



АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 70, номер 4, 2024

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

- Влияние геометрии на распространение изгибной волны в разрезных стержнях
А. А. Агафонов, М. Ю. Изосимова, Р. А. Жостков, А. И. Кокшайский, А. И. Коробов, Н. И. Одина 469
- Звуковые волны в среде с резонансными включениями дипольного типа
Н. Г. Канев, М. А. Миронов 478

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

- Влияние структуры материала и его пластической деформации на нелинейный акустический параметр
А. В. Ванягин, А. В. Иляхинский, В. М. Родюшкин 485

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

- Регулируемая акустическая линия задержки как фазовращатель
Б. Д. Зайцев, И. А. Бородина, А. А. Теплых, А. П. Семёнов 492
- Особенности сонолюминесценции атомарного натрия в процессе пузырькового коллапса в кавитационном облаке методом время-корреляционного счета одиночных фотонов
М. В. Казачек, Т. В. Гордейчук 499
- Динамика сферической полости в кавитирующей жидкости с непрерывно изменяющейся концентрацией кавитационных зародышей
В. К. Кедринский, А. А. Черевко 507

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

- О средней интенсивности поля и отдельных мод низкочастотного звукового сигнала в мелководном волноводе со статистически неровной донной границей
О. Э. Гулин, И. О. Ярошук, Р. А. Коротченко 517
- Физическое моделирование метода когерентного зондирования малоконтрастных донных слоев в лабораторном бассейне
В. И. Калинина, П. Н. Вьюгин, И. А. Капустин 536
- Применение низкочастотных акустических сигналов для исследования подводных газовых факелов
Д. А. Костеев, Н. А. Богатов, А. В. Ермошкин, И. А. Капустин, А. А. Мольков, Д. Д. Разумов, М. Б. Салин 551
- Оценка расстояния до сосредоточенной неоднородности на акустической трассе в мелком море при наличии фоновых возмущений
А. А. Луньков, М. А. Шерменева 566
- Изменчивость кавитационного порога морской воды в натуральных условиях
Н. П. Мельников 582
- Совместное влияние ветрового волнения и внутренних волн на когерентность низкочастотных акустических сигналов и эффективность их пространственной обработки в мелком море
М. А. Раевский, В. Г. Бурдуковская 592

АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

Модификация метода Дина для определения импеданса при неоднородном звуковом поле в резонаторе

В. В. Пальчиковский

608

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

Многоэлементный излучатель низкочастотного ультразвука для создания фокусированных акустических пучков высокой интенсивности в воздухе

Ш. А. Асфандияров, С. А. Цысарь, О. А. Сапожников

622

Автономные вертикальные акустико-гидрофизические измерительные системы «Моллюск-19» и «Моллюск-21»

А. Н. Рутенко, *Д. Г. Ковзель, В.А. Гриценко*

636

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.23

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗГИБНОЙ ВОЛНЫ В РАЗРЕЗНЫХ СТЕРЖНЯХ

© 2024 г. А. А. Агафонов^а, М. Ю. Изосимова^а, Р. А. Жостков^б,
А. И. Кокшайский^а, А. И. Коробов^{а,*}, Н. И. Одина^а

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы, Москва, 119991 Россия

^бИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Грузинская ул. 10, стр. 1,
Москва, 123995 Россия

*e-mail: aikor42@mail.ru

Поступила в редакцию 07.12.2023 г.

После доработки 07.12.2023

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Исследовано распространение изгибных упругих волн в металлических разрезных стержнях прямо-угольного сечения с увеличением глубины прорезей по степенному закону с помощью численного моделирования и экспериментально методом лазерной сканирующей виброметрии. Рассмотрены три типа расположения прорезей: равномерное, учащенное и разреженное к концу стержня. Такие конструкции проявляют свойства акустической черной дыры. В диапазоне частот 10–100 кГц экспериментально обнаружено увеличение амплитуды и уменьшение длины изгибной волны по мере приближения волны к концу стержня для всех исследуемых образцов. Показано, что существует критическая частота, выше которой моды имеют участок с сильно уменьшенным значением амплитуды колебаний.

Ключевые слова: изгибные волны в стержне, разрезной стержень, лазерная виброметрия, численное моделирование, эксперимент

DOI: 10.31857/S0320791924040019 EDN: XGABGF

1. ВВЕДЕНИЕ

Структуры, называемые «акустическими черными дырами» (АЧД), как элементы метаматериалов, привлекают интерес исследователей в течение нескольких последних десятилетий [1–3]. Их основные приложения находятся в сфере структурной акустики и шумопоглощения. Структуры, проявляющие эффект АЧД, имеют направления, вдоль которых скорость распространения упругих волн должна уменьшаться до нуля на конечном расстоянии. Распространение акустических волн в этом направлении должно происходить бесконечно долго, а отраженная волна будет отсутствовать. Реализовать структуру с описанными упругими свойствами можно с помощью различных модификаций геометрии [4–6].

Одной из первых рассмотренных структур с эффектом АЧД является пластина со степенным профилем: толщина пластины уменьшается до нуля вдоль выделенного направления [1]. Для данного типа АЧД описано изменение длины волны и

амплитуды при приближении изгибной волны к кромке пластины. В настоящее время уже ряд исследователей проводили как теоретические, так и экспериментальные исследования, посвященные распространению изгибных волн Лэмба в таких структурах [7–9].

Интересны недавние работы, в которых рассматриваются различные модификации упругих стержней для достижения в них эффекта АЧД [10–12]. В статье [12] для превращения упругого стержня в образец АЧД предлагается использовать тонкие прорезы, глубина которых нарастает к концу стержня, рассматривается распространение изгибной волны в этом образце и определяется значение критической частоты, выше которой стержень является АЧД. В статье [13] нами были проведены численные и экспериментальные исследования распространения изгибных волн в разрезном стержне, проявляющем свойства АЧД. Целью настоящей работы является определение влияния порядка расположения прорезей на стержне на его характеристики как акустической черной дыры.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование распространения акустических волн в моделях разрезных стержней выполнено методом конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics 5.3 (лицензия № 9600341) с подключенным модулем «Структурная механика». Особенности построения численной модели (разбиение образцов на конечные элементы, сетки датчиков и прочее), использованной в данной работе, описываются в статье [13].

В качестве образцов были заданы стержни с размерами $3.9 \times 6.8 \times 200$ мм. 28 прорезей расположены на участке стержней длиной 90 мм на разных расстояниях друг от друга в зависимости от образца. Рассматривались три типа закона распределения разрезов вдоль стержня (рис. 1): образец № 1 с учащением прорезей к концу стержня (вдоль оси X); образец № 2 с одинаковым расстоянием между прорезями; образец № 3 с разрежением прорезей к концу стержня.

В моделировании были использованы упругие параметры материала образцов, соответствующие дюралюминию Д16: плотность — 2680 кг/м^3 , скорость распространения продольных волн — 6400 м/с , поперечных — 3130 м/с . Для пьезокерамических элементов: плотность — 4700 кг/м^3 , скорость распространения продольных волн — 6562 м/с , поперечных — 3582 м/с .

Расстояние между прорезями в образце № 1 по мере приближения к торцу стержня уменьшалось от 4.6 до 2.2 мм вблизи торца стержня. В стержне с равномерным расположением прорезей (образец № 2) расстояние между прорезями было равно 3.2 мм. В стержне с разреженным к концу расположением прорезей (образец № 3) расстояние между прорезями увеличивалось от 1.9 до 4.2 мм.

Зависимость глубины разреза от его координаты для образцов стержней заданы в соответствии с исследованиями [12, 13] следующим образом:

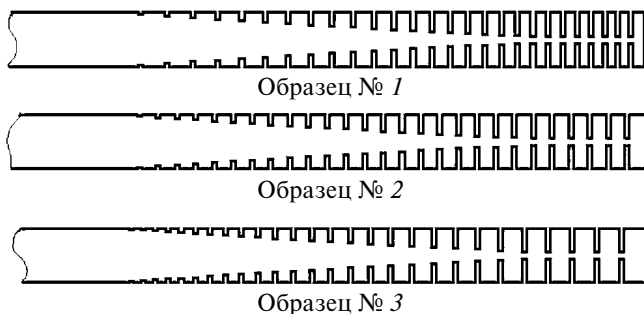


Рис. 1. Общий вид образцов разрезных стержней.

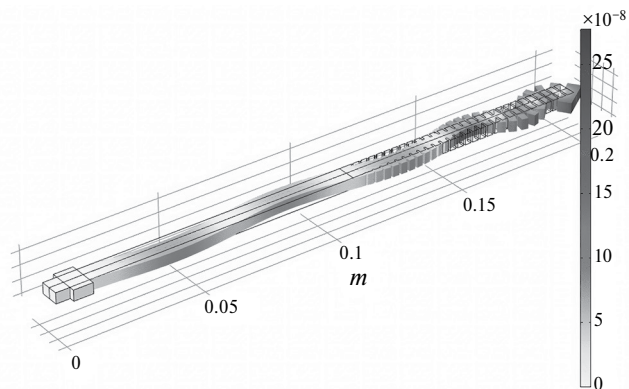


Рис. 2. Изгибная мода в образце № 2 на частоте 8.1 кГц.

$$h(x) = \frac{H - s(x)}{2}, s(x) = \max \left(H \left(\frac{x}{L} \right)^{\frac{4}{3}}, 0.85 \text{ мм} \right)$$

где $s(x)$ — толщина профиля стержня, которая остается между прорезями, $h(x)$ — глубина прорезей соответственно, x_i — координаты прорезей, H — общая толщина стержня, L — длина участка стержня с разрезами. При этом x_i определяется следующими формулами.

1. Образец № 1 с учащением прорезей к концу стержня:

$$i = \{1, 2, 3, \dots, N\}, x_i = \frac{2}{3} \frac{i}{N} L + \frac{1}{3} \left(\frac{i}{N} \right)^{\frac{7}{3}} L.$$

2. Образец № 2 с эквидистантным расположением прорезей:

$$i = \{1, 2, 3, \dots, N\}, x_i = \frac{i}{N} L.$$

3. Образец № 3 с разрежением прорезей к концу стержня:

$$i = \{1, 2, 3, \dots, N\}, x_i = \frac{4}{3} \frac{i}{N} L - \frac{1}{3} \left(\frac{i}{N} \right)^{\frac{7}{3}} L.$$

Количество прорезей $N = 28$ было выбрано таким образом, чтобы обеспечить не менее 5 прорезей на длину волны в начале стержня, и при этом расстояние между прорезями на учащенном участке было как минимум в два раза больше ширины прорези (0.75 мм). Пример выходных данных моделирования представлен на рис. 2.

Для образцов № 1, 2 и 3 с помощью численного моделирования были определены собственные частоты и формы мод изгибных волн в диапазоне частот 1–100 кГц. С помощью преобразования Гильберта были рассчитаны функции,

ортогональные исходным модам и восстановлены формы огибающих для этих мод. Распределение амплитуды некоторых изгибных мод вместе с соответствующими огибающими вдоль центральной линии поверхности стержня представлены на рис. 3. Частота каждой моды отображается на оси ординат таким образом, что ноль амплитуды колебаний моды соответствует значению ее собственной частоты. Под каждым графиком находится профиль образца стержня, которому соответствуют рассчитанные моды.

На профилях огибающих наблюдаются фрагменты, соответствующие прорезам в стержне. На всех наблюдаемых модах во всех образцах происходит уменьшение длины изгибной волны при приближении к торцу стержня. Таким образом, можно сделать вывод, что на проявление эффекта АЧД основное влияние оказывает глубина прорезей. При приближении к торцу стержня происходит увеличение амплитуды мод, на величину около нескольких десятков процентов. В образце № 1 на низких частотах увеличение достигает 2.5 раз, а на высоких частотах — 1.7 раз. В образце № 2 на низких частотах увеличение достигает 3 раз, на высоких — 1.9 раза. В образце № 3 на низких частотах увеличение достигает 2.6 раз, на высоких — 1.75 раза. Таким образом, наибольший рост амплитуды наблюдается для образца с равномерным распределением прорезей. Тем не менее, подобный рост амплитуды незначителен по сравнению с ростом амплитуды изгибной волны в параболическом клине (в эксперименте наблюдался рост примерно в 20 раз) [9].

В каждом исследованном образце обнаружены особые (граничные) резонансные моды, после которых распределение амплитуды меняет свой характер. Такая мода появляется на частоте 52.9 кГц в образце № 1, на частоте 43.24 кГц в образце № 2, в образце № 3 на частоте 38.1 кГц. На данных частотах наблюдается резкое возрастание амплитуды этой моды. Для образца № 1 амплитуда особой моды возрастает в 10 раз и максимальна на расстоянии 6 мм от свободного торца стержня. В образце № 2 максимальное увеличение амплитуды равно 4 и наблюдается на расстоянии 12 мм от торца. В образце № 3 амплитуда особой моды возрастает в 3 раза на расстоянии 16 мм от торца. Также, как и в образце № 1, в стержнях № 2 и № 3 особая мода разделяет спектр собственных частот на моды с отсечением хвоста и без. Моды, частоты которых выше собственной частоты особой моды, имеют область вблизи торца стержня, в которой их амплитуды много меньше средней. С повышением частоты пространственный размер этой области возрастает.

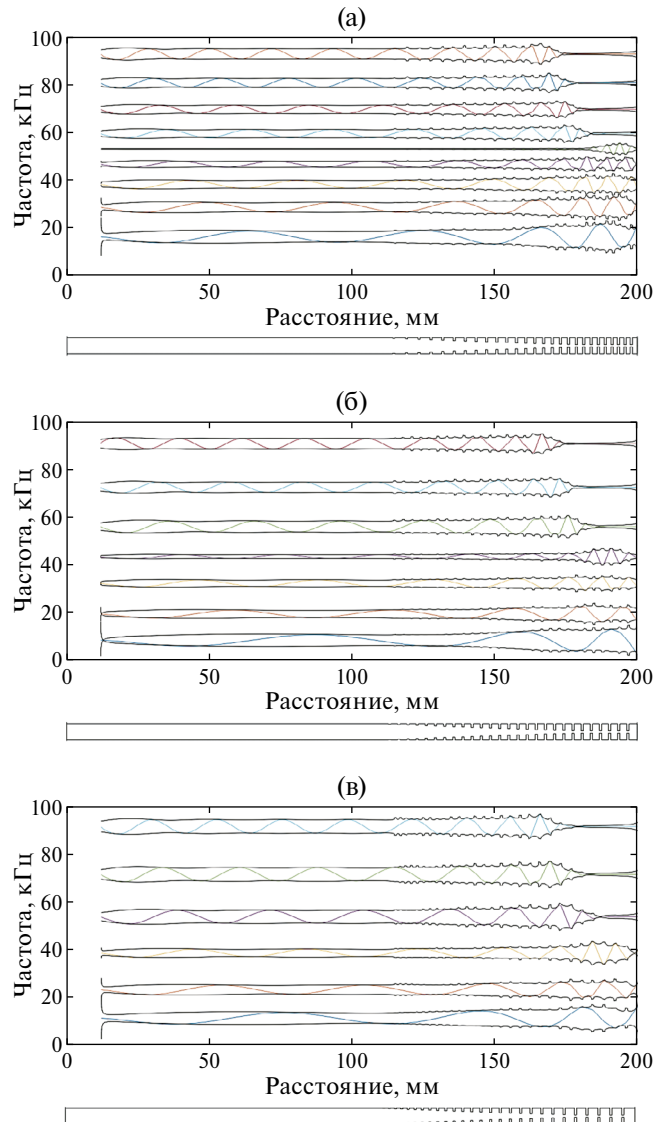


Рис. 3. Распределение амплитуды изгибной волны вдоль центральной линии поверхности стержней с огибающими в образцах (а) — № 1, (б) — № 2, (в) — № 3.

Из рис. 3 можно установить, что моды успешно возбуждаются в стержне при условии, что локальная длина волны в моде превышает или равна двум длинам фрагмента разрезного стержня. В идеальном случае, на длину волны должно приходиться достаточно много прорезей. Резонансные особые моды наблюдаются при равенстве этих длин, когда половина длины волны соответствует длине фрагмента стержня. В частности, для особой моды в образце № 1, в области 15 мм вблизи торца фрагменты стержня, разделенные разрезами, смещаются как единое целое и соответствуют длине изгибной волны (рис. 4). Описанная картина нарушается для смежных мод.

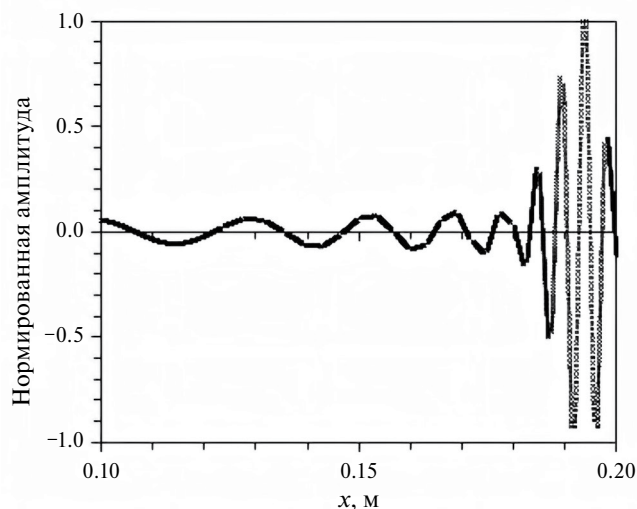


Рис. 4. Распределение нормированной амплитуды вдоль стержня (образец № 1) на особой частоте (52.9 кГц).

По полученным распределениям амплитуды изгибной волны вдоль стержня были рассчитаны значения локальной длины волны для образцов № 1, 2 и 3 (рис. 5а–5в).

Для всех исследованных частот график зависимости длины волны от пройденного расстояния имеет в целом монотонный убывающий характер. Однако, для высоких частот на расстоянии нескольких десятков миллиметров от торца, уменьшение длины волны практически не происходит, что связано с тем, что данный образец стержня имел 5 одинаковых по глубине прорезей на конце. Вблизи конца стержня для некоторых мод, частоты которых приближаются к частотам особых мод, зависимость длины волны от расстояния имеет локально немонотонный характер, что вероятно, связано с неточным совпадением локального значения длины изгибной волны в этой области с размером фрагмента стержня.

С повышением частоты длина волны уменьшается, и вблизи конца стержня наблюдается минимальное значение длины волны для данной моды. Однако, при достижении частоты особой резонансной моды, достигается минимальная возможная длина волны для каждого образца. Дальнейшее повышение частоты не приводит к уменьшению длины волны у конца стержня ниже этого значения, а приводит к резкому спаду амплитуды волны в области вблизи конца стержня. При этом, на высоких частотах длина волны стремится к этому минимальному значению при приближении к концу стержня, но выход на минимальное для данной

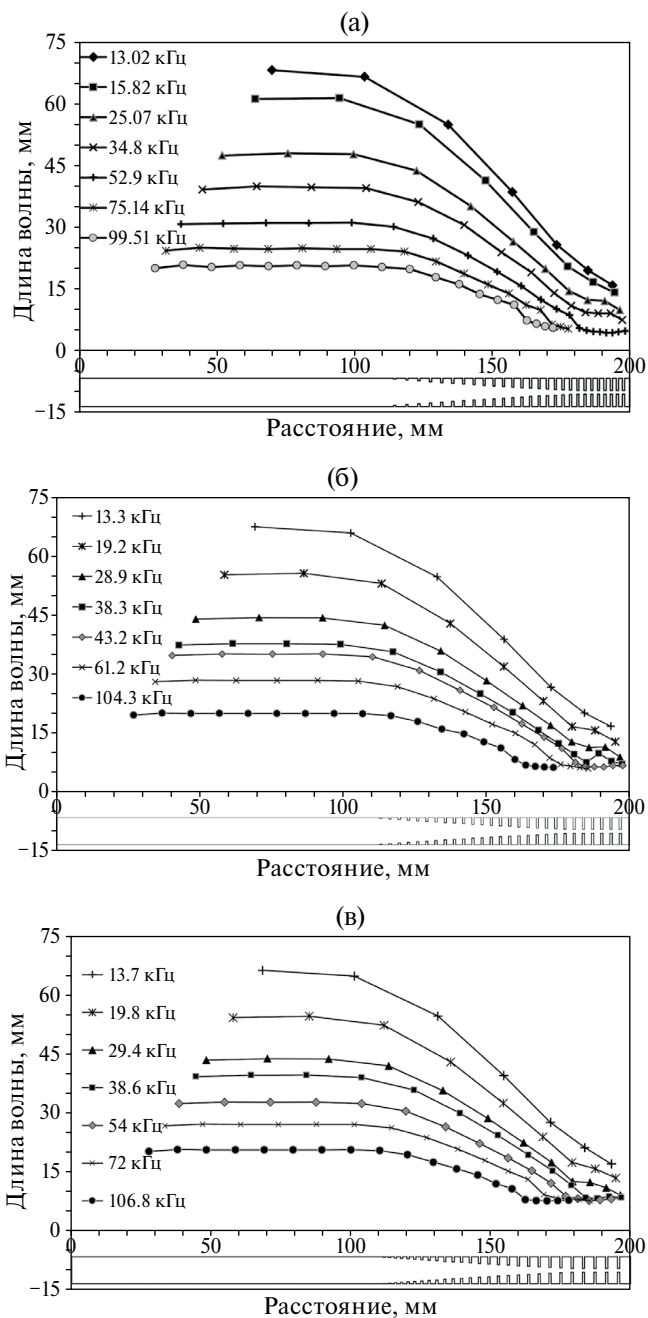


Рис. 5. Длина изгибной волны в стержне в зависимости от расстояния: (а) — образец № 1, (б) — образец № 2, (в) — образец № 3.

моды значение происходит при все более меньших значениях пройденного расстояния.

Для образца № 1 значение минимальной длины волны достигается при частоте особой моды 52.9 кГц и равно 4.8 мм. В образце № 2 минимальное значение длины волны составило 6.0 мм и достигается при частоте особой моды 43.2 кГц. В образце № 3 минимальное значение длины волны

равно 7.7 мм и достигается на частоте 38.1 кГц также для особой моды. Таким образом, самое сильное замедление волны происходит в образце, где количество прорезей увеличивается к его торцу.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проведения экспериментальных исследований из сплава Д16 были изготовлены экспериментальные образцы разрезных стержней с размерами и прорезями, заявленными для моделирования (рис. 6). Погрешности изготовления прорезей составили 0.5 мм.

Как в пластинах с параболическим профилем невозможно изготовить бесконечно тонкую кромку, так и для разрезных стержней проблематично изготовить разрез с малой шириной $s(x)$ между щелями вблизи конца стержня (см. рис. 1). Образцы стержней становились хрупкими вблизи торца и поэтому ближайšie к торцу 5 прорезей были изготовлены с одинаковой максимально возможной глубиной. Расстояние между щелями для них было равно 0.95 мм.

Исследования проводились с использованием экспериментальной установки, разработанной для исследования пластины с параболическим профилем [9]. Способ возбуждения сигнала и методика экспериментальных исследований подробно описываются в статье [13].

Особенности определения модового состава у стержней при моделировании позволяют получить только значения собственных частот и распределение мод на этих частотах. Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) для образцов разрезного стержня с тремя типами расположения прорезей (№ 1, 2 и 3) были получены экспериментально при возбуждении свип-сигнала в диапазоне 10–100 кГц (рис. 7).

Обнаружено, что в исследованных образцах происходит эффективная генерация стоячих волн в диапазоне частот от 10 до 100 кГц. При этом в образце № 1 усредненная по образцу амплитуда изгибных колебаний на собственных частотах в среднем выше в 1.5–2 раза, чем в образцах 2 и 3. На частотах до 50 кГц наблюдается большая плотность резонансных пиков, чем на частотах выше 50 кГц. В образце № 2 более частый и более редкий участки спектра разделяются частотой 40 кГц. В образце № 3 спектр является таким же плотным, как в других образцах на частотах ниже 20 кГц.

