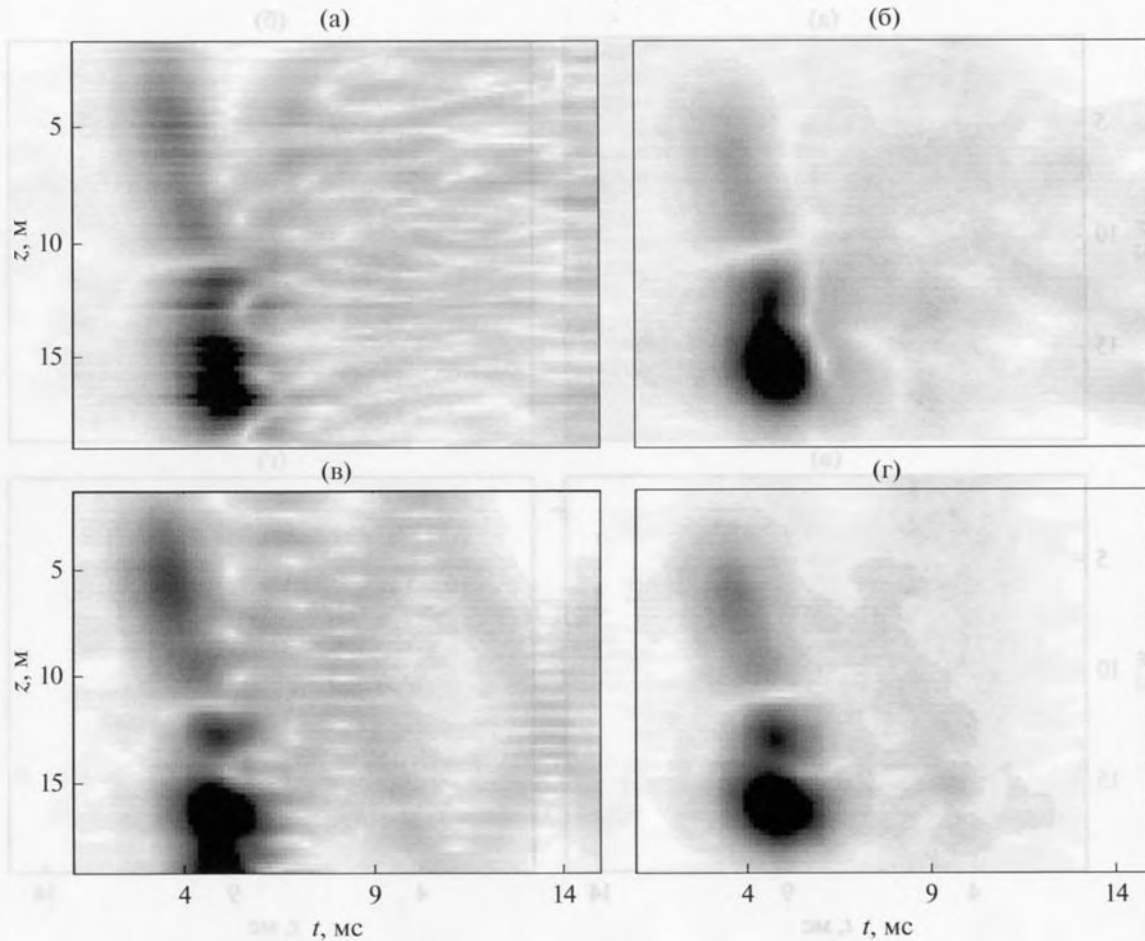


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для дистанции 120 м.