Для резонансных частот из представленных АЧХ приведены измеренные распределения мод вдоль стержня для всех исследованных образцов разрезных стержней (рис. 8).

В исследованных образцах стержня происходит уменьшение длины изгибной волны по мере приближения к торцу стержня, что соответствует результатам численного моделирования для данных образцов.

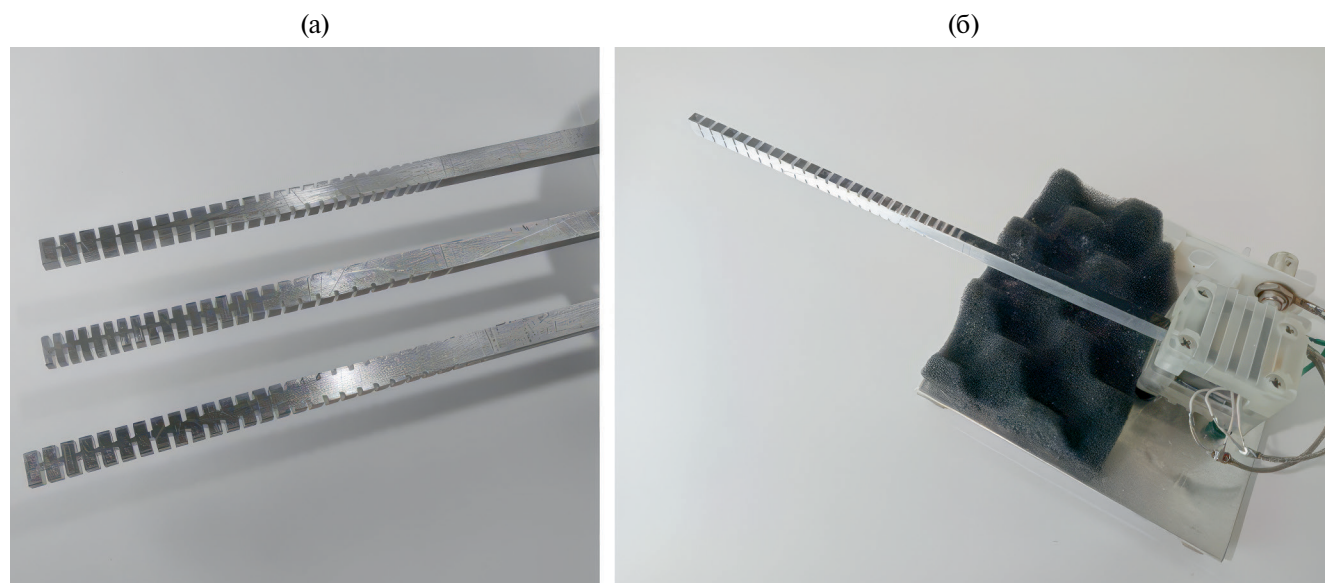


Рис. 6. (а) — Экспериментальные образцы № 1, 2, 3 и (б) — закрепленный стержень № 3 для возбуждения в нем изгибных волн.

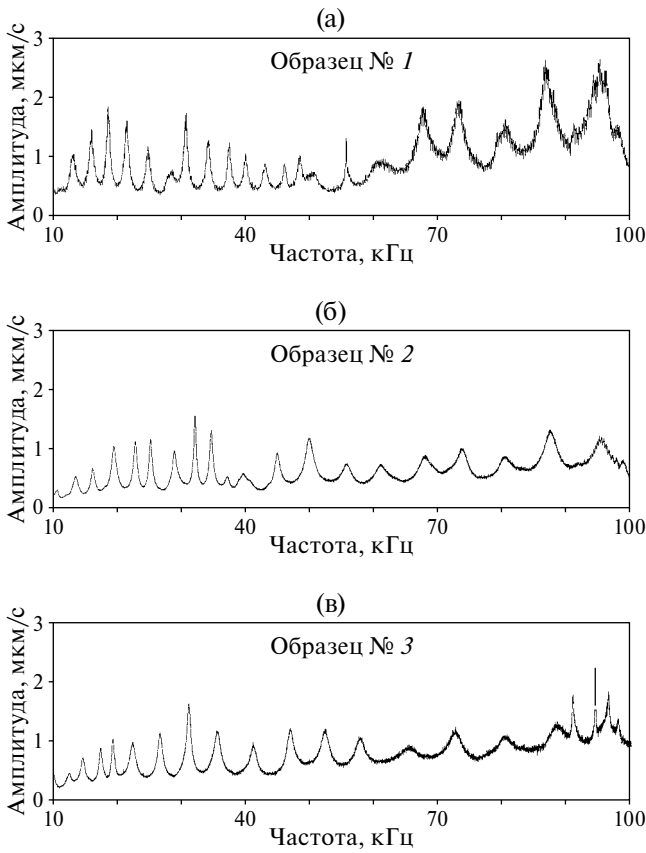


Рис. 7. АЧХ в разрезных стержнях с тремя типами расположения прорезей.

Аналогично результатам численного моделирования, к эксперименту наблюдается небольшое увеличение амплитуды волны по мере приближения к торцу стержней: в образце № 1 на низких частотах амплитуда изгибной волны увеличивается примерно в 2.2 раза, а на высоких частотах — в 1.4 раза. В образце № 2 на низких частотах коэффициент увеличения амплитуды изгибной волны достигает 1.8 раза, на высоких частотах — 1.5 раза. В образце № 3 на низких частотах — 2.2 раза, 1.7 раза на высоких частотах.

В результате эксперимента также были обнаружены особые моды, разделяющие спектр собственных колебаний образцов, которые тем не менее отличаются от полученных при моделировании (см. табл.).

Наличие области в пространстве, в которой амплитуда волны практически близка к уровню шума или отсутствует, может быть связано с приближением длины изгибной волны к размерам перемычки между соседними фрагментами стержня, образованными с помощью разрезов.

Таблица. Особые (граничные) моды в образцах разрезного стержня.

Образец	Моделирование, кГц	Эксперимент, кГц
1	52.9	55.7
2	43.24	40
3	38.6	20

Для всех исследованных образцов были выполнены расчеты зависимости длины изгибной волны от расстояния вдоль стержня для экспериментально исследованных мод и проведено сравнение результатов этих расчетов с результатами моделирования (рис. 9).

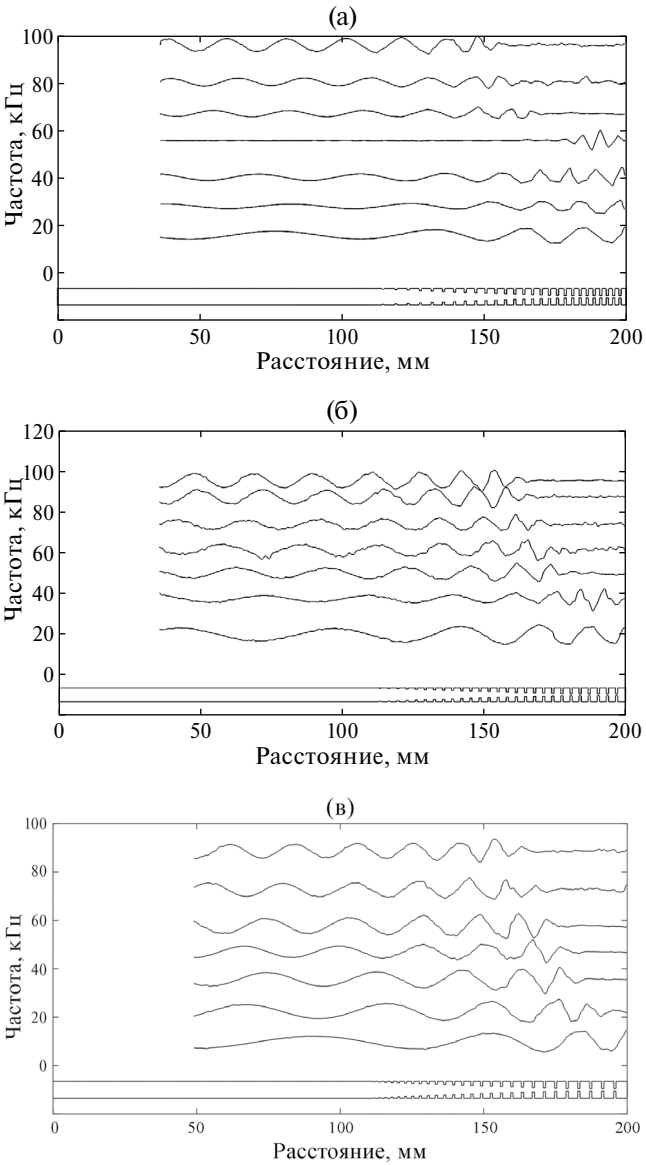


Рис. 8. Моды изгибных волн в образцах (а) — № 1, (б) — № 2, (в) — № 3.

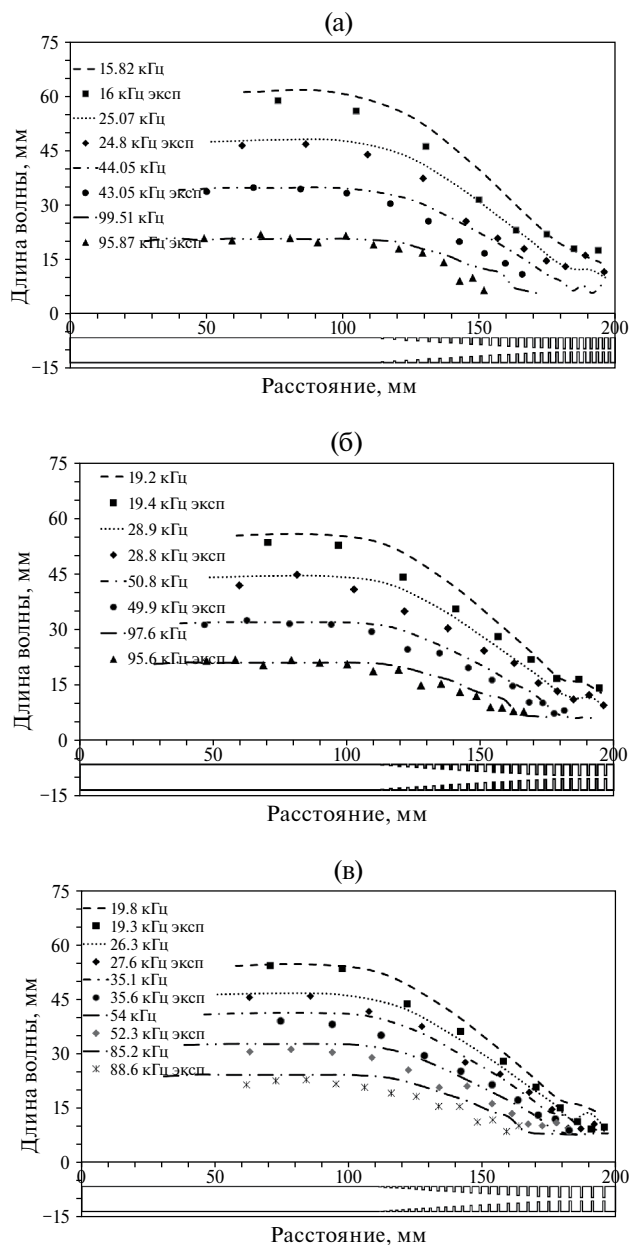


Рис. 9. Длина изгибной волны в стержне с учащенным к концу расположением прорезей в зависимости от пройденного расстояния.

Для всех исследованных образцов стержня наблюдается уменьшение длины изгибной волны в стержне в зависимости от пройденного расстояния. Характер изменения длины волны на расстоянии около 30 мм от торца качественно соответствует результатам численного моделирования, в силу наличия как в эксперименте, так и в моделировании ряда одинаковых по глубине прорезей вблизи конца стержня. Минимальное экспериментально полученное значение длины волны составило 6.5,

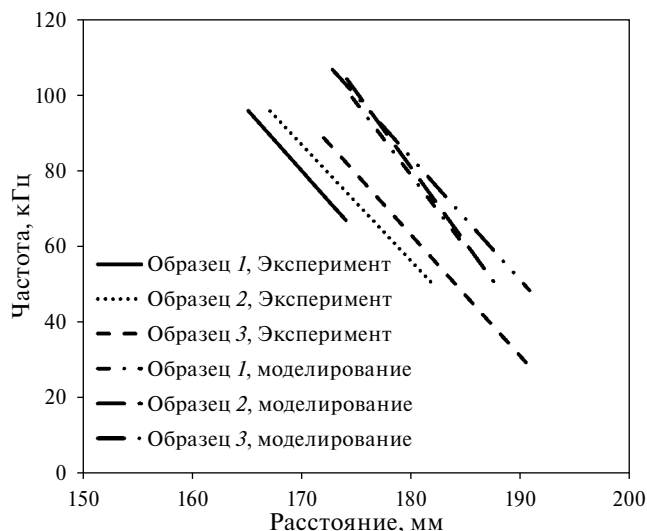


Рис. 10. Прямые, отделяющие область стержня около торца, в которой амплитуда волны мала.

7.0 и 8.7 мм в образцах № 1, 2 и 3 соответственно. Однако в силу зашумленности сигнала ближе к торцу стержня, погрешность определения длины волны увеличивается от 1 до 4 мм, поэтому приведенные значения носят скорее ознакомительный характер. Кроме того, расхождение моделирования и экспериментальных результатов может быть связано с неточностью изготовления стержня (выполнения прорезей).

Для исследованных образцов были построены прямые, отделяющие область вблизи торца стержня, в которой на высоких частотах не распространялась изгибная волна. Проведено сравнение результатов этих расчетов для экспериментально измеренных распределений амплитуд мод с результатами моделирования (рис. 10). Как видно из рисунка, длина области, запрещенной для прохождения, для всех образцов увеличивается с частотой линейно и коэффициент пропорциональности примерно одинаков для всех образцов (3.2 ± 0.1) кГц/мм. Для моделирования разброс оказывается больше и равен (3.6 ± 0.4) кГц/мм. Интересно, что частота отсечки сильно зависит от типа геометрии образца: для образца № 1 эта частота равна примерно 60 кГц, для образца 2 примерно 40 кГц, для образца 3 — 25 кГц.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для всех исследованных образцов как в эксперименте, так и по результатам численного моделирования наблюдается уменьшение длины

изгибной волны в стержне в зависимости от пройденного расстояния и увеличение амплитуды в 1.5–2 раза. Однако, изменение длины волны для некоторых мод вблизи торца имеет ступенчатый характер, что связывается как с наличием одинаковых по глубине прорезей у конца стержня, так и с эффектом совпадения или несовпадения длины изгибной волны стержня с размерами разрезанных фрагментов. В этом плане выделяются особые моды, на которых длина волны в стержне достигает минимального значения, а увеличение амплитуды по мере приближения к концу стержня — максимума. В образце № 1 амплитуда особой моды возрастает в 10 раз. В образце № 2 максимальное увеличение амплитуды равно 4. В образце № 3 амплитуда особой моды возрастает в 3 раза. По результатам моделирования минимальные значения длин волн на особых модах составляют 4.8, 6.0 и 7.7 мм для образцов № 1, 2 и 3 соответственно. Длины волн других мод стремятся к этим значениям с приближением к торцу и с повышением частоты.

Проведенные исследования показали, что в независимости от расположения прорезей в исследуемом диапазоне частот наблюдается уменьшение длины изгибной волны по мере приближения к торцу стержня. Однако минимальное значение длины волны наблюдается для стержня с учащением прорезей к его свободному торцу. Для стержня с разрежением прорезей к торцу наблюдалась более низкая граничная мода, выше которой наблюдается участок стержня, в котором не распространяются изгибные колебания данных частот.

Соответствие результатов численного моделирования наблюдаемым экспериментальным данным можно считать успешной валидацией численной модели, что можно широко использовать при решении подобных задач.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19–12–00098).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Миронов М.А.* Распространение изгибной волны в пластине, толщина которой плавно уменьшается до нуля на конечном интервале // Акуст. журн. 1988. Т. 34. №. 3. С. 546–547.
2. *Krylov V.V., Shuvalov A.L.* Propagation of localised flexural vibrations along plate edges described by a power law // Proc. of the Institute of Acoustics. 2000. V. 22. № 2. P. 263–270.
3. *Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М.* Поглощение звука и метаматериалы (обзор). Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 517–525.
4. *Pelat A., Gautiera F., Conlon S.C., Semperlotti F.* The acoustic black hole: A review of theory and applications // J. Sound Vib. 2020. V. 476. P. 115316.
5. *Guasch O., Arnela M., Sánchez-Martín P.* Transfer matrices to characterize linear and quadratic acoustic black holes in duct terminations // J. Sound Vib. 2017. V. 395. P. 65–79.
6. *Krylov V.V.* Acoustic Black Holes: Recent Developments in the Theory and Applications // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2014. V. 61. № 8. P. 1296–1306.
7. *Zhao. C., Prasad M.G.* Acoustic Black Holes in Structural Design for Vibration and Noise Control // Acoustics. 2019. V. 1. P. 220–251.
8. *Gao S., Tao Z., Li Y., Pang F.* Application research of acoustic black hole in floating raft vibration isolation system // Reviews on Adv. Mat. Science. 2002. V. 61. P. 888–900.
9. *Агафонов А.А., Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Кокшайский А.И., Одина Н.И.* Особенности распространения волн Лэмба в клине из АБС пластика с параболическим профилем // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 5. С. 467–474.
10. *Миронов М.А.* Точные решения уравнения поперечных колебаний стержня со специальным законом изменения поперечного сечения // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 3–8.
11. *Миронов М.А.* Точные решения уравнения поперечных колебаний стержня со специальным законом изменения поперечного сечения вдоль его оси // IX Всесоюзная акустическая конференция. 1991. Секция Л. С. 23–26.
12. *Миронов М.А.* Разрезной стержень как вибрационная черная дыра // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 6. С. 736–739.
13. *Агафонов А.А., Изосимова М.Ю., Жостков Р.А., Кокшайский А.И., Коробов А.И., Одина Н.И.* Особенности распространения изгибной волны в разрезном стержне // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 3. С. 3–12.

EFFECT OF GEOMETRY ON FLEXURAL WAVE PROPAGATION IN A NOTCHED BAR

A. A. Agafonov^a, M. Yu. Izosimova^a, R. A. Zhostkov^b, A. I. Kokshayskiy^a,
A. I. Korobov^a *, N. I. Odina^a

^a*Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Faculty of Physics,
Leninskie Gory, Moscow, 119991 Russia*

^b*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Gruzinskaya st. 10, building 1,
Moscow, 123995 Russia*

**e-mail: aikor42@mail.ru*

The propagation of flexural elastic waves in notched metal bars with a rectangular cross section with the depth of notches increasing by a power law has been studied by numerical modeling and experimental laser scanning vibrometry. Three types of notch arrangement have been considered: uniform and more frequent and sparse towards the end of a bar. Such structures exhibit the characteristics of an acoustic black hole. For all the studied samples, in the 10–100 kHz frequency range, an increase in amplitude and decrease in length of the flexural wave have been experimentally found as a wave approaches the end of a bar. It has been shown that there is a critical frequency, above which the modes exhibit a section with highly reduced amplitude of oscillations.

Keywords: flexural waves in a bar, notched bar, laser vibrometry, numerical modeling, experiment

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.2

ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С РЕЗОНАНСНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ДИПОЛЬНОГО ТИПА

© 2024 г. Н. Г. Канев^{a,b,*}, М. А. Миронов^{a,b}^aАкустический институт им. акад. Н.Н. Андреева, ул. Шверника 4, Москва, 117036 Россия^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5, стр. 1, Москва, 105005 Россия

*e-mail: nikolay.kanev@mail.ru

Поступила в редакцию 15.01.2024 г.

После доработки 15.01.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Рассмотрена упругая среда с малыми по сравнению с длиной звуковой волны включениями, отличающимися плотностью. Если включения являются резонаторами, одинаково реагирующими на воздействие волн, приходящих с разных направлений, то эффективная плотность среды в некоторой полосе частот становится отрицательной. Если направление дипольного момента резонаторов зафиксировано, то среда с включениями имеет анизотропную эффективную плотность. Получено уравнение Гельмгольца для такой среды, исследовано поле точечного источника.

Ключевые слова: акустические метаматериалы, отрицательная плотность, дипольный резонатор, поляризация

DOI: 10.31857/S0320791924040029 EDN: XFYCKC

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1869 г. Максвелл предложил экзаменационную задачу о колебании атомов в упругой среде эфира [1] и получил решение, из которого следует известная формула Зельмейера, опубликованная в работе 1872 г. [2], для диэлектрической проницаемости непоглощающей среды

$$\epsilon = n^2 = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{M} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

где n — показатель преломления, N — число атомов в единице объема, e и M — их заряд и масса, ω — частота колебаний волн, распространяющихся в эфире, ω_0 — частота свободных колебаний атомов в среде. Формула (1) допускает область частот, в которой показатель преломления отрицателен, а в среде существуют только затухающие волны. Однако в реальных средах из-за механизмов поглощения этот эффект не проявляется, тем не менее формула Зельмейера позволила описать явление аномальной дисперсии света [3].

В начале 2000-х гг. появились композитные искусственные кристаллы, построенные из элементов макроскопического размера и погруженные в однородную среду, при этом характерный период

решетки кристаллов меньше длин волн электромагнитного излучения, обладающих отрицательным коэффициентом преломления [4]. Под термином «метаматериалы» или «метасреды» стали понимать синтетически созданные микронеоднородные структуры, макроскопические свойства которых могут описываться некоторыми эффективными параметрами сплошной среды, имеющими необычные свойства, не встречающиеся в природе у обычных веществ. Несколько позже большинство результатов электродинамики и оптики были распространены на акустику [5].

В качестве одного из первых примеров метасред в акустике можно привести бездиссипативную жидкость, заполненную газовыми пузырьками. Зависимость волнового числа k от частоты ω распространяющейся волны в пузырьковой жидкости имеет вид [6]:

$$k^2 = k^2 + 4\pi NR \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где R — радиус пузырьков, N — их концентрация, $k = \omega/c$ — волновое число среды без пузырьков, c — скорость звука в жидкости, ω_0 — собственная частота радиальных пульсаций пузырька. В некотором

диапазоне частот скорость звука и волновое число становятся комплексными — среда оказывается затертой, волны в ней не распространяются.

Приведенные случаи показывают общие свойства сред с включениями-резонаторами: дисперсия света в среде Максвелла и дисперсия звука в пузырьковой жидкости имеют одинаковые частотные зависимости в окрестности резонанса. Экзаменационную задачу Максвелла, возможно, следует считать первой постановкой задачи о резонаторных метасредах, а пузырьковую жидкость первым акустическим метаматериалом.

Сегодня проводятся интенсивные исследования в области акустических метаматериалов, недавние обзоры [7–10] демонстрируют их преимущества по сравнению с традиционными материалами. Метасреды конструируются из однотипных элементов — метаатомов, имеющих, как правило, резонансные свойства. Метаатомы взаимодействуют друг с другом через среду-носитель, а также могут иметь дополнительно и специфические механизмы взаимодействия. В большинстве исследований в качестве метаатомов применяются резонаторы монопольного типа, гораздо реже резонаторы более высокого порядка мультипольности.

Среды с включениями, отличающимися сжимаемостью, могут быть охарактеризованы эффективной сжимаемостью. Если включения являются резонаторами, то в некотором диапазоне частот эффективная сжимаемость может быть отрицательной. Несжимаемые включения, отличающиеся плотностью, изменяют эффективную плотность среды, которая при некоторых условиях может быть отрицательной. В литературе отмечено [11], что среды с отрицательными сжимаемостью и плотностью могут быть созданы с помощью монопольных и дипольных резонаторов, например, в виде полостей в упругой среде [12], однако существенное отличие между ними не принимается во внимание. Дело в том, что движение монопольных резонаторов возбуждается звуковым давлением, поэтому их влияние на звуковое поле заведомо изотропно. А движение дипольных резонаторов возбуждается градиентом давления, что в общем случае приводит к анизотропии акустических свойств среды с включениями. В настоящей работе исследованы акустические свойства среды с включениями, отличающимися плотностью, которые могут смещаться из положения равновесия под действием звуковой волны и притягиваться к нему под действием силы, пропорциональной

смещению. Механическое устройство дипольных резонаторов рассмотрено в работах [13, 14].

СРЕДА С НЕРЕЗОНАНСНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

В упругой среде с плотностью ρ , скоростью звука c и сжимаемостью β равномерно распределены включения такой же сжимаемости с плотностью $\rho_1 \neq \rho$ и объемом V в количестве N на единицу объема. Средняя плотность среды составляет

$$\rho_{av} = \rho(1 - NV) + \rho_1 NV. \quad (3)$$

Будем считать, что размеры включений и расстояния между ними много меньше длины звуковой волны. Кроме этого, включения занимают малый объем, т.е. $NV \ll 1$. Волновое движение среды вызывает движение включений со скоростью, отличной от скорости среды, которые являются источниками силы для среды, т.е. диполями. Состояние среды с диполями описывается следующей системой уравнений

$$\beta \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \mathbf{v} = 0, \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla p = \mathbf{f}, \quad (5)$$

где p — звуковое давление, $\mathbf{v}$ — скорость среды, t — время, $\mathbf{f}$ — сила, действующая со стороны диполей на единицу объема.

Уравнение движения диполя имеет вид [15]:

$$\rho_1 V \dot{\mathbf{u}} = -\mu (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{v}}) + \rho V \dot{\mathbf{v}}, \quad (6)$$

где $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ — скорость диполя и среды в его окрестности, μ — присоединенная масса диполя. Отметим, что в (6) не содержится члена, явно учитывающего влияние соседних включений. В случае регулярного расположения диполей их влияние друг на друга можно учесть, рассматривая каждое включение находящимся в ячейке [12].

Полагаем, что скорости диполя и среды в его окрестности имеют одинаковое направление, т.е. векторы $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ коллинеарны. Из (6) находим силу диполей

$$\mathbf{f} = \mu N (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{v}}) = \mu NV \frac{\rho - \rho_1}{\rho + \rho_1 V} \dot{\mathbf{v}}. \quad (7)$$

Сила диполей более легких по сравнению со средой, т.е. $\rho_1 < \rho$, противофазна ускорению среды, а сила тяжелых ($\rho_1 > \rho$) диполей синфазна ускорению.

Подставляя (7) в (5), запишем уравнение Эйлера (5) в следующем виде

$$\left(\rho - \mu NV \frac{\rho - \rho_1}{\mu + \rho_1 V} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla p = 0. \quad (8)$$

Уравнения (4) и (8) описывают состояние обычной упругой среды с эффективной плотностью

$$\rho' = \rho - \mu NV \frac{\rho - \rho_1}{\mu + \rho_1 V}. \quad (9)$$

Для безмассовых диполей $\rho_1 = 0$ эффективная плотность равна $\rho' = \rho (1 - NV)$ и совпадает с физической плотностью ρ_{av} . Для тяжелых диполей $\rho_1 \rightarrow \infty$ эффективная плотность достигает максимального значения $\rho' = \rho + \mu N$, при этом физическая плотность среды становится бесконечной.

На рис. 1 приведены зависимости физической и эффективной плотностей среды со сферическими диполями ($\mu = \rho V/2$) с концентрацией $NV = 0.1$ от плотности диполей.

НЕПОЛЯРИЗОВАННАЯ МЕТАСРЕДА

Теперь перейдем к среде с дипольными резонаторами, называя далее ее метасредой. Сначала рассмотрим случай, когда резонаторы одинаково реагируют на звуковые волны, приходящие с любого направления. По аналогии с электродинамикой будем считать метасреду неполяризованной. Для учета силы, возвращающей диполь к положению равновесия, добавим в правую часть (6) слагаемое $-K \int u dt$, где K — упругость резонатора.

Отсюда находим силу диполя для гармонического случая, полагая зависимость всех параметров метасреды от времени равной $e^{-i\omega t}$, где ω — частота,

$$\mathbf{f} = \mu N \frac{\rho V - \rho_1 V + K/\omega^2}{\mu + \rho_1 V - K/\omega^2} \dot{\mathbf{v}}. \quad (10)$$

Подставим (10) в (5) и найдем эффективную плотность метасреды

$$\rho' = \rho + \mu N \frac{A\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad A = \frac{(\rho_1 - \rho)V}{\mu + \rho_1 V}, \quad (11)$$

где введена резонансная частота $\omega_0^2 = K/(\mu + \rho_1 V)$. Отметим, что частотная зависимость (11) имеет такой же вид, как и частотные зависимости эффективных параметров среды Максвелла (1) и пузырьковой жидкости (2).

На рис. 2 приведена зависимость эффективной плотности метасреды от частоты для значений параметров $\mu N/\rho = 0.1$ и $A = -1$. Из рис. 2 следует, что в области частот $\omega_0 < \omega < \omega_1$ эффективная плотность принимает отрицательные значения. На этих частотах в метасреде могут существовать только затухающие звуковые волны, т.е. среда оказывается запертой.

Верхняя граница полосы запираения может быть найдена из (11)

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{\frac{1 + \Omega N}{1 + \Omega N A}}, \quad (12)$$

где $\Omega = \mu/\rho$ — присоединенный объем диполя.

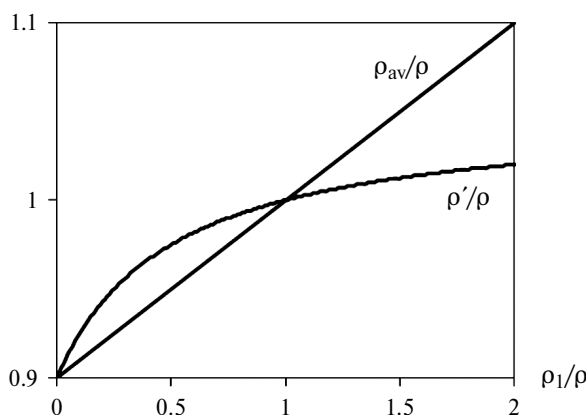


Рис. 1. Физическая и эффективная плотности среды со сферическими диполями с концентрацией $NV = 0.1$.

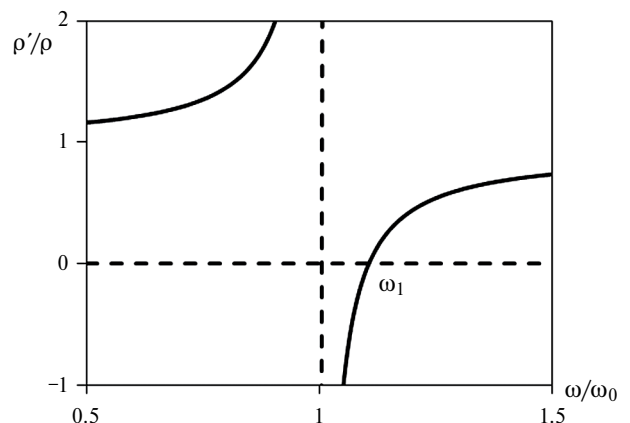


Рис. 2. Эффективная плотность метасреды.

Считая, что плотность диполей ρ_1 может принимать значения от 0 до ∞ , из (11) получаем диапазон возможных значений $-V/\Omega < A < 1$. Из (12) следует, что значение ω_1 тем выше, чем меньше значения параметра A , минимальное значение которого соответствует нулевой плотности ρ_1 . Таким образом, безмассовые дипольные резонаторы обеспечивают максимальную ширину полосы запираания.

Подставляя в (12) минимальное значение $A = -V/\Omega$, находим для резонаторов с нулевой массой

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{\frac{1 + \Omega N}{1 - V N}}. \quad (13)$$

Ширина полосы запираания зависит от объема диполей, их присоединенного объема и концентрации. Если концентрация диполей мала, т.е. $V N \ll 1$, то из (13) получаем простую оценку для относительной ширины полосы запираания

$$\delta = \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_0} \approx \frac{1}{2} N (\Omega + V). \quad (14)$$

В неполяризованной метасреде диполь одинаково реагирует на звуковую волну, пришедшую с любых направлений, для этого он должен иметь сферическую форму. В этом случае $\Omega = V/2$, и из (14) получаем $\delta \approx 3NV/4$.

Случай $V N \rightarrow 1$, когда резонаторы достаточно плотно заполняют пространство, рассмотрен в работе [16] для метасреды в узкой трубе, где продемонстрирована возможность запираания трубы в неограниченной полосе частот.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ МЕТАСРЕДА

В поляризованной метасреде дипольные резонаторы могут колебаться только вдоль одного выделенного направления [14]. Пусть для определенности это направление совпадает с осью z . Тогда компонента силы диполя согласно (10) равна

$$f_z = \mu_z N \frac{\rho V - \rho_1 V + K/\omega^2}{\mu_z + \rho_1 V - K/\omega^2} v_z. \quad (15)$$

где μ_z — присоединенная масса диполя при колебаниях вдоль оси z .

Резонаторы не колеблются вдоль осей x и y , поэтому соответствующие компоненты силы находим из (9)

$$f_x = -\mu_x N v_x, f_y = -\mu_y N v_y, \quad (16)$$

где μ_x и μ_y — присоединенные массы диполя при колебаниях вдоль осей x и y .

Из уравнений (4), (5), (15) и (16) находим уравнение Гельмгольца

$$\beta \omega^2 p + \frac{1}{\rho'_x} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho'_y} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho'_z} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0, \quad (17)$$

где $\rho'_x, \rho'_y, \rho'_z$ — эффективные плотности метасреды при колебании вдоль соответствующих осей, которые находятся из (9) и (11) и равны для безмассовых диполей

$$\begin{aligned} \rho'_x &= \rho(1 + \Omega_x N), \rho'_y = \rho(1 + \Omega_y N), \\ \rho'_z &= \rho \left(1 + N \frac{V\omega^2 + \Omega_z \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Omega_x = \mu_x/\rho$, $\Omega_y = \mu_y/\rho$, $\Omega_z = \mu_z/\rho$.

Таким образом, уравнение (17) описывает гармоническое волновое движение в поляризованной метасреде. В общем случае анизотропные свойства метасреды можно описать безразмерной векторной величиной — отношением эффективной фазовой скорости метасреды к скорости звука среды-носителя

$$\mathbf{n} = \frac{1}{c} \left(1/\sqrt{\beta \rho'_x}, 1/\sqrt{\beta \rho'_y}, 1/\sqrt{\beta \rho'_z} \right). \quad (19)$$

Тогда уравнение Гельмгольца (17) запишется в следующем виде

$$k^2 p + \Delta' p = 0, \quad (20)$$

где $k = \omega/c$, $\Delta' = n_x^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n_y^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + n_z^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Далее рассмотрим двумерную среду. Введем относительную эффективную плотность среды $\gamma = \rho'_z/\rho'_x$, характеризующую отличие между эффективными плотностями метасреды при колебаниях в перпендикулярных направлениях. Для неподвижных диполей плотность ρ'_x принимает только положительные значения и при малой концентрации резонаторов приближенно равна ρ . Относительная плотность γ , как следует из (18) и рис. 2, принимает любые действительные значения за исключением небольшой области в окрестности 1.

Расположим точечный источник в начале координат и запишем уравнение (20) в следующем виде

$$k^2 p + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 2\pi i Q \delta(x, z), \quad (21)$$

где Q – производительность источника. Методом Фурье находим из (21) поле давления

$$p = Q \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\xi x + i\kappa|z|}}{\kappa} d\xi, \quad (22)$$

где $\kappa = \sqrt{\gamma(k^2 - \xi^2)}$.

Найдем поле для различных значений γ . Обратим внимание, что по оси x (при $z = 0$) распространяется гармоническое возмущение со скоростью c .

На рис. 3 приведены линии нулевой фазы $\arg p = 0$ для $\gamma = 2$ и $\gamma = 0.5$. Линии нулевых значений показывают фронты волны, которые отличаются от круговых: кривые фронтов вытянуты вдоль оси, фазовая скорость вдоль которой максимальна.

На рис. 4 приведен расчет $\arg p = 0$ для $\gamma = 0.01$ и $\gamma = -1$. Поле при $\gamma = 0.01$ качественно

демонстрирует предел $\gamma \rightarrow 0$, откуда следует, что оно является плоской волной, распространяющейся вдоль оси x . Другими словами, в дипольной метасреде с $\gamma = 0$ монополю является источником плоской волны. Нестрого это также следует из (21): при подстановке $\gamma \rightarrow 0$ должно выполняться $\partial^2 p / \partial z^2 \rightarrow 0$, что и дает плоскую волну, бегущую вдоль оси x .

Если эффективная плотность γ отрицательна, то возникает область, в которой отсутствует звуковое поле. На рис. 4 она находится выше линии $x = z$. При этом фронты волны принимают необычный вид – фронты не охватывают источник, что происходит в обычных средах (круговые фронты с центром в точке расположения источника) и в метасреде с $\gamma > 0$ (рис. 3).

Угловое распределение поля на большом расстоянии R может быть найдено из (22) подстановкой $x = R \cos \theta$, $y = R \sin \theta$. Диаграмма направленности для величины $|p(\theta)/p(0)|$, независимой от R , приведена на рис. 5.

Вычисление интеграла (22) для больших расстояний можно выполнить методом перевала. Найдем точку перевала

$$\xi_0 = k \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma + \tan^2 \theta}}. \quad (23)$$

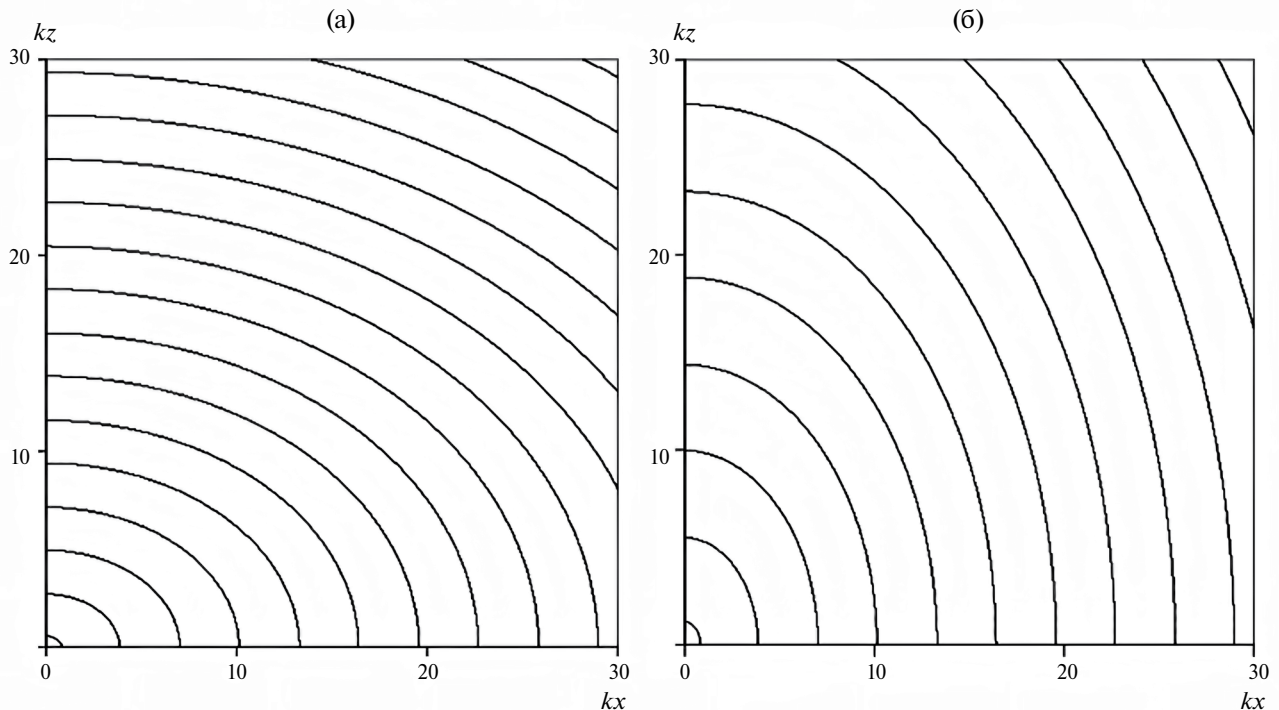


Рис. 3. Линии нулевой фазы $\arg p = 0$ для (а) — $\gamma = 2$ и (б) $\gamma = 0.5$.

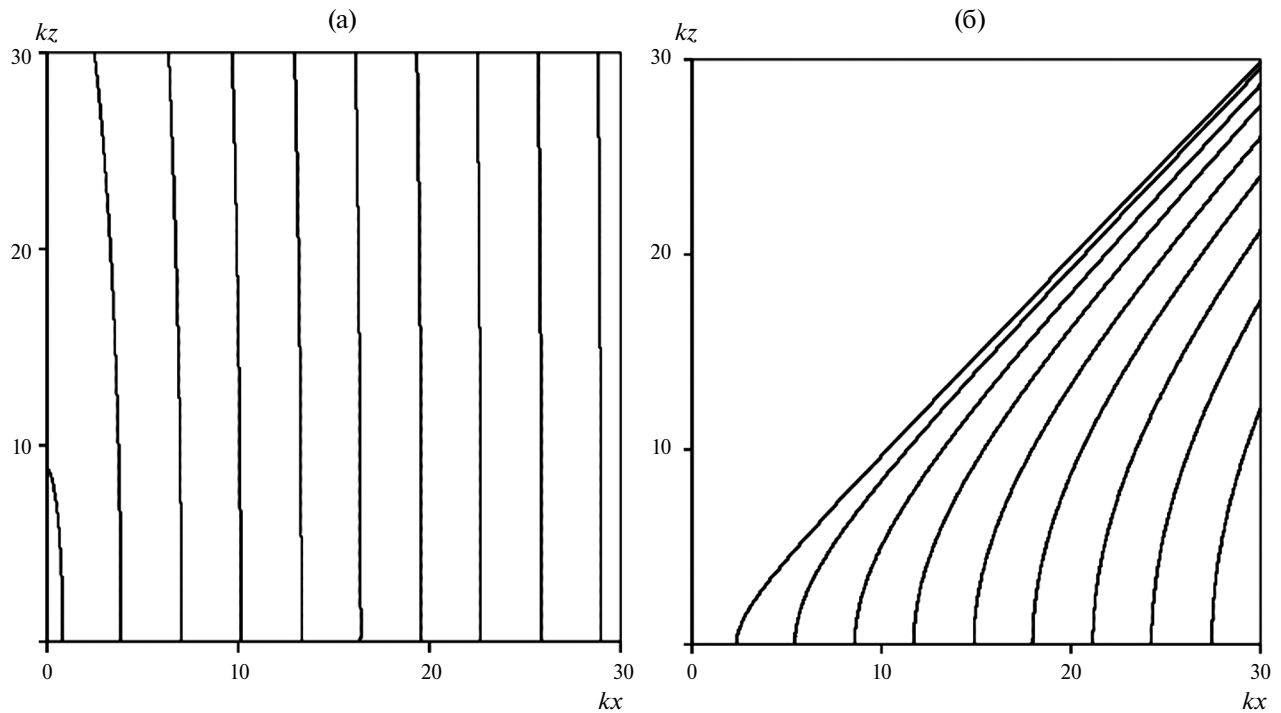


Рис. 4. Линии нулевой фазы $\arg p = 0$ для (а) — $\gamma = 0.01$ и (б) — $\gamma = -1$.

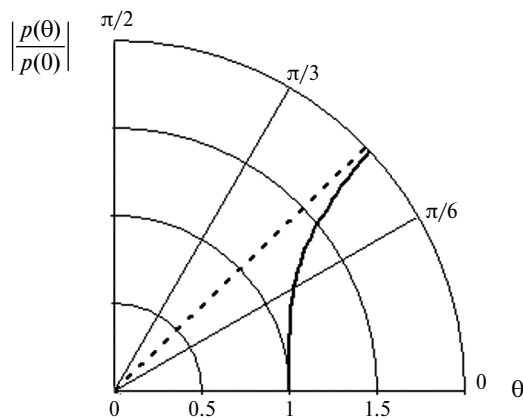


Рис. 5. Диаграмма направленности точечного источника в дипольной метасреде с $\gamma = -1$.

Волновой вектор $\left(\xi_0, \sqrt{\gamma(k^2 - \xi_0^2)}\right)$ задает плоскую волну, которая, в основном, определяет звуковое поле в точке наблюдения. Для $\gamma > 0$ величина ξ_0 принимает только действительные положительные значения, что соответствует однородным волнам.

Для отрицательных γ волны, задаваемые направлениями $\theta_0 < \theta < \pi/2$, где $\tan \theta_0 = -\gamma$, являются неоднородными. В пределе $\gamma \rightarrow -\infty$ однородные волны в метасреде исчезают полностью, как и в

неполяризованной метасреде на частотах, находящихся в полосе заграждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среда, заполненная дипольными резонаторами, как хорошо известно, может быть описана эффективной плотностью, которая на некоторых частотах принимает отрицательные значения. В этом случае говорят об отрицательной среде. Такая модель метасреды справедлива только, если дипольный момент резонатора коллинеарен скорости среды. Однако, если резонатор имеет фиксированное направление момента (пример конструкции приведен в [13]), то метасреда является анизотропной, что принципиально отличает ее от среды с включениями-резонаторами монопольного типа, имеющей изотропные макроскопические свойства и характеризуемой эффективной сжимаемостью.

Получено уравнение, описывающее гармонические волны в среде с анизотропной эффективной плотностью. Показано, что в некоторой полосе частот существует область пространства, в которую волны точечным источником не излучаются. В другой области пространства фронты распространяющихся волн имеют необычный вид — они обращены в обратную сторону от источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rayleigh L.* The theory of anomal dispersion // *Phil. Mag.* 1899. V. 48. P. 151.
2. *Sellmeier W.* Ueber die durch die Aetherschwingungen erregten Mitschwingungen der Körpertheilchen und deren Rückwirkung auf die ersteren, besonders zur Erklärung der Dispersion und ihrer Anomalien // *Annal. Phys. Chem.* 1872. V. 223. P. 386–403.
3. *Сивухин Д.В.* Оптика. М.: Наука, 1985. 752 с.
4. *Веселаго В.Г.* Волны в метаматериалах: их роль в современной физике // *Успехи физ. наук.* 2011. Т. 181. № 11. С. 1201–1205.
5. *Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М.* Поглощение звука и метаматериалы (Обзор) // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 5. С. 517–525.
6. *Foldy L.L.* Multiple scattering of waves // *Phys. Rev.* 1945. V. 67. № 3/4. P. 107–119.
7. *Ma G., Sheng P.* Acoustic metamaterials: From local resonances to broad horizons // *Sci. Adv.* 2016. V. 2. № 2. P. 1501595.
8. *Li J., Wen X., Sheng P.* Acoustic metamaterials // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 129. P. 171103.
9. *Gao N., Zhang Z., Deng J., Guo X., Cheng B., Hou H.* Acoustic metamaterials for noise reduction: A review // *Adv. Mater. Technol.* 2022. V. 7. № 6. P. e2100698.
10. *Zhang J., Hu B., Wang S.* Review and perspective on acoustic metamaterials: From fundamentals to applications // *Appl. Phys. Lett.* 2023. V. 123. P. 010502.
11. *Буров В.А., Дмитриев К.В., Сергеев С.Н.* Акустические «дважды отрицательные» среды // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 3. С. 292–306.
12. *Федотовский В.С.* Пористая среда как акустический метаматериал с отрицательными инерционными и упругими свойствами // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 5. С. 547–553.
13. *Канев Н.Г., Миронов М.А.* Дипольный резонансный рассеиватель звука // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 372–375.
14. *Канев Н.Г.* Тангенциальный импеданс // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 2. С. 270–274.
15. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
16. *Mironov M.* The dipole resonator and dipole waveguide insulator in dense liquid medium // *Acoustics.* 2022. V. 4. № 2. P. 469–478.