часть (10). При этом $V(z, t, r)$ переходит в свою устойчивую компоненту $V_s(z, t, r)$, а $v(z, t, r_s)$ в

$$\tilde{v}_s(z, t, r_s; r) = \int dt' dz' G(z, t, z', t', r) v(z', t', r_s). \quad (13)$$

При $r = r_s$ функция $\tilde{v}_s(z, t, r_s; r)$ совпадает с $v_s(z, t, r_s)$, то есть является устойчивой компонентой измеренного поля. Поэтому жирная кривая, представляющая коэффициенты похожести $\tilde{v}_s(z, t, r_s; r)$ и $V_s(z, t, r)$, имеет существенно большее максимальное значение (при $r = r_s = 30$ м), чем аналогичная кривая на рис. 6а. Тонкая кривая изображает коэффициенты похожести между $V_s(z, t, r)$ и функцией $\tilde{V}_s(z, t, r_s; r)$, заданной правой частью (13), в которой $v(z, t, r_s)$ заменено на $V(z, t, r_s)$.

Аналогичные зависимости коэффициентов похожести от дистанции приведены на рис. 6в–6з, для ситуаций, когда источник расположен на дистанциях 50 м (рис. 6в, 6г), 120 м (рис. 6д, 6е) и 155 м

(рис. 6ж, 6з). Во всех случаях мы видим, что при переходе к устойчивым компонентам различие между теорией экспериментом уменьшается. Это проявляется в том, что максимумы жирных кривых на графиках правого столбца заметны ближе к единице, чем на соответствующих графиках в левом столбце.

Зависимости $K(r)$, представленные на рис. 6, можно рассматривать как функции неопределенности, количественно характеризующие степень похожести полей на разных дистанциях. Изучение функций неопределенности играет важную роль при решении задачи локализации источника путем сравнения измеренного и рассчитанных полей. Обсуждаемые графики показывают, что переход от сопоставления полных полей к сопоставлению их устойчивых компонент одновременно и помогает, и мешает решению задачи локализации. С одной стороны, переход к устойчивым компонентам увеличивает максимум функции неопределенности. Но одновременно коэффициент похожести становится менее чувствительным к отклонению коор-