SOUND WAVES IN A MEDIUM WITH RESONANT INCLUSIONS OF A DIPOLE TYPE

N. G. Kanev^{a,b,*}, M. A. Mironov^{a,b}^a*Acoustic Institute named after. acad. N.N. Andreeva, st. Shvernika 4, Moscow, 117036, Russia*^b*Moscow State Technical University named after. N.E. Bauman, st. 2-ya Baumanskaya 5, building 1, Moscow, 105005 Russia*^{*}*e-mail: nikolay.kanev@mail.ru*

An elastic medium with inclusions that are small compared to the sound wavelength and differ in density is considered. If the inclusions are resonators that respond equally to the influence of waves coming from different directions, then the effective density of the medium in a certain frequency band becomes negative. If the direction of the dipole moment of the resonators is fixed, then the medium with inclusions has an anisotropic effective density. The Helmholtz equation for such a medium was obtained, and the field of a point source was studied.

Keywords: acoustic metamaterials, negative density, dipole resonator, polarization

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА И ЕГО ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТР

© 2024 г. А. В. Ванягин^а, А. В. Иляхинский^{а,*}, В. М. Родюшкин^{а,**}

^аИнститут проблем машиностроения РАН — филиал Федерального государственного
бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»,
ул. Белинского 85, Нижний Новгород, 603024 Россия

*e-mail: ilyahinsky-aleks@bk.ru

**e-mail: vlkn2005@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 22.02.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Решается практическая задача контроля образцов из различных металлов с использованием принципов нелинейной акустики. Для контроля использована поверхностная акустическая волна, процесс распространения которой в силу нелинейных эффектов сопровождается генерацией волны удвоенной частоты. Использовано экспериментальное устройство, позволяющее контролировать структурное состояние металла образца путем регистрации изменения нелинейного акустического параметра. Для возбуждения поверхностной волны использовался клиновый преобразователь с резонансной частотой 1 МГц. Прошедшая волна регистрировалась клиновым преобразователем с резонансной частотой 2 МГц. Показано, что нелинейный параметр для исследуемых материалов в исходном состоянии имеет разное значение не только для материалов, относящихся к разным классам, но и для материалов одного структурного класса, но с разным химическим составом (12Х17Г9АН4 и 12Х18Н10Т). Пластическая деформация на 2% не приводит к изменению нелинейного параметра для сплава АМг6 и сталей 12Х17Г9АН4, 20Х13Н4Г9 и 10ХСНД. Изменение нелинейного параметра в результате пластической деформации на 2% для нержавеющей сталей 12Х18Н10Т и 08Х17Н4М3 обусловлено изменением их фазового состава, связанного с мартенситным превращением. Представленные данные по изменению нелинейного параметра от ранних стадий упругопластического деформирования до предразрушения для АМг6 и 10ХСНД демонстрируют возможность его использования в качестве прогностического критерия предельного состояния материала.

Ключевые слова: упругая волна, нелинейность, металл, деформация, контроль

DOI: 10.31857/S0320791924040039 EDN: XFWYK1

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2], связанных с практической оценкой состояния эксплуатируемых элементов машин и конструкций, внимание привлечено к явлениям, обусловленным нелинейными акустическими свойствами деформируемого металла. Традиционно обсуждается классическая упругая решеточная нелинейность, связанная с проявлением слабой нелинейности (ангармонизмом) межатомного потенциала [3, 4], и структурно-обусловленная неклассическая нелинейность, существенно меняющая условия нелинейных взаимодействий [5, 6]. В работах [7–13] наблюдаемые

нелинейные акустические эффекты объясняются наличием в структуре исследуемого материала микроструктурных неоднородностей, контрастных по своим упругим параметрам по сравнению с однородной средой-матрицей. Аномально высокая структурная нелинейность, в том числе, характерна и для тел, обладающих нарушениями непрерывности (сплошности) материала — наличием трещин, пор, отслоений и т.п. Такая структурная нелинейность может на несколько порядков превышать классическую упругую нелинейность [6]. Результаты исследований в упомянутых работах предполагают, что нелинейные эффекты, наряду с линейными [14], могут служить источником информации

о структуре твердого тела. В тоже время измерения нелинейности, как правило, проводятся в лабораторных условиях [15–19] и применяются скорее как научный инструмент исследования, чем востребованный практикой способ неразрушающего контроля [20, 21].

Для ответа на практический вопрос: как принципы нелинейной акустики могут быть использованы при оценке состояния материала, следует оценить влияние структуры и пластической деформации на нелинейные свойства материалов с разной кристаллической структурой.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования были выбраны алюминиевый сплав (АМг6), нержавеющие стали (12Х18Н10Т, 12Х17Г9АН4 (ЭИ878), 08Х17Н4М3, 20Х13Н4Г9 (ЭИ100)) и низколегированная сталь (10ХСНД). Согласно литературным данным [22–24] указанные материалы обладают следующими характеристиками:

- Алюминиевый сплав АМг6 относится к группе термически не упрочняемых алюминиевых деформируемых сплавов. В исходном состоянии сплав имеет структуру: вытянутых гранецентрированных зерен α -твердого раствора легирующих элементов с развитой субзеренной структурой и густым сплетением дислокаций, закреплённых примесными атомами.
- Нержавеющие стали 12Х17Г9АН4 и 12Х18Н10Т относятся к группе сталей аустенитного класса, имеющих в основе мелкозернистую структуру гранецентрированного куба с наличием двойников.
- Структура нержавеющей стали 08Х17Н4М3 состоит из смеси двух фаз гранецентрированного аустенита и объемно центрированного тетрагонального α -железа (мартенсита).
- Структура нержавеющей стали 20Х13Н4Г9 (ЭИ100) состоит из смеси гранецентрированного аустенита и объемно центрированного α -железа (феррита).
- Сталь 10ХСНД является конструкционной сталью перлитного класса, структура которой состоит из смеси двух фаз — объемно центрированного α -железа (феррита) и карбида Fe_3C .

Пластическая деформация образцов проводилась путем растяжения на универсальной испытательной машине фирмы Tinius Olsen Ltd (модель Н100КУ) при скорости перемещения активного

захвата 0.005 м/мин. Деформация образцов измерялась экстензометром модели 3542 с базой 50 мм и разрешающей способностью системы измерения деформации 0.001 мм с пределом допускаемой погрешности $\pm 0.5\%$

Экспериментальная оценка нелинейного акустического параметра проводилась на рабочей части плоских образцов с длиной рабочей части 120 мм, шириной 20 мм и толщиной 5 мм (пропорциональные образцы № 21 Гост 1497-84) в исходном состоянии и после пластической деформации с использованием поверхностных волн Рэлея. Выбор поверхностных волн был обусловлен тем, что в процессе эксплуатации изменение структурного состояния и накопление повреждений первоначально происходит преимущественно в поверхностных слоях, а затем распространяется в толщу металла [25]. Кроме этого, применение такого типа зондирующих волн позволяет использовать их для ультразвукового контроля деталей и заготовок любой формы [26]. Нелинейные уравнения упруго-пластической среды, описывающие связь между механическим напряжением и деформацией, наглядно демонстрируют [27, 28], что наличие даже малых пластических деформаций приводит к появлению удвоенной частоты (второй гармоники) в спектре сдвиговой волны. Поверхностная акустическая волна Рэлея (ПАВ) имеет эллиптическую поляризацию и содержит две упругие компоненты: поперечную и продольную. Поэтому процесс распространения такой волны сопровождается генерацией волны удвоенной частоты, как ее продольной составляющей, так и сдвиговой. Зависимость амплитуды второй гармоники A_{2f} от амплитуды основной волны A_f определяется выражением [29]: $A_{2f} = Nk_f^2 L A_f^m / 8$, где N — нелинейный акустический параметр второго порядка, k_f — волновой вектор основной волны, L — длина пути распространения волны, m — параметр, характеризующий механизм упругой нелинейности. В бездефектном твердом теле упругая нелинейность определяется ангармонизмом межатомного взаимодействия. В этом случае показатель степени m равен 2. В средах со структурной нелинейностью значения показателя m зависят от состояния дефектной структуры и, как правило, меньше 2 [30]. Отсюда следует, что экспериментально измеренное отношение амплитуд первой и второй гармоник $A_{2f} / A_f^m = Nk_f^2 L / 8$

будет характеризовать нелинейные свойства металла исследуемого образца в случае изменения их дефектной структуры. Следует отметить, что использовать в качестве основной волны короткий импульс упругих волн (стандартная процедура ультразвукового контроля) проблематично. Исходный спектр таких импульсов [31] маскирует информационные составляющие в прошедшем среду сигнале. Поэтому решение проблемы экспериментального обоснования спектрального метода акустического зондирования состояло в генерации сигнала с узкой полосой спектра и низким уровнем шумов. Специализированное устройство [32],

блок-схема которого приведена на рис. 1, формировало радиоимпульс постоянной амплитуды с частотой заполнения 1 МГц длительностью 3.5 мс, который подавался на клиновый пьезоэлектрический преобразователь (ПЭП), имеющий резонансную частоту 1 МГц. Сигнал от прошедшей металл ПАВ регистрировался установленным в одном блоке на фиксированном расстоянии 50 мм ПЭП с резонансной частотой 2 МГц, поступал на усилитель, оцифровывался и запоминался в буферном ОЗУ.

Спектральный анализ зарегистрированного сигнала проводился с оценкой в логарифмических единицах разности амплитуд спектральных

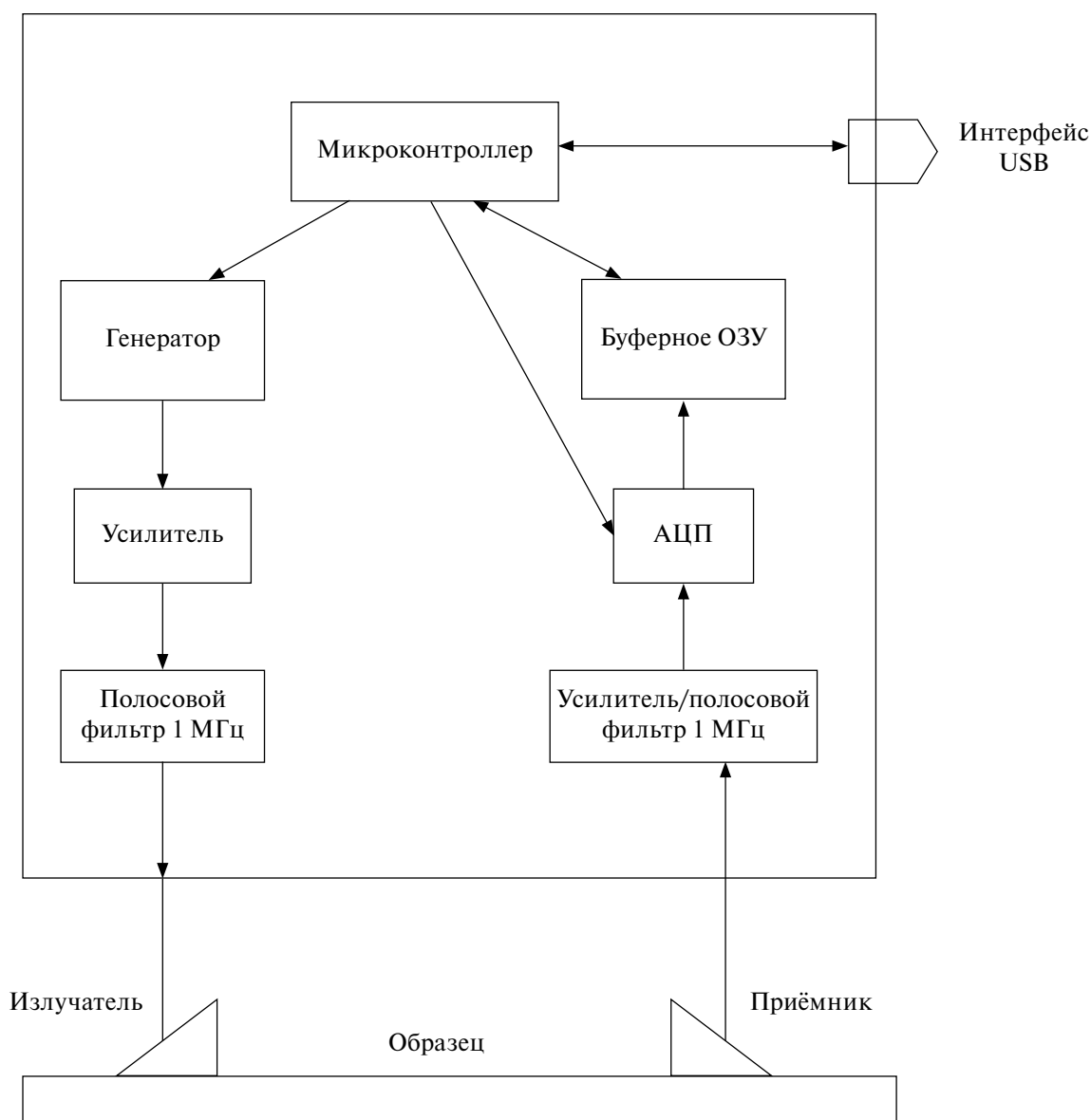


Рис. 1. Функциональная схема устройства для измерения нелинейного акустического параметра.

Таблица 1. Результаты измерения НАП в исходном состоянии и после пластической деформации 2%.

Материал	АМг6	12Х18Т	12Х17Г9А4	08Х17Н4М3	20Х13Н4Г9	10ХСНД
0%, НАП, дБ	6.5±0,8	16.9±0.2	−22.5±0.3	−4.7±0.2	−23±0.2	−8.4±0.6
2%, НАП, дБ	7.2±0.7	18.4±0.2	−22.5±0.2	−9.5±0.3	−23±0.3	−8.8±0.7

компонент 2 и 1 МГц. Эта разность, как и в случае [33], была принята за упрощенный нелинейный акустический параметр (НАП), который в дальнейшем использовался авторами для относительных оценок изменения акустической нелинейности исследуемых материалов в долях единиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения нелинейного акустического параметра в исходном состоянии и после пластической деформации на 2% приведены в табл. 1.

Отметим, что данные, приведенные в табл. 1, представляют собой средние значения НАП, полученные в результате многократных измерений с последующей статистической обработкой и оценкой доверительного интервала для уровня значимости $\alpha = 0.05$.

Как видно из результатов, приведенных в табл. 1, НАП для исследуемых материалов в исходном состоянии имеет разное значение не только для материалов, относящихся к разным структурным классам, но и для материалов, относящихся к одному структурному классу, но с разным химическим составом (12Х17Г9АН4 и 12Х18Н10Т). Это обусловлено различными причинами нелинейности: в одном случае структурной нелинейностью, а в другом нелинейностью, связанной с ангармонизмом межатомного взаимодействия. Пластическая

деформация на 2% не привела к изменению НАП для сплава АМг6 и сталей 12Х17Г9АН4, 20Х13Н4Г9 и 10ХСНД. Изменение в результате пластической деформации НАП для нержавеющей сталей 12Х18Н10Т и 08Х17Н4М3 обусловлено изменением их фазового состава, связанного с мартенситным превращением, подтверждением которого являются результаты измерения коэрцитивной силы магнитным структуроскопом КРМ-Ц-К2М, приведенные в табл. 2.

Для мониторинга повреждения металла, связанного с появлением «зародышей» процесса разрушения, образцы алюминиевого сплава АМг6 и стали 10ХСНД были подвергнуты пластической деформации до образования на рабочей части образцов зоны гарантированного повреждения в виде шейки, которая образовалась на расстоянии 9 см от края образца АМг6 и 8 см образца стали 10ХСНД. Данные о значениях показателей нелинейности по длине образцов, полученные с помощью разработанного устройства, представлены на рис. 2.

Следует отметить, что доверительный интервал данных, представленных на рис. 2, не превышает доверительные интервалы данных в табл. 1 только при уровне значимости $\alpha = 0.1$. Такое снижение уровня значимости доверительного интервала истинного значения оцениваемого параметра НАП, по-видимому, связано с изменением контактной нелинейности при перемещении пьезопреобразователей по поверхности образцов.

Как видно из приведенного рис. 2, существенное увеличение НАП наблюдается в точке наи-

Таблица 2. Результаты измерения коэрцитивной силы.

Материал	12Х18Н10Т	12Х17Г9АН4	08Х17Н4М3	20Х13Н4Г9
0% НС, А/см	0	0.5±0.1	0.8±0.1	0.5±0.1
2% НС, А/см	0.5±0.1	0.5±0.1	10±0.1	0.6±0.1

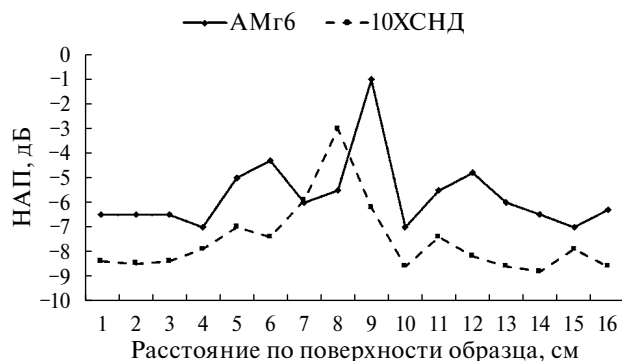


Рис. 2. Результаты измерения НАП по поверхности образцов, подвергнутых пластической деформации до образования шейки.

большого повреждения материала, а именно в точке образования шейки образца — зоне предразрушения. Это изменение НАП составляет величину порядка 6 дБ или почти в 2 раза по линейной шкале. В то же время, как было показано в [34], изменение скорости поверхностной волны в состоянии предразрушения составляет величину порядка не более чем 1%. Такое значимое изменение НАП в зоне образования шейки в основном определяется структурной нелинейностью металла, связанной с появлением элементов свободного объема (микротрещин).

ВЫВОДЫ

Показано, что наблюдаемые изменения НАП в процессе деформирования металла в основном определяются структурной нелинейностью, особенно в случае появления в структуре элементов свободного объема. Поэтому контроль НАП можно использовать как неразрушающий инструмент оценки структурного состояния металла, связанного с предразрушением.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН на проведение фундаментальных научных исследований на 2024–2026 гг. (FFUF-2024-0031, № НИОКТР 1023032800130-3-2.3.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитина Н. Е. Акустоупругость. Опыт практического применения. Н. Новгород: ТАЛАН, 2005. 208 с.
2. Углов А. Л., Ерофеев В. И., Смирнов А. Н. Акустический контроль оборудования при изготовлении

и эксплуатации. Под ред. академика Митенкова Ф. М. М.: Наука, 2009. 280 с.

3. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 309 с.
4. Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике. Под ред. Гапонова-Грехова А. В. АН СССР, Науч. совет по пробл. «Акустика», Акуст. ин-т им. Н. Н. Андреева, Ин-т прикл. физики. Москва: Наука, 1990. 236 с.
5. Руденко О. В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов акустической диагностики // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
6. Зайцев В. Ю., Назаров В. Е., Таланов В. И. Неклассические проявления микроструктурно-обусловленной нелинейности: новые возможности для акустической диагностики // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 97–102.
7. Коробов А. И., Агафонов А. А., Изосимова М. Ю. Нелинейные упругие волны в твердотельном изотропном клине с дефектами // Журн. техн. физ. 2018. Т. 88. № 3. С. 385–391.
8. Баллад Е. М., Коршак Б. А., Можяев В. Г., Солодов И. Ю. Генерация третьей гармоники и акустическая нелинейность высших порядков в твердых телах // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2001. № 6. С. 44–48.
9. Иляхинский А. В., Родюшкин В. М. Экспериментальные исследования влияния повреждаемости стали на закономерности распространения поверхностных волн // Вестн. Пермского национального исследовательского политехнического ун-та. Механика. 2018. № 3. С. 36–43.
10. Асаинов А. Ф., Ко Сел Лен, Солодов И. Ю. Нелинейное рассеяние поверхностных акустических волн механическими дефектами твердого тела // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 592–597.
11. Назаров В. Е., Сутин А. М. Генерация гармоник при распространении упругих волн в твердых нелинейных средах // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 711–716.
12. Зайцев В. Ю., Назаров В. Е., Турна В., Гусев В. Э., Кастаньеде Б. Экспериментальное исследование нелинейных акустических эффектов в зернистых средах // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 5. С. 633–644.

13. Коробов А. И., Прохоров В. М. Нелинейные акустические свойства алюминиевого сплава В95 и композита В95 // Акуст. журн. 2016. № 6. С. 661–667.
14. Хлыбов А. А., Углов А. Л., Рябов Д. А. О возможности спектрально-акустического контроля поврежденности поликристаллических материалов на базе имитационно-механической модели // Физическая мезомеханика. 2023. Т. 26. № 2. С. 106.
15. Gonchar A. V., Mishakin V. V., Klyushnikov V. A. The effect of phase transformations induced by cyclic loading on the elastic properties and plastic hysteresis of austenitic stainless steel // Int. J. of Fatigue. 2018. V. 106. P. 153–158.
16. Ботвина Л. Р., Петерсен Т. Б., Жаркова Н. А., Тютин М. Р., Будыева В. Г. Акустические свойства малоуглеродистой стали на различных стадиях разрушения // Деформация и разрушение. 2005. № 4. С. 35–41.
17. Паздера Л., Коренска Л., Манычева М. Экспериментальное исследование нелинейных эффектов, происходящих в структуре из бетона с нарушениями сплошности // Дефектоскопия. 2013. № 9. С. 47–55.
18. Yamagishi H., Fukuhara M. Degradation behavior of moduli in extruded pure magnesium during low- to giga-scale cyclic tension fatigue // Acta Materialia. Elsevier. United Kingdom. 2012. № 12 (60). P. 4759–4767.
19. Somekawa H., Maruyama N., Hiromoto S., Yamamoto A., Mukai T. Fatigue Behaviors and Microstructures in an Extruded Mg-Al-Zn Alloy // Materials transactions / The Japan Institute of Metals. Japan. 2008. № 3 (49). P. 681–684.
20. Соловьев В. В., Родюшкин В. М., Иляхинский А. В., Сова А. Н. Исследования методом акустического зондирования физико-механических свойств стали 10ХСНД, используемой в конструкциях космического назначения // «Двойные технологии». 2022. № 2 (99). С. 33–37.
21. Иляхинский И. А., Бугреев А. В., Иляхинский А. В., Родюшкин В. М. Неразрушающий контроль структуры карбидо-кремний-графитового композита акустическим методом // Атомная энергия. 2015. Т. 119. № 6. С. 336–338.
22. Мальцев М. В. Металлография промышленных цветных металлов и сплавов. 2-е изд. М.: Металлургия, 1970. 364 с.
23. Химушин Ф. Ф. Нержавеющие стали. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Металлургия, 1967. 800 с.
24. Лахтин Ю. М., Леонтьева В. П. Материаловедение: Учебник для высших технических учебных заведений. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1990. 528 с.
25. Панин В. Е. Основы физической мезомеханики // Физическая мезомеханика. 1998. Т. 1. № 1. С. 5–22.
26. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
27. Бакушев С. В. Продольно-поперечные волны деформаций слабого разрыва // Проблемы прочности и пластичности. 2014. Т. 76. С. 114–121.
28. Доронин А. М., Ерофеев В. И. Генерация второй гармоники сдвиговой волны в упруго-пластической среде // Письма о материалах. 2016. Т. 6. № 2. С. 102–104.
29. Ширгина Н. В., Кокшайский А. И., Коробов А. И. Нелинейные упругие явления при распространении акустических волн на плоской шероховатой границе твердых тел // Ученые записки физического факультета московского университета. 2017. № 4. С. 1740802.
30. Кокшайский А. И., Коробов А. И., Ширгина Н. В. Диагностика упругих свойств плоской границы двух шероховатых сред поверхностными акустическими волнами // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 2. С. 152–157.
31. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М.: Книжный дом «Либроком», 2009. 240 с.
32. Ванягин А. В., Родюшкин В. М. Измерение акустической нелинейности поврежденного металла // Измерительная техника. 2017. № 10. С. 42–44.
33. Ren G., Kim J., Jhang K.-Y. Relationship between second- and third-order acoustic nonlinear parameters in relative measurement // Ultrasonics. 2015. V. 56. P. 539–544. <http://www.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.10.009>
34. Зуев Л. Б., Данилов В. И. Физические основы прочности материалов. Долгопрудный.: ИД Интеллект, 2016. 376 с.

INFLUENCE OF METAL STRUCTURE AND PLASTIC DEFORMATION ON NONLINEAR ACOUSTIC PARAMETER

A. V. Vanyagin^a, A. V. Ilyakhinskii^{a,*}, V. M. Rodyushkin^{a,}**

Practical task of samples control from various metals using principles of nonlinear acoustics is solved. A surface acoustic wave (surfactant) was used for control, the propagation process of which, due to nonlinear effects, is accompanied by generation of a doubled frequency. An experimental device is used to monitor the structural state of the sample metal by recording a change in a nonlinear acoustic parameter. To excite surfactants, a wedge converter with a resonance frequency of 1 MHz was used. The past wave was recorded by a wedge transducer with a resonance frequency of 2 MHz. It has been shown that NAP for tested materials in the initial state has different significance not only for materials belonging to different classes, but also for materials belonging to the same structural class with different chemical composition (12X17G9AN4 and 12X18H10T). Plastic deformation by 2% does not lead to a change in NAP for alloy AMg6 and steels 12X17G9AN4, 20X13N4G9 and 10XSND. The change as a result of plastic deformation by 2% NAP for stainless steels 12X18N10T and 08X17N4M3 is due to a change in their phase composition associated with martensitic transformation. The presented data on the change in NAP from early stages of elastoplastic deformation to pre-destruction for AMg6 and 10XSND demonstrate the possibility of its use as a prognostic criterion for the limit state of the material.

Keywords: elastic wave, nonlinearity, metal, deformation, control.

РЕГУЛИРУЕМАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ КАК ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ

© 2024 г. Б. Д. Зайцев^{а,*}, И. А. Бородин^а, А. А. Теплых^а, А. П. Семёнов^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук,
Саратовский филиал, Саратов, Россия

*e-mail: zai-boris@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 20.05.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Экспериментально исследована акустическая линия задержки, состоящая из двух пластин ниобата лития $Y-X$ среза толщиной 0.2 мм, расположенных друг на друге. На краю каждой пластины расположен встречно–штыревой преобразователь. На один преобразователь подается ВЧ напряжение (импульсное или непрерывное), которое возбуждает пьезоактивную акустическую волну с поперечно–горизонтальной поляризацией, бегущую в первой пластине. Электрическое поле этой волны, проникая во вторую пластину, возбуждает в ней акустическую волну, которая преобразуется в электрический сигнал с помощью второго встречно–штыревого преобразователя. Меняя расстояние между преобразователями путем сдвига одной пластины относительно другой, можно менять фазу выходного сигнала и время задержки.

Ключевые слова: пластины ниобата лития, акустическая волна с поперечно–горизонтальной поляризацией, встречно–штыревой преобразователь, полные потери, фаза выходного сигнала, время задержки

DOI: 10.31857/S0320791924040046 EDN: XFWRDE

1. ВВЕДЕНИЕ

Особенности прохождения акустических волн через границу раздела двух контактирующих твердых тел являются объектом пристального внимания исследователей, работающих в области акустического неразрушающего контроля [1, 2]. Кроме того, граница контакта двух твердых тел сама по себе является интересным объектом для изучения линейного и нелинейного прохождения и отражения объемных [3, 4] и поверхностных [5] акустических волн. В этих случаях взаимодействие акустических волн осуществляется благодаря механическому контакту твердых тел, качество которого можно регулировать статическим давлением.

Существуют ситуации, когда связь пьезоактивных волн в разных твердых объектах осуществляется через их электрические поля. В этом плане известны работы по исследованию поверхностных щелевых волн в полубесконечных средах, разделенных вакуумным (воздушным) зазором [6–8]. Степень связи взаимодействующих волн определяется коэффициентом электромеханической связи.

Хорошо известно, что многие акустические волны в пьезоэлектрических пластинах обладают гораздо большим коэффициентом электромеханической связи по сравнению с поверхностными и объемными волнами [9]. Это означает, что акустическая волна, распространяющаяся в пьезоэлектрической пластине, сопровождается электрическим полем в окружающем пространстве (в вакууме или воздухе). Чем больше коэффициент электромеханической связи, тем больше напряженность электрического поля в прилегающем к пластине вакууме (воздухе) при одной и той же мощности волны [9]. Теоретическое и экспериментальное исследование влияния идеально проводящего экрана вблизи поверхности пластины с распространяющейся волной [9] позволило определить глубину проникновения электрического поля в прилегающее пространство. Оказалось, что на частоте 3.5 МГц для акустической волны с поперечно–горизонтальной поляризацией, распространяющейся в пластине ниобата лития $Y-X$ среза толщиной 140 мкм, глубина проникновения электрического поля в вакуум (воздух) составляет примерно 150 мкм. Этот факт

обуславливает существование щелевых акустических мод в структуре, состоящей из двух безграничных пьезоэлектрических пластин, разделенных воздушным (вакуумным) зазором [10]. Если же над линией задержки с двумя встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) поместить с некоторым зазором пьезоэлектрическую пластину конечной ширины в пространстве между ВШП, то на частотной характеристике полных потерь появляются резонансные пики потерь, связанные с резонансом щелевой моды [11]. Такая структура позволила разработать эффективные жидкостные [12] и биологические [13] датчики. Очевидно, что электрическое поле, сопровождающее бегущую акустическую волну, может сыграть роль генератора акустической волны в соседней пьезоэлектрической пластине. Таким образом можно сконструировать простую линию задержки с переменным временем задержки или простой и надежный фазовращатель. Именно этой проблеме посвящена настоящая статья.

ОПИСАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ

На рис. 1 представлена схема линии задержки, состоящей из двух пьезоэлектрических пластин ниобата лития Y -среза, лежащих друг на друге. Толщина каждой пластины составляет ~ 200 мкм. Входной встречно-штыревой преобразователь, расположенный на первой пластине (1), возбуждает акустическую волну с поперечно-горизонтальной поляризацией на частоте, лежащей в диапазоне 2.5–3.7 МГц. Ось X обеих пластин сориентирована вдоль направления распространения

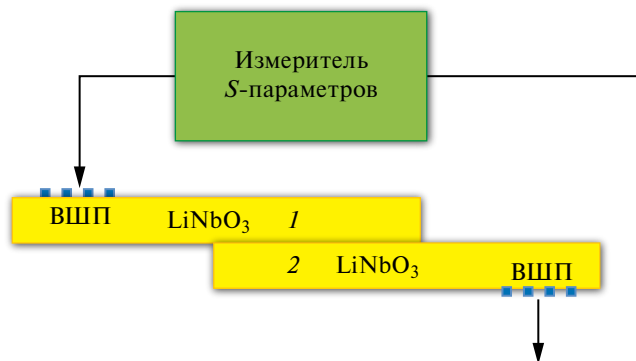


Рис. 1. Схема линии задержки, состоящая из двух пьезоэлектрических пластин ниобата лития Y -среза.

волны. Электрическое поле акустической волны, распространяющейся в пластине (2), возбуждает точно такую же волну во второй пластине, которая преобразуется в электрический сигнал с помощью ВШП, расположенного на второй пластине. Каждый ВШП содержит 8 пар расщепленных электродов с периодом 1.38 мм и апертурой 8 мм. Такие электроды были использованы для уменьшения отражения акустической волны от преобразователя [14]. Очевидно, что время задержки и фаза выходного сигнала зависят от расстояния между преобразователями. Рассмотренная линия задержки подключалась к измерителю S параметров E5072C (Keysight Technology) в режиме измерения параметра S_{12} (см. рис. 1). На рис. 2а и 2б представлены частотные зависимости полных потерь S_{12} для случая, когда указанное расстояние между ВШП равно 8 мм (рис. 2а) и 18 мм (рис. 2б). Видно, что минимальные потери на частоте 3.25 МГц составляют ~ 23.4 дБ и 27.8 дБ для расстояний между ВШП 8 и 18 мм, соответственно. Эти данные позволили

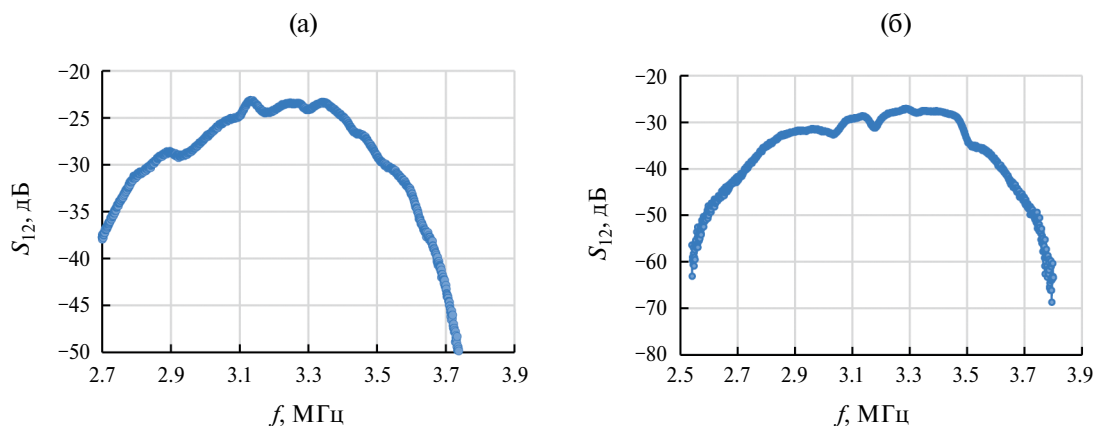


Рис. 2. Частотные зависимости полных потерь S_{12} для соединенных линий задержки, при расстоянии между ВШП (а) — 8 мм и (б) — 18 мм.

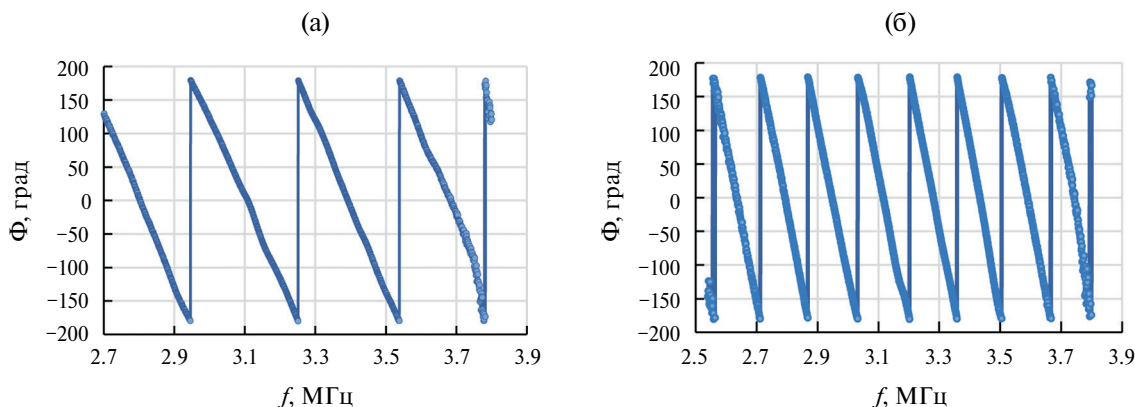


Рис. 3. Частотные зависимости фазы выходного сигнала Φ соединенных линий задержки при расстоянии между ВШП (а) — 8 мм и (б) — 18 мм.

оценить величину удельного затухания, которая оказалась равной 4.4 дБ/см. На рис. 3а и 3б представлены частотные зависимости фазы выходного сигнала, когда расстояние между ВШП для соединенных линий задержки соответственно равно 8 мм (рис. 3а) и 18 мм (рис. 3б). Видно, что фаза практически линейно зависит от частоты в указанном диапазоне, что указывает на отсутствие паразитных переотражений. Наклон частотных зависимостей фазы выходного сигнала позволил оценить время задержки τ по известной формуле [15]:

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{df}.$$

Здесь Φ — фаза выходного сигнала, f — частота волны. Оценки показали, что времена задержки для расстояний $d = 8$ мм и $d = 18$ мм оказались равными 3.37 мкс и 5.62 мкс, соответственно. В результате, фазовая скорость волны оказалась равной 4444 м/с. Сравнение с теорией будет проведено ниже.

Таким образом, рассмотренную структуру можно рассматривать как простейший фазовращатель в диапазоне частот вблизи частоты 3.25 МГц. На рис. 4 представлена зависимость фазы выходного сигнала от расстояния между преобразователями. Видно, что изменение фазы на 360 градусов можно обеспечить сдвигом пластин на длину волны (~ 1.38 мм). Для создания такого же сдвига фазы с помощью электромагнитного кабеля на частоте ~ 3.25 МГц потребовалась бы изменение его длины на ~ 92 м.

Рассмотренную структуру можно также рассматривать как линию задержки с переменным временем задержки. На рис. 5 представлена схема установки для измерения группового времени

задержки. Высокочастотный радиоимпульс на частоте 3.25 МГц с выхода генератора R&S SMB100A (Rohde & Schwarz) проходил исследуемую линию задержки и поступал на вход осциллографа C1-96. Синхронизация генератора и развертки осциллографа осуществлялась импульсным генератором Г5-54. На рис. 6 представлены осциллограммы зондирующего сигнала (рис. 6а) и задержанного сигнала с расстоянием между ВШП 2 мм (рис. 6б), 7 мм (рис. 6в), 12 мм (рис. 6г) и 17 мм (рис. 6д). При этом значения времени задержки равнялись 1.1, 2.2, 3.3 и 4.4 мкс, соответственно (цена деления развертки осциллографа составляла 2 мкс/см). Эти значения позволили найти групповую скорость волны, которая оказалась равной 4545 м/с. Сравнение с теорией также будет сделано ниже. При этом полные потери для указанных задержек оказались равными 24, 24, 26 и 28 дБ.

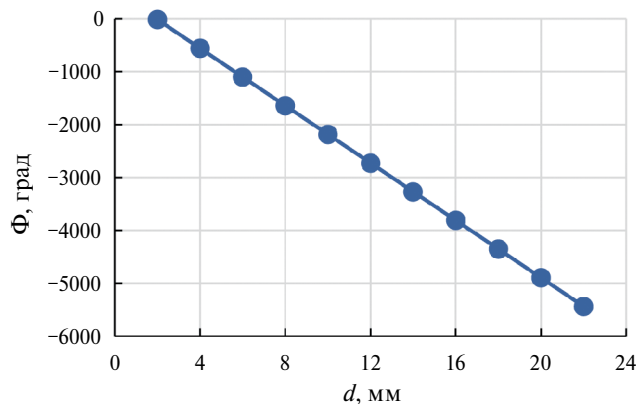


Рис. 4. Зависимость фазы Φ выходного сигнала от расстояния между ВШП.

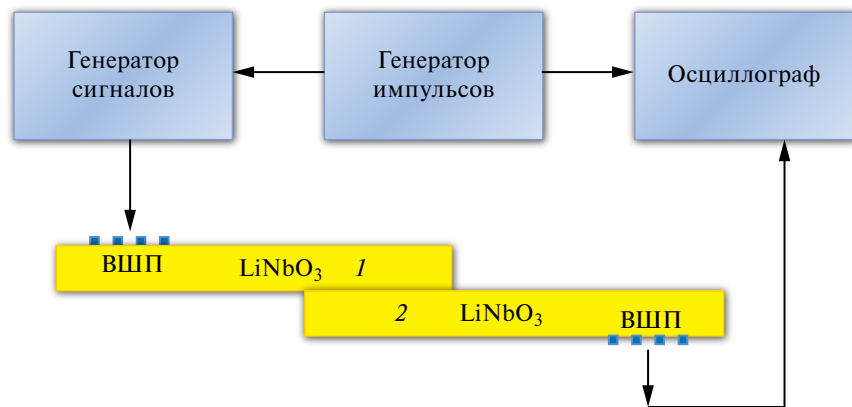


Рис. 5. Схема установки для измерения группового времени задержки.

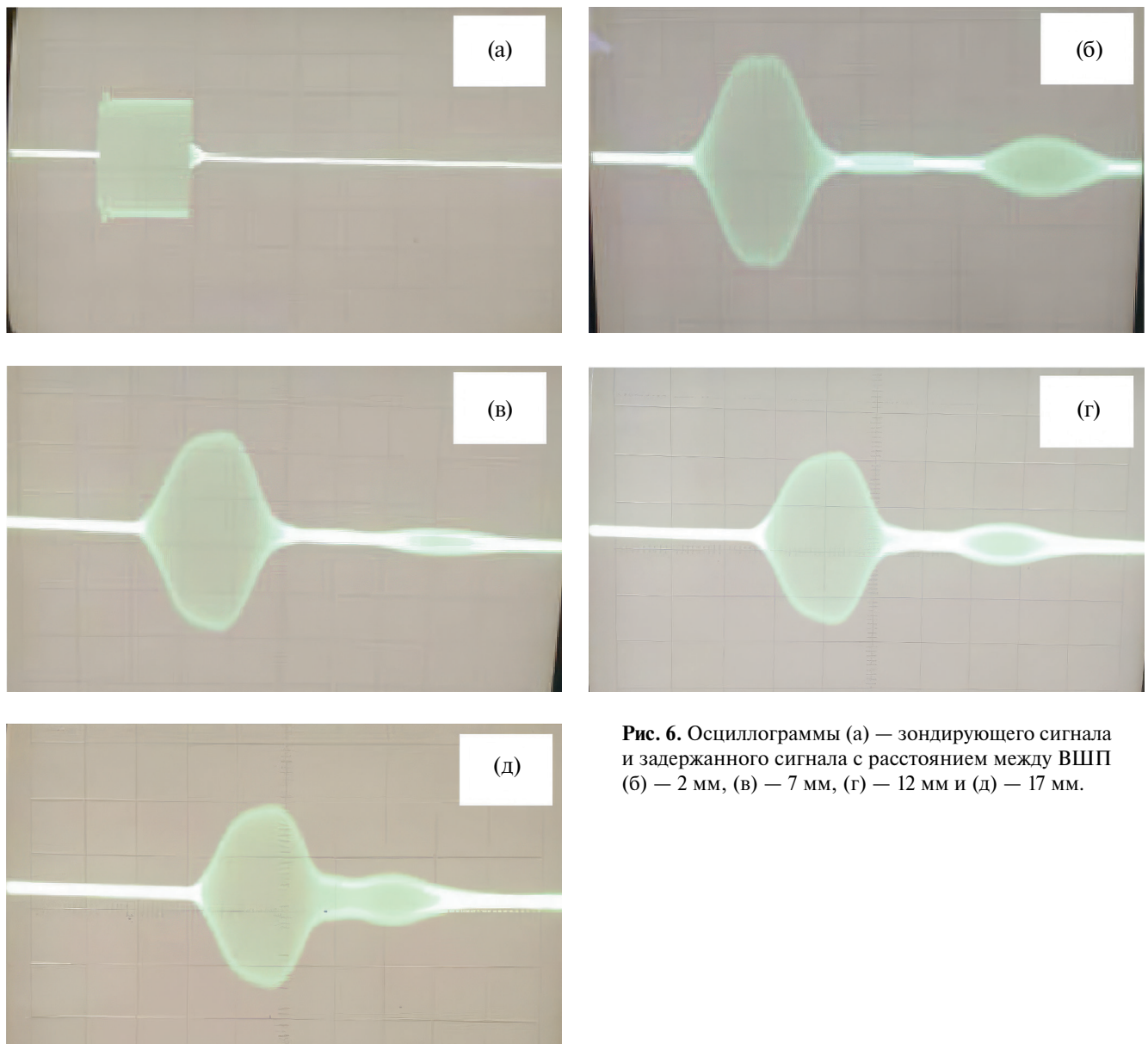


Рис. 6. Осциллограммы (а) — зондирующего сигнала и задержанного сигнала с расстоянием между ВШП (б) — 2 мм, (в) — 7 мм, (г) — 12 мм и (д) — 17 мм.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ФАЗОВОЙ И ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ЩЕЛЕВОЙ ВОЛНЫ

Была также проведена теоретическая оценка фазовой и групповой скорости щелевой моды с поперечно-горизонтальной поляризацией. Две пластины ниобата лития Y -среза толщиной 0.2 мм располагались друг над другом с некоторым зазором h . Кристаллографические оси X были параллельны друг другу. В качестве исходных уравнений использовались уравнение движения, уравнение Лапласа и материальные уравнения для механического напряжения и электрической индукции в пьезоэлектрической среде [9]. Использовались также электрические граничные условия: непрерывность электрического потенциала и нормальной компоненты электрической индукции на границах раздела кристалл–вакуум. В качестве механического граничного условия использовалось равенство нулю всех компонент механического напряжения на границах кристалл–вакуум. Решением являлась плоская неоднородная волна, распространяющаяся в направлении оси X . Рассматривалась двумерная задача, т.е. в направлении оси Z все величины считались постоянными. Было установлено, что для выбранной кристаллографической ситуации пьезоактивной является волна с поперечно–горизонтальной поляризацией нулевого порядка. В результате были найдены зависимости фазовой и групповой скоростей от величины зазора, которые представлены на рис. 7. Видно, что с увеличением ширины зазора от 1 до 1000 мкм фазовая скорость монотонно уменьшается от 4424 м/с до 4409 м/с. При этом групповая скорость уменьшается от 4448 м/с до 4440 м/с и затем возрастает до 4445 м/с.

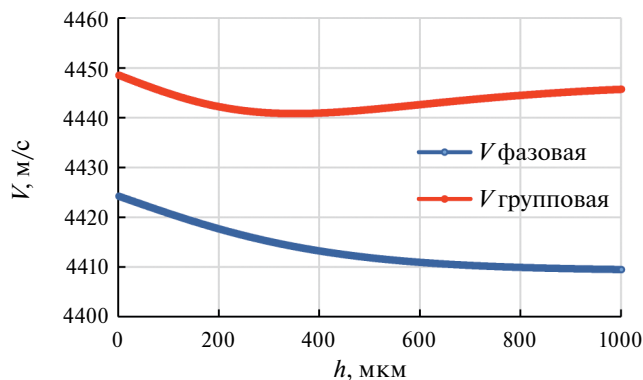


Рис. 7. Зависимости фазовой и групповой скоростей от величины зазора между пьезоэлектрическими пластинами.