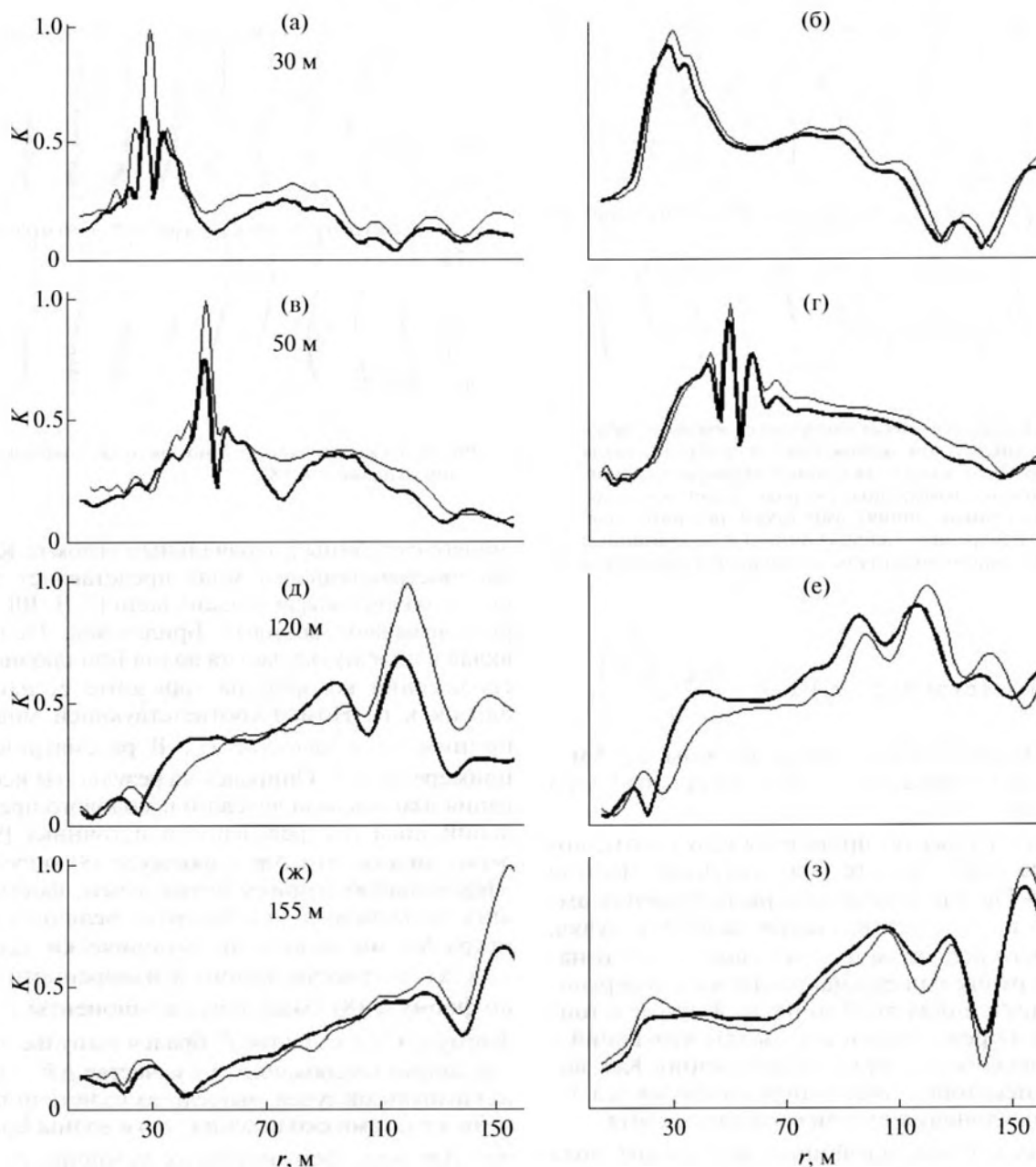


Рис. 6. Функции неопределенности полных полей (левый столбец графиков) и их устойчивых компонент (правый столбец) на дистанциях 30, 50, 120 и 155 м. Подробное описание изображенных кривых приведено в тексте.

динаты r источника, используемой при расчете, от ее реального значения. А это приводит к увеличению K не только в максимуме, но и в других точках, что может сделать максимум менее выраженным. Анализ возможностей использования устойчивых компонент при решении задачи локализации требует дополнительного изучения и выходит за рамки данной статьи. Этот вопрос мы планируем исследовать в других публикациях.

5. УСТОЙЧИВЫЕ КОМПОНЕНТЫ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ

Обратимся к анализу данных, полученных в опытах по излучению волновых пучков с помощью вертикальной антенной решетки (рис. 1). Амплитуды и фазы сигналов на элементах решетки подбирались таким образом, чтобы начальное поле на апертуре антенны имело комплексную амплитуду (временной множитель $e^{-2\pi if t}$ опускаем):

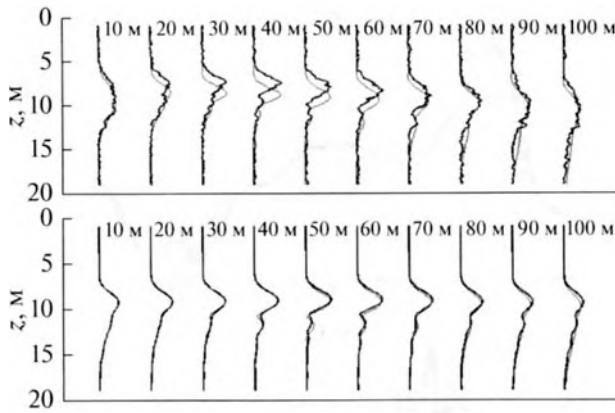


Рис. 7. Распределения амплитуд поля звукового пучка с начальным углом скольжения -4° в вертикальных сечениях волновода на указанных на графике дистанциях. Вверху: измеренные (жирная линия) и рассчитанные (тонкая линия) амплитуды полного поля. Внизу: измеренные (жирная линия) и рассчитанные (тонкая линия) амплитуды устойчивой компоненты поля.

$$u_0(z) = A \exp \left[ik(z - z_c) \sin \alpha - \frac{\pi(z - z_c)^2}{a^2} \right],$$

где $z_c = 10.3$ м – глубина центра антенны, $a = 5$ м – начальная ширина пучка, α – начальный угол скольжения пучка.