Для того чтобы сопоставить экспериментальные данные с теоретическими выводами, были проделаны следующие рассуждения. В эксперименте толщина каждой из пластин ниобата лития Y -среза была уменьшена от стандартного значения 0.5 мм до 0.2 мм путем механической шлифовки поверхности, свободной от встречно-штыревых преобразователей с помощью набора порошков корунда. Заключительной процедурой была шлифовка корундом с размером зерна 10/7 мкм. Как известно [16], в этом случае при полировке ниобата лития на стеклянном полировальнике максимальная шероховатость поверхности равна примерно 0.9 мкм. Поэтому для сравнения с теорией было сделано предположение о том, что в эксперименте ширина зазора между соприкасающимися пластинами равна 1 мкм. Таким образом, при ширине зазора 1 мкм из теории следует, что фазовая скорость равна 4424 м/с, что хорошо соответствует экспериментальному значению 4444 м/с (расхождение 0.5%). Теоретическое значение групповой скорости 4447 м/с также соответствует экспериментальному значению 4545 м/с (с расхождением 2.2%).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована акустическая линия задержки, состоящая из двух пластин ниобата лития Y – X среза толщиной 0.2 мм, лежащих друг на друге. На краю каждой пластины расположен встречно–штыревой преобразователь, содержащий 8 пар расщепленных электродов с периодом 1.38 мм и апертурой 8 мм. На один преобразователь подается ВЧ напряжение (импульсное или непрерывное), которое возбуждает пьезоактивную акустическую волну с поперечно–горизонтальной поляризацией, бегущую в первой пластине. Электрическое поле этой волны, проникая во вторую пластину, возбуждает в ней такую же акустическую волну, которая преобразуется в электрический сигнал с помощью второго встречно–штыревого преобразователя. Меняя расстояние между преобразователями путем сдвига одной пластины относительно другой, можно менять время задержки и фазу выходного сигнала. Рабочая частота лежит в диапазоне 2.5–3.7 МГц. Показано, что изменение расстояния между преобразователями от 2 до 17 мм меняет время задержки в пределах 1.1–4.4 мкс. При этом сдвиг пластин на 1.38 мм меняет фазу выходного сигнала на 360°. Был проведен теоретический анализ щелевой волны в такой структуре. Оказалось, что при ширине зазора

1 мкм фазовая скорость равна 4424 м/с, что хорошо соответствует экспериментальному значению 4444 м/с (расхождение 0.5%). Теоретическое значение групповой скорости 4447 м/с также соответствует экспериментальному значению 4545 м/с (расхождение составляет 2.2%). При сравнении с теорией было сделано предположение о том, что в эксперименте ширина зазора между соприкасающимися пластинами равна 1 мкм, поскольку при шлифовке ниобата лития порошком корунда с размером зерна 10/7 мкм максимальная шероховатость поверхности равна примерно 0.9 мкм [16]. Кроме того, теоретический анализ показал равенство нулю нормальных компонент механического смещения распространяющихся волн на каждой стороне пьезоэлектрических пластин. Это подтверждает тот факт, что волны в различных пластинах связаны только благодаря наличию электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 24-29-00289).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зацепин А. Ф.* Физические основы ультразвуковой дефектометрии: учебное пособие. Ч. 2. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ–УПИ, 2006. 117 с.
2. *Макалкин Д. И., Карабутов А. А., Саватеева Е. В.* Прецизионное измерение групповой скорости ультразвука твердых сред в образцах миллиметровой толщины // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 6. С. 685–694.
3. *Коробов А. И., Кокшайский А. И., Ширгина Н. В., Ахматгалиев В. А.* Генерация высших акустических гармоник на плоской шероховатой границе двух твердых тел // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 481–488.
4. *Коробов А. И., Ширгина Н. В., Кокшайский А. И.* Влияние давления на нелинейное отражение упругих волн от границы двух твердых сред // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 182–190.
5. *Кокшайский А. И., Коробов А. И., Ширгина Н. В.* Диагностика упругих свойств плоской границы двух шероховатых сред поверхностными акустическими волнами // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 2. С. 152–157.
6. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716–723.
7. *Балакирев М. К., Богданов С. В., Горнаков А. В.* Экспериментальное исследование щелевых волн в LiJ03 // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2508–2510.
8. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, Сибирское Отделение, 1982. 239 с.
9. *Зайцев Б. Д., Кузнецова И. Е.* Акустические волны в тонких пьезоэлектрических пластинах. М.: Радиотехника, 2018. 239 с.
10. *Двоешерстов М. Ю., Чередник В. И., Петров С. Г., Чириманов А. П.* Численный анализ свойств щелевых электроакустических волн // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 776–782.
11. *Borodina I. A., Zaitsev B. D., Kuznetsova I. E., Teplykh A. A.* Acoustic waves in a structure containing two piezoelectric plates separated by an air (Vacuum) gap // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2013. V. 60. № 12. P. 2677–2681.
12. *Borodina I. A., Zaitsev B. D., Burygin G. L., Guliy O. I.* Sensor based on the slot acoustic wave for the non-contact analysis of the bacterial cells – Antibody binding in the conducting suspensions // Sensors and Actuators B: Chemical, Sensors and Actuators, B. 2018. V. 268. P. 217–222.
13. *Borodina I. A., Zaitsev B. D., Teplykh A. A.* The influence of viscous and conducting liquid on characteristics of slot acoustic wave // Ultrasonics. 2018. V. 82. P. 39–43.
14. *Морган Д.* Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1990. 415 с.
15. *Харкевич А. А.* Основы радиотехники. 3-е изд. стер. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 512 с.
16. *Ханов А. М., Муратов К. Р., Муратов Р. А., Гашиев Е. А.* Финишная абразивная обработка хрупких материалов // СТИН. 2014. № 4. С. 33–37.

ADJUSTABLE ACOUSTIC DELAY LINE AS PHASE SHIFTER

B. D. Zaitsev^{a,*}, I. A. Borodina^a, A. A. Teplykh^a, A. P. Semyonov^a

*^aFederal State Budgetary Institution of Science Institute of Radio Engineering and Electronics
named after. V.A. Kotelnikov Russian Academy of Sciences, Saratov Branch, Saratov, Russia*

**e-mail: zai-boris@yandex.ru*

An acoustic delay line consisting of two Y–X cut lithium niobate plates with a thickness of 0.2 mm, located on top of each other, was experimentally studied. An interdigital converter is located at the edge of each plate. An RF voltage (pulse or continuous) is applied to one converter, which excites a piezoactive acoustic wave with transverse-horizontal polarization traveling in the first plate. The electric field of this wave, penetrating into the second plate, excites an acoustic wave in it, which is converted into an electrical signal using a second interdigital transducer. By changing the distance between the converters by shifting one plate relative to the other, you can change the phase of the output signal and the delay time.

Keywords: lithium niobate plates, acoustic wave with transverse-horizontal polarization, interdigital transducer, total loss, output signal phase, delay time

ОСОБЕННОСТИ СОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АТОМАРНОГО НАТРИЯ В ПРОЦЕССЕ ПУЗЫРЬКОВОГО КОЛЛАПСА В КАВИТАЦИОННОМ ОБЛАКЕ МЕТОДОМ ВРЕМЯ-КОРРЕЛЯЦИОННОГО СЧЕТА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ

© 2024 г. М. В. Казачек^а, Т. В. Гордейчук^{а,*}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

*e-mail: tanya@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 08.12.2023 г.

После доработки 21.02.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Корреляционным методом измерена длительность вспышек многопузырьковой сонолюминесценции водного раствора NaCl вдоль спектрального диапазона 300–800 нм. Длительность вспышки имела максимальное значение 21 нс в области спектра, непосредственно прилегающей к пику *D*-линии Na (589 нм), и уменьшалась до 2 нс по мере удаления от пика линии. Полученная зависимость длительности вспышки от длины волны согласуется с динамической моделью формы линии Na, предложенной нами ранее, где спектральные ширина и сдвиг линии определяются быстрым изменением плотности излучающей среды в процессе пузырькового коллапса. Корреляционным методом определена последовательность вспышек металла и континуума и измерена относительная задержка между ними. Результаты показали, что свечение Na более длительное, чем континуума, происходило почти симметрично во времени вокруг вспышки континуума с исчезающе малой задержкой 0.21 нс после континуума. Аналогичным методом для водного раствора CeCl₃ получено, что вспышка линии церия (350 нм) происходила после континуума с задержкой 31 нс, что близко к времени жизни люминесценции Ce 33 нс, и указывает на существенное различие механизмов высвечивания Na и Ce при многопузырьковой сонолюминесценции.

Ключевые слова: ультразвуковая кавитация, сонолюминесценция, оптические спектры, длительность вспышки, время-корреляционный метод, Na, Ce

DOI: 10.31857/S0320791924040052 EDN: XFPZVA

1. ВВЕДЕНИЕ

Сонолюминесценция (СЛ) — слабое свечение жидкостей в ультразвуковом поле — многофакторное явление, связанное со способностью кавитационного пузырька концентрировать энергию звука до 12 порядков величины. СЛ проявляется в виде серии ультракоротких вспышек возбужденных состояний разного рода частиц (атомов, молекул, ионов), возникающих при почти адиабатическом коллапсе пузырьков. Длительность, фаза и последовательность высвечивания отдельных компонент СЛ важны для изучения механизмов формирования этих возбужденных состояний, которые до сих пор во многом не ясны. Есть ряд работ по длительности вспышки в режиме стабильной СЛ

одиночного пузырька, перечисленные в [1]. Однако вследствие широкого распространения ультразвуковых технологий, прикладное значение имеют многопузырьковые системы, когда коллапс отдельных пузырьков не согласован во времени и в пространстве, что делает сложным получение перечисленных выше данных. Нам известна только одна работа, в которой метод время-коррелированного счета одиночных фотонов использован для определения длительности вспышки в режиме многопузырьковой СЛ воды [2]. Разработанный нами время-корреляционный метод позволяет оценивать длительность, последовательность и временной сдвиг между фотонными импульсами отдельных компонент спектра СЛ, выделяя из общего

фотонного потока импульсы от «среднестатистического» пузырька [1, 3, 4, 5].

В данной работе мы проследили эволюцию высвечивания *D*-линии Na, ее отдельных компонент и связь фазы высвечивания металла с фазой континуума при СЛ водного раствора NaCl. Для сравнения исследованы длительность высвечивания линии Ce и ее задержка после вспышки континуума при СЛ водного раствора CeCl₃.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Схема и методика эксперимента приведены подробно в [1, 3, 4]. Растворы 2–4 М NaCl (хч) и 0.1 М CeCl₃ (ч) в дистиллированной воде насыщали аргоном в термостатируемой ячейке проточного типа 1.5 часа до и в течение эксперимента. Источником ультразвука служил генератор Sonics V750, частота 20 кГц, отдаваемая мощность 20 Вт. Температуру раствора поддерживали равной $10 \pm 1^\circ\text{C}$ с помощью термостата Julabo F12. Спектры СЛ регистрировали с помощью монохроматора МДР-23 с разрешением 3 нм без коррекции на спектральную чувствительность системы «фотоумножитель+решетка», максимум блеска дифракционной решетки 500 нм. Использовали фотоумножитель ФЭУ-79, область чувствительности 300–830 нм. Длительность вспышки и задержку между вспышками различного типа измеряли счетчиком корреляций, построенным на базе двух ФЭУ-79, работающих в режиме счета фотонов, цифрового осциллографа RIGOL DS1104 и компьютера [3, 5]. Корреляционный метод хорошо подходит для измерения вспышек пузырьков в облаке, поскольку они, благодаря разбросу местоположения и размеров, вспыхивают практически независимо. Корреляционный метод дает в этом случае среднюю длительность или среднюю задержку. Длительность вспышек *W* измеряли в режиме автокорреляции, когда на два ФЭУ поступало излучение, прошедшее через один и тот же светофильтр. Величину *W* вычисляли аппроксимацией корреляционного пика гауссовой кривой как ширину на полувысоте (FWHM). В некоторых случаях для разделения пиков применяли двухгауссовую аппроксимацию в виде суммы двух гауссовых кривых. Требуемый диапазон длин волн выделяли с помощью широкополосных светофильтров или монохроматора, применялся также узкополосный фильтр ВР589. «Истинную» длительность вспышки можно оценить из измеренной величины *W* с

учетом поправок, вносимых каждым ФЭУ и цепями оцифровки осциллографа [5]. Задержку импульсов измеряли в режиме корреляции, с установкой разных светофильтров перед двумя ФЭУ и последующей переменной их местами [1].

D-ЛИНИЯ NA

D-линия Na в спектрах СЛ имеет сложную структуру относительно спектра в пламени. Линия сильно уширена, смещена в красную область и имеет сателлиты (рис. 1). Голубым сателлитом называют широкий пик ~ 560 нм, отнесенный к излучению эксимерных молекул NaAg* в газовой фазе [6]. Красным сателлитом называют уширенную часть линии, простирающуюся в красную область. В спектрах СЛ высокого разрешения на фоне уширенной линии в определенных экспериментальных условиях наблюдаются узкие несмещенные пики дублета Na — линии 589 и 589.6 нм, которые возможны только из среды с низкой плотностью, и появление которых в спектрах СЛ неясно. Полная спектральная ширина линии Na вместе с сателлитами в области спектра, где яркость линии заметно отличается от яркости континуума, составляет 200 нм и охватывает диапазон 500–700 нм. На рис. 1 показаны измеренные значения *W* в разных спектральных диапазонах.

Более информативной нам представляется зависимость длительности вспышек СЛ от доли яркости линии Na, вырезаемой светофильтром, которая показана на рис. 2. Каждый светофильтр пропускал некоторые доли континуума и линии металла, сумма долей принималась за 1. При этом фильтр мог захватывать различные области излучения линии Na, ее красного и голубого сателлитов. Длительность вспышек *W* относилась ко всему диапазону, вырезаемому фильтром. Средневзвешенная доля *s* яркости Na, пропускаемая каждым светофильтром, вычислена из спектра его пропускания $T(\lambda)$, спектра СЛ раствора NaCl $N(\lambda)$, содержащего линию Na и континуум, и спектра СЛ водного раствора $K(\lambda)$, который имеет в диапазоне 500–700 нм только континуум, по формуле $s = \Sigma \{T(\lambda)(N(\lambda) - K(\lambda))\} / \Sigma \{T(\lambda)N(\lambda)\}$, где суммирование проводилось по длине волны λ с шагом 1 нм. Для светофильтров, вырезающих области спектра, не затрагивающие спектральный интервал широкой линии Na (фильтры 1–3 на рис. 1), полученная корреляционным методом *W* составила ~ 2 нс и относилась к длительности вспышки континуума, которая, как мы нашли ранее, постоянна во всем наблюдаемом

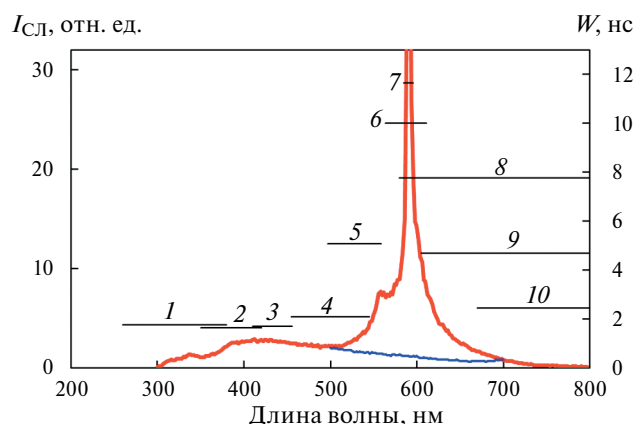


Рис. 1. Спектр СЛ водного раствора 3 М NaCl (жирная кривая) и длительность вспышек, измеренная с использованием 10 различных светофильтров. Диапазон длин волн, где пропускание светофильтра более 50% от максимального, соответствует положению отрезка (1–10) по оси длин волн, длительность вспышки в соответствующем диапазоне соответствует положению отрезка по оси W . Спектры пропускания фильтров не показаны, чтобы не загромождать рисунок. Спектр СЛ обретен по шкале интенсивности для наглядности. Фрагмент спектра СЛ водного раствора 3 М KCl (тонкая кривая) использован в расчетах в качестве спектра континуума от 500 до 700 нм.

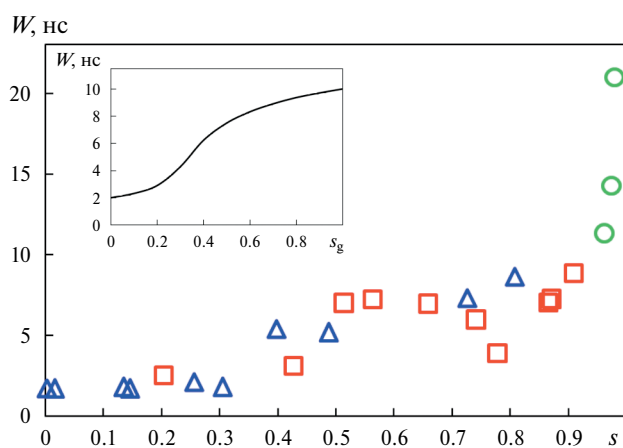


Рис. 2. Зависимость длительности вспышки W от средневзвешенной доли s яркости линии Na для светофильтров, вырезающих из спектрального диапазона СЛ как континуум, так и часть линии Na, в спектрах водных растворов 3 М и 4 М NaCl. Измерения с помощью узкополосного фильтра и монохроматора вблизи центра линии Na (кружки), с помощью фильтров с коротковолновой стороны от линии Na (треугольники), фильтров с длинноволновой стороны (квадраты). Врезка: модельный ход зависимости W от доли широкой компоненты s_g в сумме двух гауссовых кривых.

диапазоне СЛ [7]. Длительность вспышки Na, оцененная ранее, равнялась ~ 10 нс [1]. Таким образом, для светофильтров, пропускающих оба типа излучения (Na и континуум), следует ожидать определенной зависимости W от s . В предположении одновременного излучения линии и сателлитов, моделирование W с помощью одногауссовой аппроксимации кривой, состоящей из суммы двух гауссовых кривых с ширинами 2 и 10 нс, дает зависимость W от доли широкой гауссовой кривой s_g , показанную на врезке рис. 2.

Результаты же рис. 2 показывают, что W быстро увеличивается при стремлении s к 1. Это ставит под сомнение предположение о синхронной вспышке всех компонент линии Na. Три правые верхние точки на рис. 2 (отмечены кружками) соответствуют узкополосному фильтру BP589 (полоса пропускания 11 нм, $W = 11.7$ нс) и диапазонам 6 и 3 нм, вырезанным с помощью монохроматора вокруг длины волны 589 нм ($W = 14.3$ нс, $W = 21$ нс). Из такого стремительного роста W можно ожидать, что центральная часть линии Na, вблизи 589 нм, будет иметь значение $W > 21$ нс. Когда светофильтр пропускает периферийную часть линии Na (фильтры 4–5, 9–10 на рис. 1), значение W существенно меньше. Такой результат находится в замечательном согласии с предложенной нами моделью, согласно которой спектральная линия Na в ходе сжатия пузырька уширяется и смещается изменяющейся плотностью инертного газа (в нашем случае аргона) [8]. Пиковые значения давления, плотности и температуры среды в пузырьке достигаются на значительно более коротких временных интервалах, чем более низкие значения давления, плотности, температуры, которые все еще пригодны для высвечивания Na [1]. При самых низких плотностях среды, близких к нормальной (1 амг), может высвечиваться узкая несмещенная линия Na при 589 нм. Для удобства мы обсуждаем плотность в единицах Амагата: $1 \text{ амг} = 2.6868 \times 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ при нормальных температуре и давлении.

В данных экспериментальных условиях не удастся разрешить компоненты дублета D-линии Na при 589 и 589.6 нм и измерить длительности их вспышек. Вклад излучения узких компонент в общую яркость уширенной линии Na, найденный из формы линии при СЛ, доходит до 5%, а плотность среды излучения свыше 10 амг уширяет их так, что дублет становится неразрешим [8]. Факт наблюдения узких несмещенных пиков дублета в спектрах СЛ может быть прояснен теперь

тем экспериментальным результатом, что время вспышки $\text{Na} \sim 21$ нс оказывается сравнимым и может превышать время нахождения пузырька в состоянии адиабатического сжатия ~ 20 нс [9].

Распределение точек, соответствующих «длинноволновым» и «коротковолновым» фильтрам (квадраты и треугольники, соответственно, на рис. 2), указывает на то, что вспышка голубого сателлита имеет те же временные закономерности, что и вспышка красного сателлита: линия уширяется в обе стороны синхронно.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ВЫСВЕЧИВАНИЯ МЕТАЛЛА И КОНТИНУУМА

Интересно уточнить наличие и величину задержки между вспышками Na и континуума, предварительно оцененную в [1] как 0.5 нс. Для сравнения особенностей эмиссии различных металлов был исследован водный раствор 0.1 М CeCl_3 . Церий интересен тем, что в СЛ спектре водного раствора его хлорида, кроме характерного континуума, наблюдается люминесцентная полоса иона Ce^{3+} с максимумом около 350 нм и временем жизни люминесценции 33 нс, которая излучается из раствора [10]. Спектры СЛ воды, СЛ и люминесценции CeCl_3 показаны на рис. 3. Спектры фотонных корреляций (время дискретизации 2 нс) при СЛ растворов, содержащих Ce и Na , показаны на рис. 4. Спектры фотонных корреляций, полученные с применением процедуры улучшения временного разрешения [5] для случая Na , приведены на рис. 5, эффективное время дискретизации 0.5 нс.

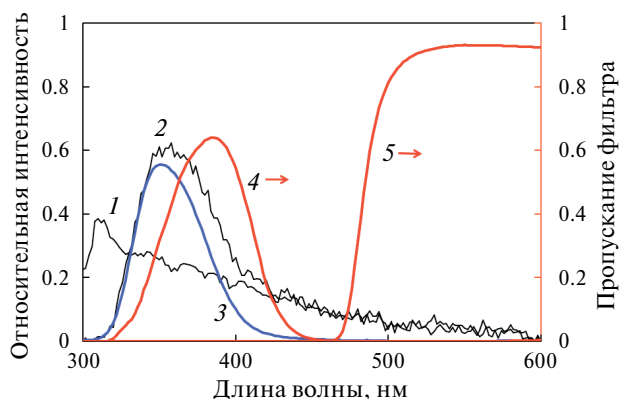


Рис. 3. Спектры СЛ воды (1), 0.1 М CeCl_3 (2), люминесценции 0.1 М CeCl_3 (3) и спектры пропускания фиолетового (4) и желтого (5) светофильтров.

Спектры фотонных корреляций «континуум-металл» и «металл-континуум» при СЛ водных растворов NaCl и CeCl_3 получены методом установки разных светофильтров в двух каналах регистрации импульсов с последующей переменной фильтров местами. Для раствора NaCl были использованы светофильтры: оранжевый (8, рис. 1), доли пропускания 0.87 Na и 0.13 континуум; синий (2, рис. 1), пропускал только континуум в области 350–460 нм. Для раствора CeCl_3 : фиолетовый (кривая 4, рис. 3), доли пропускания 0.52 Ce и 0.48 континуум; желтый (кривая 5, рис. 3), пропускал только континуум в области 500–800 нм. Доли пропускания получены расчетом по кривым пропускания фильтров и спектрам СЛ растворов. Таким образом, один из светофильтров пропускал только

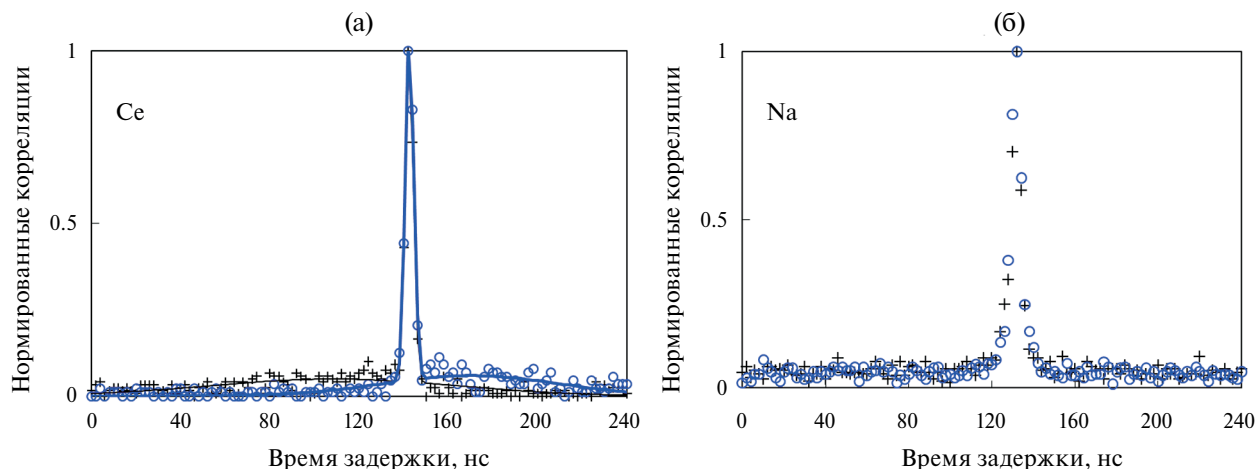


Рис. 4. (а) — Спектры фотонных корреляций (крестики, кружки) и их двухгауссовы аппроксимации (кривые) СЛ раствора 0.1 М CeCl_3 и (б) — спектры фотонных корреляций СЛ раствора 2 М NaCl . Корреляции «континуум-металл» — кружки, жирная кривая; корреляции «металл-континуум» — крестики, тонкая кривая.

континуум, другой — преимущественно линию металла. Когда в первом канале счетчика корреляций стоял фильтр, пропускающий континуум, мы называли получаемые корреляции «континуум-металл», когда такой фильтр стоял во втором канале — «металл-континуум». При изменении положения спектральных каналов «континуум-металл» и «металл-континуум» относительные сдвиги во времени имеют противоположные знаки, поэтому сдвиг между пиками спектров фотонных корреляций соответствует удвоенной задержке между фотонными импульсами разного типа [1].

В спектрах фотонных корреляций видно наличие компонент — узкой W_1 и широкой W_2 , которые можно разделить двухгауссовой аппроксимацией. Узкий пик относится к вспышкам континуума. Он присутствует в спектрах корреляций, поскольку континуум частично проходит через оба фильтра в оба канала, и должен иметь такую же длительность, что и длительность вспышки континуума, полученная из автокорреляционных спектров. Широкий корреляционный пик связан с вспышками металла. Его ширина обусловлена конволюцией вспышек металла и континуума. Двухгауссовые аппроксимации спектров фотонных корреляций показаны сплошными кривыми на рис. 4а и рис. 5, ширина на полувысоте вычислена для каждой компоненты гауссовой кривой — узкой W_1 и широкой W_2 . В случае Na (рис. 5) $W_1 = 1.8$ нс и $W_2 = 7.2$ нс фиксировались (использованы значения, полученные из автокорреляционных спектров), варьировались их амплитуды и смещения по осям корреляций и времени. Широкая компонента Na незаметна на рис. 4б

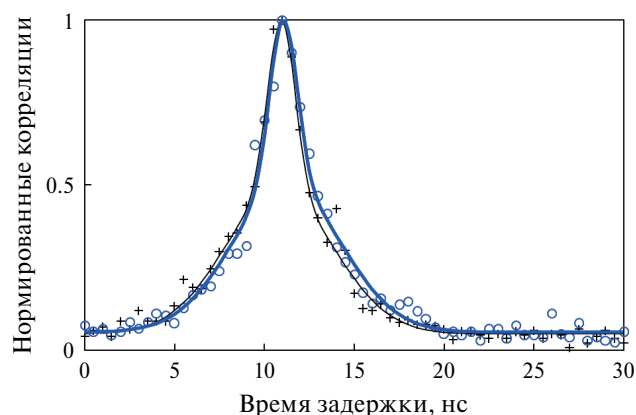


Рис. 5. Детализированные спектры фотонных корреляций и их двухгауссовые аппроксимации СЛ раствора 2 М NaCl. Корреляции «континуум-металл» (кружки, жирная кривая) и «металл-континуум» (крестики, тонкая кривая).

из-за масштаба оси времени. В случае Се (рис. 4а) смещение по оси корреляций не вводилось, получены значения $W_1 = 4.3$ нс, $W_2 = 110$ нс.

Задержка между вспышками континуума и металла, если она есть, равна половине временного сдвига между широкими пиками. В случае Се временной сдвиг 62 нс хорошо заметен, откуда получаем среднюю задержку вспышки Се и континуума 31 нс. В случае Na этот сдвиг мал, находится на пределе временного разрешения, оценка задержки ~ 0.21 нс. Порядок высвечивания металла и континуума определяется из порядка следования корреляционных пиков. В случае, представленном на рис. 4а, континуум вспыхивает намного раньше, чем Се, в случае рис. 5 континуум вспыхивает чуть раньше, чем Na.

Сравним случаи Се и Na. Пузырьки вспыхивают и дают в обоих случаях широкополосный континуум длительностью менее 1 нс [2, 7]. Се дает обычную люминесценцию [10], для Na — вопрос пока не ясен. Линия при 350 нм (переход $5d \rightarrow 4f$) относится к ионам Ce^{3+} , которые находятся в растворе, окружающем вспыхивающие пузырьки. Ионы возбуждаются вспышками коротковолновой части континуума СЛ и высвечиваются в соответствии с собственным временем жизни возбужденного состояния 33 нс [10, 11], что очень близко к измеренной здесь задержке 31 нс. Высвечивание происходит по убывающей экспоненте, поэтому применение гауссовой аппроксимации широкого пика здесь не вполне корректно, только оценочно. Из спектров корреляций можно получить кривую затухания люминесценции [11]. Взаимное расположение корреляций «континуум-церий» и «церий-континуум» (рис. 4а) показывает правильную последовательность вспышек — сначала вспыхивает пузырек, а затем высвечивается церий. Это случай классической люминесценции.

Линия при 589 нм — это линия нейтрального атома Na (переход $3p \rightarrow 3s$). В растворе металл находится в виде иона Na^+ и не может излучать линию при 589 нм. Полагают, что Na попадает в пузырек с нанокляпями раствора, где происходит гомолитическая диссоциация молекул соли с последующим возбуждением нейтрального атома [12]. Время жизни возбужденного состояния Na (17.5 нс) имеет тот же порядок, что у Се, и если бы Na высвечивался по тому же механизму, что и Се, картина корреляций должна была быть схожа. Измеренная длительность вспышек Na при СЛ, полученная из спектров автокорреляций, составляет ~ 10 нс (зависит от длины волны), а измеренная задержка 0.21 нс

значительно меньше времени жизни возбужденного состояния. Таким образом, высвечивание Na в среднем происходит в то же самое время, что и континуум, но более длительно, и симметрично во времени «окружает» вспышку континуума.

Принято делить кавитационные пузырьки на сонолюминесцентные (излучают континуум СЛ) и хемилуминесцентные (ответственны за линии и полосы в спектрах) [12, 13], но из результатов следует, что есть пузырьки, которые дают оба типа эмиссии [1]. Вывод о синхронности вспышек Na и континуума относится к таким пузырькам. Именно в них возможна корреляция между вспышкой континуума и металла, что дает две компоненты в корреляционном спектре Na. Если бы пузырьки однозначно делились на два типа и вспыхивали независимо, то широкая компонента в спектрах корреляций рис. 5 не наблюдалась бы вообще. Анализ распределения числа корреляций по времени задержки позволяет оценить число пузырьков, относящихся к разным типам: сонолюминесцентные, хемилуминесцентные, «смешанные» [4]. По методике [4], количество вспыхивающих пузырьков за период ультразвука, дающих только континуум, только Na и оба типа эмиссии в спектрах СЛ примерно равно 100, 150, 200, соответственно.

ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим возможные механизмы эмиссии Na в контексте длительности и задержки вспышек. Химические реакции рекомбинации радикалов предложены в качестве механизма возбуждения атомов Na при СЛ [6]. В этом случае длительность вспышки Na должна быть много больше наблюдаемой, так как время жизни радикалов составляет микросекунды [14]. Неупругие соударения с нейтральными частицами могут приводить к переходам в возбужденные состояния, но эти процессы должны сопровождаться примерно равновероятными обратными переходами (безызлучательная деактивация возбужденного состояния). Неупругие соударения с ионами должны давать очень малое время возбуждения и малую длительность вспышки, так как фаза ионизации в пузырьке коротка во времени. Резонансное возбуждение светом континуума с длиной волны 589 нм также маловероятно, так как излучение континуума в области 589 нм слабое, короткое во времени, что не объясняет наблюдаемую интенсивность линии и длительность вспышки Na. Электроразрядная гипотеза предполагает вспышки на фазе расширения пузырька вследствие формирования

дзета-потенциалов [15]. В этом случае континуум должен совпадать по времени с эмиссией Na, но широкие сателлиты линии Na должны отсутствовать, а наблюдаться только узкие компоненты дублета. Рассматривались и другие механизмы СЛ [16]. Во всех случаях должна иметь место задержка между возбуждением и высвечиванием Na, обусловленная временем жизни его возбужденного состояния. Эта задержка может уменьшаться, если есть эффективный канал гашения возбужденного состояния. Действительно, свободные атомы натрия химически активны и должны связываться сразу по мере их появления. Время химических реакций (время движения атомов вдоль координаты реакции) — пикосекунды. Измеренная здесь задержка «континуум-Na» ~ 0.21 нс может означать время деактивации возбужденных состояний Na вследствие соударений или химического связывания. В случае церия возбужденные состояния его ионов в растворе подвержены только собственному времени жизни ~ 33 нс, без других каналов гашения. Таким образом, кроме механизмов возбуждения и гашения, актуален механизм генерации и сохранения свободных атомов Na на всех фазах жизни пузырька, связанных с СЛ. Гомолитическая диссоциация объясняет появление свободных атомов Na только в «горячие» моменты, связанные с максимальным сжатием пузырьков. Экспериментальным результатом данной работы является обнаружение длительной вспышки Na, почти симметричной во времени относительно вспышки континуума. Этот результат был бы объясним, если бы нейтральные атомы металла имелись в пузырьке и до, и после момента коллапса. Таким образом, механизм СЛ Na оставляет много вопросов.

Согласно полученным данным, свечение Na при СЛ эволюционирует так. На фазе расширения и большей части фазы сжатия пузырек не светится. Пузырек сжимается, начинает адиабатически нагреваться и, пока его плотность еще низка, начинает светиться центральная часть D-линии Na, в частности, разрешаются узкие компоненты его дублета. Плотность и температура растут, дублет Na сливается в одну видимую линию, линия уширяется и смещается, возникают сателлиты. Плотность и температура максимальны, вспыхивает и гаснет континуум. Пузырек расширяется, плотность и температура падают, линия Na снова сужается, и вспышка завершается угасанием центральной части линии Na, при этом дублет становится снова разрешимым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально, автокорреляционным методом выяснено, что длительность вспышки центральной части D -линии Na (589 нм) при СЛ раствора NaCl (21 нс) намного больше, чем периферийной (2 нс). Это согласуется с предложенной нами ранее динамической моделью интегральной формы линии Na при СЛ. Прояснен механизм появления узких компонент дублета D -линии Na при СЛ, т.к. длительность их вспышки (> 21 нс) оказывается больше, чем время пребывания пузырька в сжатом состоянии. Корреляционным методом подтверждено наличие пузырьков, за одну вспышку излучающих и Na, и континуум. Вычислено, что их число сопоставимо с числом пузырьков, излучающих только Na, или только континуум. Корреляционным методом определено, что вспышка континуума происходит примерно в центре длительной вспышки Na с исчезающе малой задержкой 0.21 нс (Na после континуума). При СЛ раствора CeCl_3 корреляционным методом измерена задержка вспышки линии Ce^{3+} (350 нм) после вспышки континуума (31 нс), согласующаяся со временем жизни люминесценции (33 нс) и моделью высвечивания Ce^{3+} из раствора, что подчеркивает отличие от механизма эмиссии Na при СЛ.

Работа выполнена в рамках госзадания, регистрационный номер: 124022100074-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордейчук Т. В., Казачек М. В. Время-коррелированный счет фотонов для оценки длительности вспышек Na и континуума в спектрах многопузырьковой сонолюминесценции // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. № 10. С. 1492–1500.
2. Ko I., Kwak H.-Y. Measurement of pulse width from a bubble cloud under multibubble sonoluminescence conditions // J. Phys. Soc. Japan. 2010. V. 79. № 12. P. 124406 (6).
3. Казачек М. В., Гордейчук Т. В. Счетчик корреляций на базе осциллографа и компьютера // Приборы и техника эксперимента // ПТЭ. 2019. Т. 62. № 1. С. 28–29.
4. Казачек М. В., Гордейчук Т. В. Применение корреляционного метода для определения количества вспыхивающих пузырьков и количества фотонов в вспышке при многопузырьковой сонолюминесценции // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 6. С. 11–15.
5. Казачек М. В. Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций // ПТЭ. 2023. Т. 66. № 6. С. 176–180.
6. Lepoint-Mullie F., Voglet N., Lepoint T., Avni R. Evidence for the emission of 'alkali-metal-noble-gas' van der Waals molecules from cavitation bubbles // Ultrason. Sonochem. 2001. V. 8. № 2. P. 151–158.
7. Казачек М. В., Гордейчук Т. В. Ширина импульсов континуума в различных областях оптического спектра многопузырьковой сонолюминесценции корреляционным методом // Опт. и спектр. 2023. Т. 131. № 9. С. 1236–1240.
8. Казачек М. В., Гордейчук Т. В. Одна простая модель формы D -линии Na в спектрах сонолюминесценции // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. № 6. С. 39–48.
9. Brenner M.P., Hilgenfeldt S., Lohse D. Single-bubble sonoluminescence // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 425–484.
10. Шарунов Г. Л., Гареев Б. М., Абдрахманов А. М. Однопузырьковая сонолюминесценция водных растворов хлоридов лантанидов и модели сонохимии нелетучих солей металлов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 11. С. 634–638.
11. Казачек М. В., Гордейчук Т. В. Определение времени жизни люминесценции Ce^{3+} методом время-коррелированного счета фотонов при сонолюминесценции водного раствора CeCl_3 // Опт. и спектр. 2021. Т. 129. № 9. С. 1152–1155.
12. Xu H., Eddingsaas N.C., Suslick K.S. Spatial separation of cavitating bubble populations: the nanodroplet injection model // J. Am. Chem. Soc. 2009. V. 131. P. 6060–6061.
13. Sunartio D., Yasui K., Tuziuti T., Kozuka T., Iida Y., Ashokkumar M., Grieser F. Correlation between Na^* emission and "chemically active" acoustic cavitation bubbles // Chem. Phys. Chem. 2007. V. 8. № 16. P. 2331–2335.
14. Кондратьев В. Н. Свободный гидроксил: монография. М: Государственное объединенное научно-техническое издательство. Редакция химической литературы, 1939. 138 с.
15. Margulis M. A., Margulis I. M. Contemporary review on nature of sonoluminescence and sonochemical reactions // Ultrason. Sonochem. 2002. V. 9. № 1. P. 1–10.
16. Борисенко В. А. Сонолюминесценция: эксперименты и модели (обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 3. С. 333–360.

ATOMIC SODIUM SONOLUMINESCENCE FEATURES DURING BUBBLE COLLAPSE IN A CAVITATION CLOUD BY TIME-CORRELATED SINGLE PHOTON COUNTING

M. V. Kazachek^a, T. V. Gordeychuk^{a,*}

^a*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of FEBRAS
43, Baltiyskaya Street, Vladivostok, 690041, Russia*

**e-mail: tanya@poi.dvo.ru*

The pulse width of multibubble sonoluminescence flashes in an aqueous NaCl solution was measured by a correlation method for the spectral range of 300–800 nm. The flash pulse width had a maximum value of 21 ns in the spectral region adjacent immediately to the Na D-line peak (589 nm) and decreased to 2 ns with distance from the line peak. The measured dependence of the flash pulse width on the wavelength agreed with the dynamic Na line shape model proposed by us earlier, where the spectral line width and shift were governed by a fast change in the emitting medium density during bubble collapse. Using the correlation method, the sequence of metal and continuum flashes was determined to measure the relative delay between them. The results showed that Na emission takes a longer time as compared to continuum emission and occurred almost symmetrically in time around a continuum flash with a vanishingly small delay of 0.21 ns after the continuum flash. Using the same method for a CeCl₃ solution, a cerium line flash (350 nm) was revealed to occur after a continuum flash with a delay of 31 ns close to the Ce emission lifetime of 33 ns to be indicative of essential distinction between the mechanisms of Na and Ce emission under multibubble sonoluminescence.

Keywords: ultrasonic cavitation, sonoluminescence, optical spectra, flash pulse width, time-correlation method, Na, Ce

ДИНАМИКА СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С НЕПРЕРЫВНО ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ КАВИТАЦИОННЫХ ЗАРОДЫШЕЙ

© 2024 г. В. К. Кедринский^{а,*}, А. А. Черевко^{а,**}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, проспект акад. Лаврентьева 15, Новосибирск, 630090 Россия

*e-mail: kedr@hydro.nsc.ru

**e-mail: cherevko@mail.ru

Поступила в редакцию 22.12.2023 г.

После доработки 15.05.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Получено уравнение и впервые решена задача о динамике формирования и излучения квазипустой пульсирующей сферической полости в кавитирующей жидкости с влиянием изменяющейся скорости звука в зоне кавитации и концентрации кавитационных зародышей. Данные по динамике полости, по излучению и скорости схлопывания для спектра значений внутреннего начального давления показали, что при максимальной концентрации газовой фазы пульсации отличаются степенью сжатия. Они имеют практически одинаковый характер — после первого схлопывания совершается только один полупериод с выходом на различные постоянные равновесные радиусы. Условие равенства давления в зоне кавитации и внутри сферической полости на ее границе позволило впервые установить динамическую связь объемной концентрации (скорости звука) в зоне кавитации с радиусом сферической полости. При расчете и построении решения меняется условие, согласно которому начальный размер полости принимает значение, соответствующее величине начального давления. Построены зависимости амплитуды излучения по всему диапазону прилагаемых давлений. Оказалось, что амплитуда излучения увеличивается на 5 порядков при изменении начального давления в полости на 3 порядка с 10^{-2} атм до 10^{-5} атм.

Ключевые слова: пузырьковая кавитация, сферическая полость, динамика, излучение

DOI: 10.31857/S0320791924040063 EDN: XFPSRM

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие математического направления по взрывным процессам [1] в гидродинамических лабораториях США начато в 40-ых годах прошлого века, включая динамику состояния волнового поля, возникающего при подводном взрыве сферических [2] и цилиндрических зарядов [3]. Динамика взрывной полости в сжимаемой жидкости в этих моделях составляла базовую основу исследований. Значительную роль в решении этой задачи сыграла математическая модель Кирквуда—Бете [2], на базе которой был рассчитан процесс формирования волнового поля и сформулировано условие равенства 3-х времен. Оно состоит в том, что время достижения фронтом ударной волны конкретной точки r в пространстве равно

сумме времени, связанного с динамикой взрывной полости, и времени задержки на распространение. В результате этих исследований был найден инвариант на характеристике, распространяющейся со скоростью звука. Далее Кирквудом и Бете было высказано принципиально новое физически обоснованное предположение, что та же функция

$$G = r^{\frac{\nu}{2}} \left(h + \frac{\nu^2}{2} \right)$$

является инвариантом на характеристике, распространяющейся со скоростью $c + \nu$, превышающей скорость фронта ударной волны :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (c + \nu) \frac{\partial}{\partial r} \right) \left[r^{\nu/2} \left(h + \frac{\nu^2}{2} \right) \right] = 0. \quad (1)$$

Раскрываем (1), делаем замену r на y , v на $\frac{dy}{dt}$ и энтальпии h на H , частные производные на основе законов сохранения заменяем на полные и в итоге получаем общее уравнение

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\dot{y}}{c}\right) y \ddot{y} + \frac{3}{4} v \dot{y}^2 \left(1 - \frac{\dot{y}}{3c}\right) = \\ = \frac{v}{2} \left(1 + \frac{\dot{y}}{c}\right) H + \left(1 - \frac{\dot{y}}{c}\right) \frac{y}{c} \frac{dH}{dt} \end{aligned} \quad (2)$$

одиночной полости для $v = 0, 1, 2$.

Случай цилиндрической симметрии $v = 1$. Приближенное уравнение с коэффициентом $3/4$ возникло в результате ликвидации О. К. Rice, R. Ginell [3] 3-го члена $v(2 - v)\Phi/4r^2$ в точном уравнении Кирквуда–Бете [2] при построении системы законов сохранения через потенциал скорости. Проведенные эксперименты со шнуровыми зарядами и численный анализ показали, что вместо коэффициента $3/4$ перед квадратом скорости должна стоять единица. Таким образом, более точным приближением является уравнение [4]

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\dot{y}}{c}\right) y \ddot{y} + \left(1 - \frac{\dot{y}}{3c}\right) \dot{y}^2 = \\ = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\dot{y}}{c}\right) H + \left(1 - \frac{\dot{y}}{c}\right) \frac{y}{c} \dot{H}. \end{aligned} \quad (3)$$

Случай сферической симметрии $v = 2$. В этом случае получаем уравнение

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) \dot{R}^2 = \\ = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) H + \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{R}{c} \dot{H}, \end{aligned} \quad (4)$$

которое часто называют уравнением F.R. Gilmore [5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваемая ниже математическая модель учитывает результаты экспериментальных исследований, выполненные на уникальной электромагнитной гидродинамической ударной трубке [6] (рис. 1). Схема включает оптически прозрачные кюветы 1 с металлическим дном 2, слой дистиллированной воды 3, содержащей свободные микропузырьки (радиус

около 1.5 мкм, объемное содержание порядка 10^6 на см^3), и батарею высоковольтных конденсаторов 4 с энергией до 5 кДж. Под дном, непосредственно в контакте с ним, находится электродинамический бумер в виде плоской спирали 5, на которую при замыкании контактного разрыва 6 разряжается батарея конденсаторов. В результате скин-эффекта пластина (дно) «мгновенно» генерирует мощную ударную волну. Апериодичность схемы установки позволяет пластине за короткое время (порядка 10 микросекунд) вернуться в исходное состояние, а жидкость, в результате инерции, начинает отслаиваться от пластины, формируя квазипустую полость с непрерывным понижением давления в ней [6]. В результате остановки процесса формирования полости ее поверхность оказывается покрыта плотным слоем кавитационных пузырьков с максимальным значением их концентрации. Это 1-ый этап накопления на поверхности полости кавитационных зародышей. Оценки их объемной концентрации проводились в рамках математической модели IKvanW (Иорданского, Когарко, ван Вайнгаардена). Эта упрощенная система законов сохранения неразрывности и импульса, динамической системы состояния с уравнением второго порядка для объемной концентрации [7] предложена автором на основе анализа близких по физическому смыслу моделей многофазных сред С.В. Иорданского (1960 г.), Б.С. Когарко (1961 г.) и Leen van Wijngaarden (1964 г.) более 50 лет назад и названа им IKvanW–моделью. На базе этой системы исследована динамика структуры сходящейся волны разрежения (цилиндрическая симметрия) при ее фокусировке на центр и развитие за ее фронтом объемной концентрации пузырьков. Ее максимальное значение 16% с остановкой на 10 см до центра фокусировки указывает на вероятность значительного роста этого параметра. Таким образом, результаты [6] можно рассматривать как начальную постановку исследований 2-го периода задачи фокусировки в зоне кавитации квазипустой полости с максимальной концентрацией пузырьков на ее поверхности.