На рис. 7 (вверху) приведены результаты, полученные при работе на несущей частоте $f = 4015$ Гц. Здесь показаны распределения амплитуды поля в вертикальных сечениях пучка, вышедшего под углом $\alpha = -4^\circ$ (знак минус означает, что пучок вышел в направлении к поверхности) на дистанциях от 10 до 100 м. Жирные и тонкие линии представляют результаты измерений и теоретического расчета соответственно. Как видим, на некоторых дистанциях наблюдаются заметные отклонения теории от эксперимента.

Для выделения устойчивых компонент поля пучка в данном примере удобнее воспользоваться процедурой, описанной в разд. 2.3, которая базируется на модовом представлении поля. Устойчивую компоненту будем рассчитывать по формуле (8). Для выбора фигурирующих в ней параметров m_c и Δm мы, строго говоря, должны построить лучевое описание поля возбуждаемого пучка [15] и определить начальные импульсы пучка лучей, формирующих данную компоненту. Однако, как указано в предыдущем разделе, у нас недостаточно информации для надежной оценки приращений эйконала и определения интервала δp_0 . Поэтому при выделении устойчивой компоненты исходим из следующих соображений.

Излучаемый пучок, по крайней мере вначале, локализован в окрестности опорного луча, выхо-

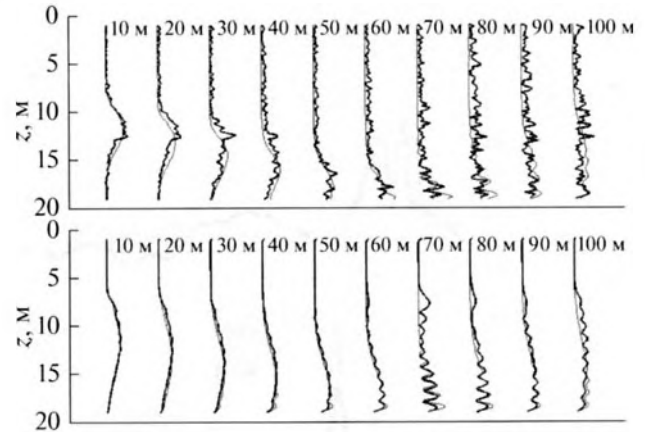


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для пучка с начальным углом скольжения $+8^\circ$.

дящего с глубины z_c с начальным углом α . Каждая распространяющаяся мода представляет суперпозицию двух квазиплоских волн [7, 9, 10], которые называют волнами Бриллюэна. Основной вклад в поле пучка дает та волна Бриллюэна, угол скольжения которой на горизонте z_c наиболее близок к α . Номер соответствующей моды мы принимаем в качестве m_c . В рассматриваемом примере $m_c = 5$. Опираясь на результаты исследования взаимосвязи лучевого и модового представлений поля распределенного источника [9, 15], легко видеть, что Δm в формуле (8) определяет эффективную ширину пучка лучей, формирующую выделяемую компоненту. Величину параметра Δm мы подбирали эмпирически. Для разных Δm из рассчитанного и измеренного полей по формуле (8) выделялись компоненты $u_s(z)$. В формуле (7) в качестве P_c брался импульс луча на дистанции наблюдения, а в качестве ΔP – интервал импульсов лучей, вышедших из источника под теми же углами скольжения, что и волны Бриллюэна Δm мод, формирующих компоненту $u_s(z)$. При достаточно малых Δm компоненты $u_s(z)$ измеренного и рассчитанного полей, как и ожидалось, становились гораздо ближе друг к другу, чем полные поля. Это хорошо видно на рис. 7 (внизу), где изображены распределения амплитуд компонент $u_s(z)$, найденных для $\Delta m = 4$.

На рис. 8 представлены аналогичные графики для пучка, вышедшего в направлении к дну под углом скольжения $\alpha = +8^\circ$. В данном случае $m_c = 10$. Как видим, в данном примере измеренная и рассчитанная компоненты также близки при $\Delta m = 4$.

Результаты, приведенные на рис. 7 и 8, демонстрируют существование устойчивых компонент пучка, формируемых вкладами небольших групп

мод. Похожие результаты были получены для пучков, излученных на частотах 2015 и 3015 Гц. Соответствующие графики похожи на представленные на рис. 7 и 8 и поэтому здесь не приводятся.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в [5] подход для выделения устойчивых компонент звуковых полей в данной работе применен для анализа пространственно-временных структур звуковых полей в Ладожском озере, зарегистрированных с помощью протяженной вертикальной приемной решетки. Анализировались поля двух типов. Это были поля, возбужденные с помощью точечного источника, который излучал широкополосные ЛЧМ-сигналы, а также волновые пучки на фиксированных частотах, сформированные вертикальной излучающей решеткой.

Основные результаты работы представлены на рис. 6–8. Они показывают, что из полей обоих типов удастся выделить компоненты, которые действительно могут быть теоретически предсказаны с большей точностью, чем полное поле. Таким образом, в данной работе получено экспериментальное подтверждение существования устойчивых компонент звуковых полей в гидроакустическом волноводе.

Отметим, что при обосновании устойчивости компонент поля, рассматриваемых в [5] и в данной работе, использовано приближение геометрической оптики и предположение о том, что допустимые вариации скорости звука не приводят к заметным изменениям лучевых траекторий. Оба эти условия выполняются лишь на достаточно коротких трассах [8].

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИПФ РАН по темам № 0035-2014-0011 “Распространение акустических волн в морской среде и земной коре” и № 0035-2014-0022 “Разработка радиофизических методов исследования океана”, а также при поддержке грантов РФФИ 15-02-04042 и 15-42-02390.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *James K.R., Dowling D.R.* A method for approximating acoustic-field-amplitude uncertainty caused by environmental uncertainties // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. № 3. P. 1465–1476.
2. *LePage K.D.* Modeling propagation and reverberation sensitivity to oceanographic and seabed variability // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2006. V. 31. № 2. P. 402–412.
3. *Gerstoft P., Mecklenbräuker C.F.* Ocean acoustic inversion with estimation of a posteriori probability distributions // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 104. № 2. P. 808–819.
4. *Lin Y.T., Chen C.F., Lynch J.F.* An equivalent transform method for evaluating the effect of water-column mismatch on geoacoustic inversion // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2006. V. 31. № 2. P. 284–298.
5. *Virovlyansky A.L.* Stable components of sound fields in the ocean // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 141. № 2. P. 1180–1189.
6. *Сударшан Э., Клаудер Дж.* Основы квантовой оптики. М.: Мир, 1970. 430 с.
7. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
8. *Распространение звука во флуктуирующем океане.* Под ред. Флатте С.М. М.: Мир, 1982. 336 с.
9. *Вировлянский А.Л.* Лучевая теория дальнего распространения звука в океане. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2006. 164 с.
10. *Makarov D., Prants S., Virovlyansky A., Zaslavsky G.* Ray and wave chaos in ocean acoustics. New Jersey: World Scientific, 2010. 389 p.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.
12. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational Ocean Acoustics. New York: Springer, 2011. 813 p.
13. *Артельный В.В., Артельный П.В., Вировлянский А.Л., Коротин П.И., Наседкин А.В., Потапов О.А., Циберева А.В.* Фокусировка звукового пучка в подводном волноводе с помощью вертикальной антенны // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 3. С. 339–346.
14. *Артельный В.В., Артельный П.В., Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Коротин П.И.* Фокусировка поля в гидроакустическом волноводе в заданный интервал глубин // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 4. С. 477–483.
15. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я., Нефедова Д.В.* Лучевое описание поля распределенного источника в волноводе // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 5. С. 756–766.