В уравнении (4) скорость звука рассматриваем как скорость в пузырьковой среде $c = c_b$, которая окружает газовую полость. Вводим безразмерные радиус $\bar{R} = R/R_0$ и производную по времени

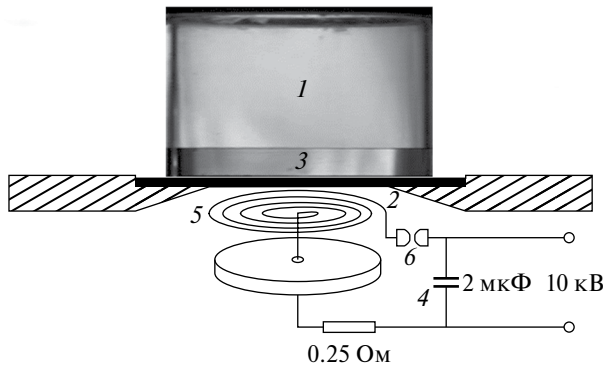


Рис. 1. Принципиальная схема электромагнитной гидродинамической ударной трубки.

$$d\tau = R_0^{-1} \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}} dt. \text{ В энтальпии } H = \frac{p_0}{\rho_0} \left[\bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1 \right]$$

выносим член $\frac{p_0}{\rho_0}$ и получаем безразмерное выражение в квадратных скобках. Не трогая в (4) выражения в скобках, делим все члены уравнения на R_0^2 . Тогда все радиусы становятся безразмерными, а общая размерность становится обратно пропорциональной квадрату времени. Заметим, что в правой части уравнения выражение для энтальпии H и член с производной $\dot{H}$ имеют коэффициенты $p_0 / R_0^2 \rho_0$. Делим на этот коэффициент все части уравнения и получаем производные по τ . Выражения в круглых скобках также безразмерны, но за счет деления размерных скорости динамики стенки $\dot{R}$ и скорости звука c_b в пузырьковой среде. Значение $\dot{R}$ несложно преобразовать, используя переход к безразмерным переменным, в результате получаем $\bar{R}_\tau \sqrt{p_0 / \rho_0}$. Скорость звука в пузырьковой среде по Ляхову [8] (индекс 1 — газовая фаза, 2 — жидкая, k — объемная концентрация газовой фазы) при $p = p_0$ представляется выражением

$$c_b^2 = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{k}{\rho_1 c_1^2} + \frac{1-k}{\rho_2 c_2^2} \right)^{-1}. \text{ Отсюда несложно получить}$$

более простой вариант $c_b^2 \approx \gamma p_0 / k_0 \rho_0$, деление которого на коэффициент $\sqrt{p_0 / \rho_0}$, приводит к безразмерной скорости звука $\bar{c}_b \approx \sqrt{\gamma / k}$. Здесь концентрация газовой фазы с индексом k_0 сохраняется в качестве наименьшей концентрации, определяющей скорость звука в однородной жидкости.

Таким образом, в безразмерном виде уравнение динамики сферической полости (4) перепишется следующим образом:

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\bar{R}_\tau}{\bar{c}_b} \right) \bar{R} \bar{R}_{\tau\tau} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\bar{R}_\tau}{3\bar{c}_b} \right) \bar{R}_\tau^2 = \\ & = \left(1 + \frac{\bar{R}_\tau}{\bar{c}_b} \right) \left[\bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1 \right] - \\ & - 3\sqrt{\gamma k} \left(1 - \frac{\bar{R}_\tau}{\bar{c}_b} \right) \bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} \bar{R}_\tau. \end{aligned} \quad (5)$$

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПОЛОСТИ И ЕЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ ФИКСИРОВАННЫХ ПАРАМЕТРОВ

Исследование влияния фиксированных значений скоростей звука и начальных концентраций проводится в рамках расчета уравнения (5) без «поправочных коэффициентов» выражений в круглых скобках, для более четкого выделения динамики излучения:

$$\bar{R} \bar{R}_{\tau\tau} + \frac{3}{2} \bar{R}_\tau^2 = \left[\bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1 \right] - 3\sqrt{\gamma k} \bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} \bar{R}_\tau. \quad (6)$$

Рассматривается набор констант (концентраций и скоростей в кавитирующей среде), начиная практически с однородной среды ($k_0 = 6 \times 10^{-5}$ м соответствует скорости 1.5×10^5 см/с для однородной жидкости). Далее, рассматриваются варианты с кавитирующей средой при концентрациях на порядок больше, продолжая последовательно с 6×10^{-4} (0.5×10^5 см/с) и заканчивая немногим более $k_0 = 8 \times 10^{-1}$ (1.3×10^3 см/с). Исследование начинается с анализа влияния спектра начального давления $\bar{p}_1(0) = 10^{-3} \dots 10^{-6}$ в полости на излучение, динамику полости и скорость ее схлопывания. Расчет проводился при $k(0) = 8 \times 10^{-1}$.

Анализ результатов (рис. 2) показал, что для предельно большой начальной концентрации газовой фазы $k(0) = 0.8$ пульсации $\bar{R}(\tau)$ отличаются степенью сжатия и имеют практически одинаковый характер после первого схлопывания — совершается только один полупериод с выходом на различные постоянные равновесные радиусы. Амплитуда излучения увеличивается на 4 порядка от $\text{Rad} = 5.3 \times 10^2$ (для $\bar{p}_1(0) = 10^{-3}$) до $\text{Rad} = 2.3 \times 10^6$ (для $\bar{p}_1(0) = 10^{-6}$) — вакуум на 3 порядка. Ширина импульса радиации для самого высокого начального давления 0.1 в полости меняется во 2-ом порядке от 0.924 до 0.9 ($\Delta \approx 2.4 \times 10^{-2}$), при самом высоком вакууме 10^{-6} меняется в 5-ом порядке после запятой: от 0.914695 до 0.914680

Таблица 1. Максимальное излучение как функция объемной концентрации $k(0) = 10^{-5} - 8 \times 10^{-1}$ при $\bar{p}_1(0) = 10^{-5}$.

$k(0)$	$\text{Rad}_{\max}$	$ \bar{R}_\tau _{\max}$	$\bar{R}_{\min}$	$\tau_{\max}$
1×10^{-5}	1.2×10^8	6.65×10^3	0.00125	0.9146907
1×10^{-4}	3.15×10^7	3.25×10^3	0.00198	0.9146915
1×10^{-3}	8.25×10^6	1.68×10^3	0.003	0.91469645
5×10^{-3}	3.1×10^6	1.036×10^3	0.004	0.914695724
1×10^{-2}	2.4×10^6	7×10^2	0.0055	0.914697776
5×10^{-2}	7.627×10^5	5.19×10^2	0.0068	0.9147058
1×10^{-1}	5×10^5	4.2×10^2	0.0075	0.9147114
8×10^{-1}	1.44×10^5	1.46×10^2	0.012	0.9147428

($\Delta = 1.5 \times 10^{-5}$). Абсолютное значение максимальной скорости схлопывания 2.26×10^2 достигнуто при $\bar{p}_1(0) = 10^{-6}$.

Характер динамики основных параметров пульсации зависит от значений $k(0)$ (рис. 3б), задаваемых на внешней стороне границы сферической полости. Проведен расчет и выполнен анализ динамики параметров (табл. 1) при $k(0) = 8 \times 10^{-1}$: излучения $-\text{Rad}_{\max}$, скорости схлопывания $|\bar{R}_\tau|_{\max}$, минимального радиуса сжатия $\bar{R}_{\min}$, времени достижения минимального радиуса $\tau_{\max}$. Заметим, что данные на последней строке табл. 1 ($\bar{p}_1(0) = 10^{-5}$) в развернутом виде представлены на рис. 2г.

ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ $k(0)$ НА ГРАНИЦЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В КАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Рассматривается модель, в которой давление в зоне кавитации на границе полости полностью отслеживает динамику давления газа внутри сферической полости. Это дает возможность при условии непрерывности по времени равенства давлений на границе полости (представлено в виде равенства адиабат)

$$\left(\frac{k(0)}{k_0}\right)^{-\gamma} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma} \quad (7)$$

заменить объемную концентрацию $k(0)$ (7) в уравнении динамики сферической полости (5) на относительный радиус $\bar{R}$ и в определении скорости звука $\bar{c}_b$. Новое уравнение с динамически изменяющейся объемной концентрацией газовой фазы при пульсации полости принимает вид:

$$\begin{aligned} &\left(1 - \sqrt{\frac{k_0}{\gamma}} \bar{R}^{3/2} \bar{R}_\tau\right) \bar{R} \bar{R}_{\tau\tau} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{k_0}{\gamma}} \bar{R}^{3/2} \bar{R}_\tau\right) \bar{R}_\tau^2 = \\ &= \left(1 + \sqrt{\frac{k_0}{\gamma}} \bar{R}^{3/2} \bar{R}_\tau\right) \left[p(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1\right] - \\ &- 3p(0) \sqrt{\gamma k_0} \left(1 - \sqrt{\frac{k_0}{\gamma}} \bar{R}^{3/2} \bar{R}_\tau\right) \bar{R}^{-3\gamma+3/2} \bar{R}_\tau. \end{aligned} \quad (8)$$

Для основной части уравнения (8) (без выражений в круглых скобках) проведен расчет динамики формы полости, излучения и скорости звука на границе полости

$$\begin{aligned} \bar{R} \bar{R}_{\tau\tau} + 3/2 \bar{R}_\tau^2 &= \left[\bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1\right] - \\ &- 3\bar{p}(0) \sqrt{\gamma k_0} \bar{R}^{-3\gamma+3/2} \bar{R}_\tau. \end{aligned} \quad (9)$$

Результаты расчетов по формуле (9) приведены на рис. 4. Несложно заметить, что характер структуры пульсации и амплитуда излучения определяются объемной концентрацией зародышей в зоне кавитации. Довольно резко теряется осцилляционная структура и уменьшается амплитуда излучения по мере роста объемной концентрации $k(0)$. Сравнение излучения и концентрации показывает, что при понижении начального давления внутри полости нарушается следующий физический принцип. С физической точки зрения скорость звука в зоне кавитации не может превышать скорость звука в чистой жидкости при любом уменьшении объемной концентрации относительно предельно малой величины. В процессе расчета естественно ожидать появления фазы понижения динамического значения концентрации относительно предельно малой величины (соответствует скорости звука в чистой жидкости).

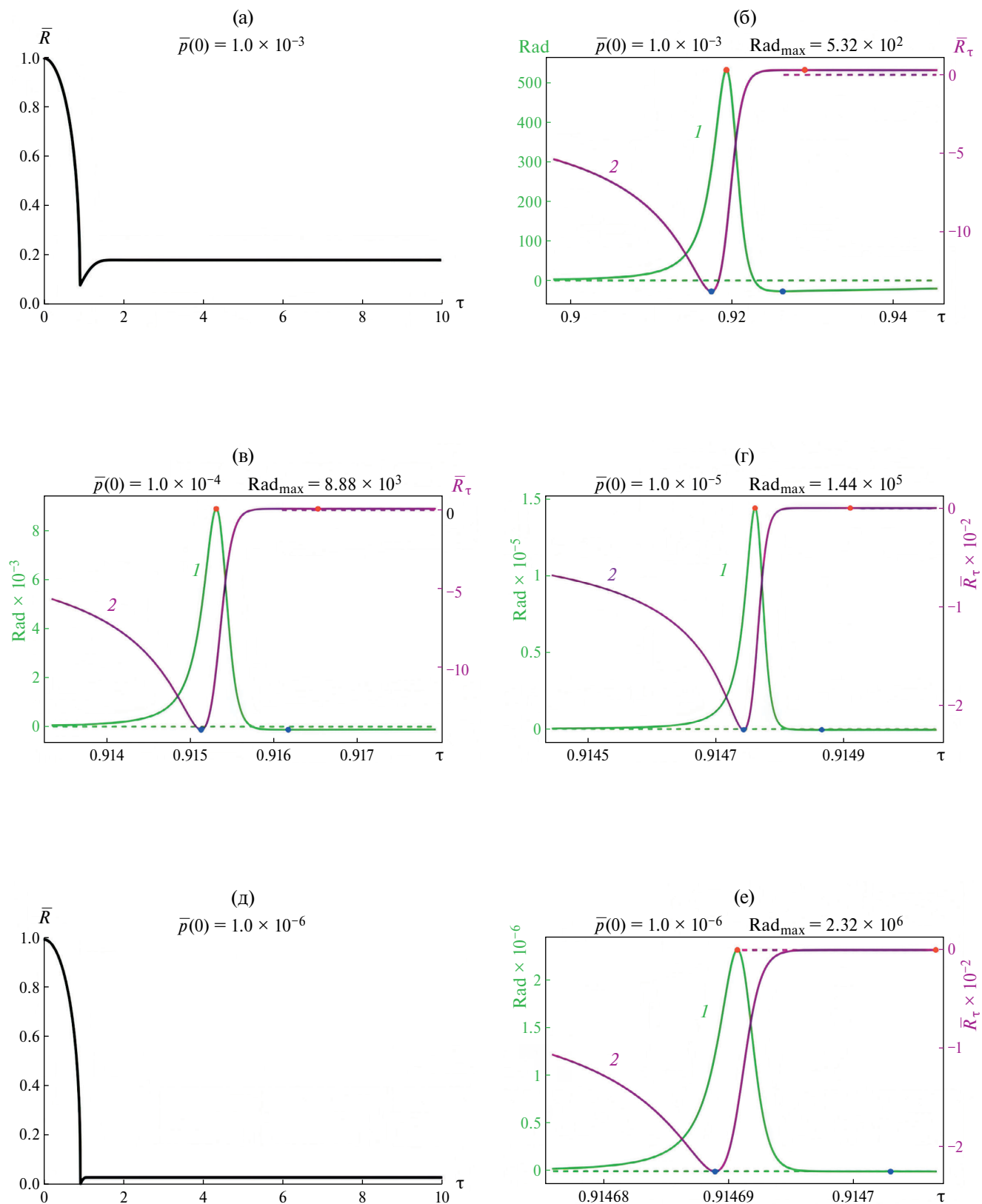


Рис. 2. Представлены данные по динамике полости для 2-х начальных значений давления внутри нее 10^{-3} и 10^{-6} , и данные по излучению и скорости схлопывания последовательно для 4-х значений внутреннего начального давления $\bar{p}_1(0) = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ и 10^{-6} .

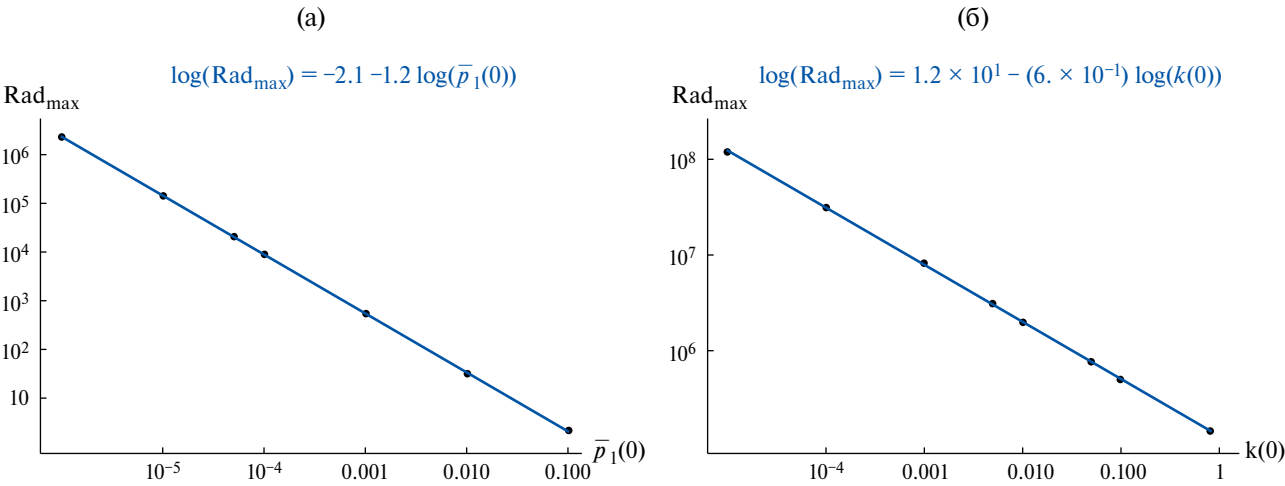


Рис. 3. (а) — Излучение как функция спектра значений давления газа в полости при фиксированном значении $k(0) = 8 \times 10^{-1}$ и (б) — как функция спектра значений объемной концентрации газа в зоне при давления в полости $\bar{p}_1(0) = 10^{-5}$ растет с уменьшением соответствующих характеристик.

Этот результат является следствием упрощенного уравнения состояния, согласно которому формула для безразмерной скорости звука $\bar{c}_b \approx \sqrt{\gamma/k}$ сохраняется в пространстве, где на значение концентрации k накладывается ограничение, согласно которому значения более низкого порядка, чем предельно малая объемная концентрация $k_0 = 6 \times 10^{-5}$, «замораживаются» на этом пределе. Условие предельно высокой скорости звука в чистой жидкости 1.5 км/с будет сохраняться и расчет продолжается, пока концентрация не начнет превышать значения выше предельно малого. Текущая концентрация вычисляется по следующей формуле:

$$k(\bar{R}) = \begin{cases} k_0, & \bar{R} \leq 1, \\ k_0 \bar{R}^3, & \bar{R} > 1. \end{cases}$$

Численный анализ динамики распределения излучения Rad и объемной концентрации $k(0)$ проведен по уравнению (10) для $\gamma = 1.33$, $k_0 = 6.0 \times 10^{-5}$:

$$\begin{aligned} \bar{R} \bar{R}_{\tau\tau} + \frac{3}{2} \bar{R}_{\tau}^2 &= \left[\bar{p}(0) \bar{R}^{-3\gamma} - 1 \right] - \\ &- 3 \bar{p}(0) \sqrt{\gamma k_0} \left(1 - \sqrt{\frac{k_0}{\gamma}} \bar{R}^{3/2} \bar{R}_{\tau} \right) \bar{R}^{-3\gamma + 3/2} \bar{R}_{\tau}. \end{aligned} \tag{10}$$

При расчете и построении решения меняется условие, согласно которому начальный размер полости принимает значение, соответствующее величине начального давления. Результат в дискретном виде для начальных значений приведен в табл. 2.

Интересен результат для двух значений начального давления газа в полости: 10^{-2} и 10^{-5} (рис. 5, 6). Согласно данным рис 6, при начальном давлении $\bar{p}(0) = 1.0 \times 10^{-5}$ амплитуда излучения $\text{Rad}_{\text{max}} = 2.23 \times 10^{10}$ превышает максимум

Таблица 2. Развитие процесса в зоне ограничений по объемной концентрации.

$\bar{p}(0)$	$k(0)/k_0$	$k(0)$	$\bar{R}(0)$	$\bar{c}(0)$	$c(0)$
1	1	6.00×10^{-5}	1	1.49×10^2	1.49×10^5
1.0×10^{-1}	5.65	3.39×10^{-4}	1.78	6.26×10^1	6.26×10^4
1.0×10^{-2}	3.19×10^1	1.91×10^{-3}	3.16	2.64×10^1	2.64×10^4
1.0×10^{-3}	1.80×10^2	1.08×10^{-2}	5.62	1.1×10^1	1.1×10^4
1.0×10^{-4}	1.02×10^3	6.12×10^{-2}	1.00×10^1	4.66	4.66×10^3
1.0×10^{-5}	5.75×10^3	3.45×10^{-1}	1.78×10^1	1.96	1.96×10^3

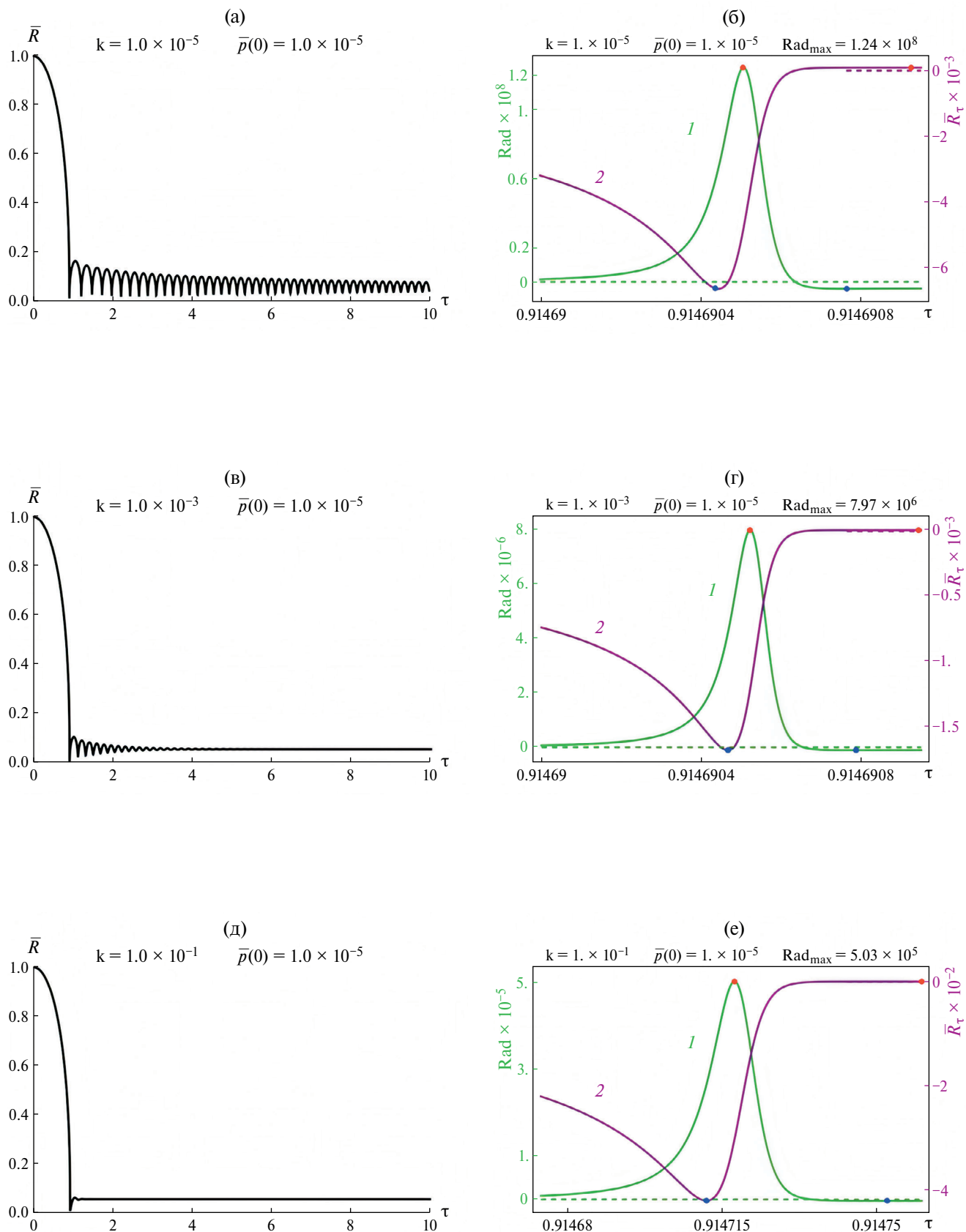


Рис. 4. Динамика формы пульсации и зависимость излучения от концентрации k на границе полости.

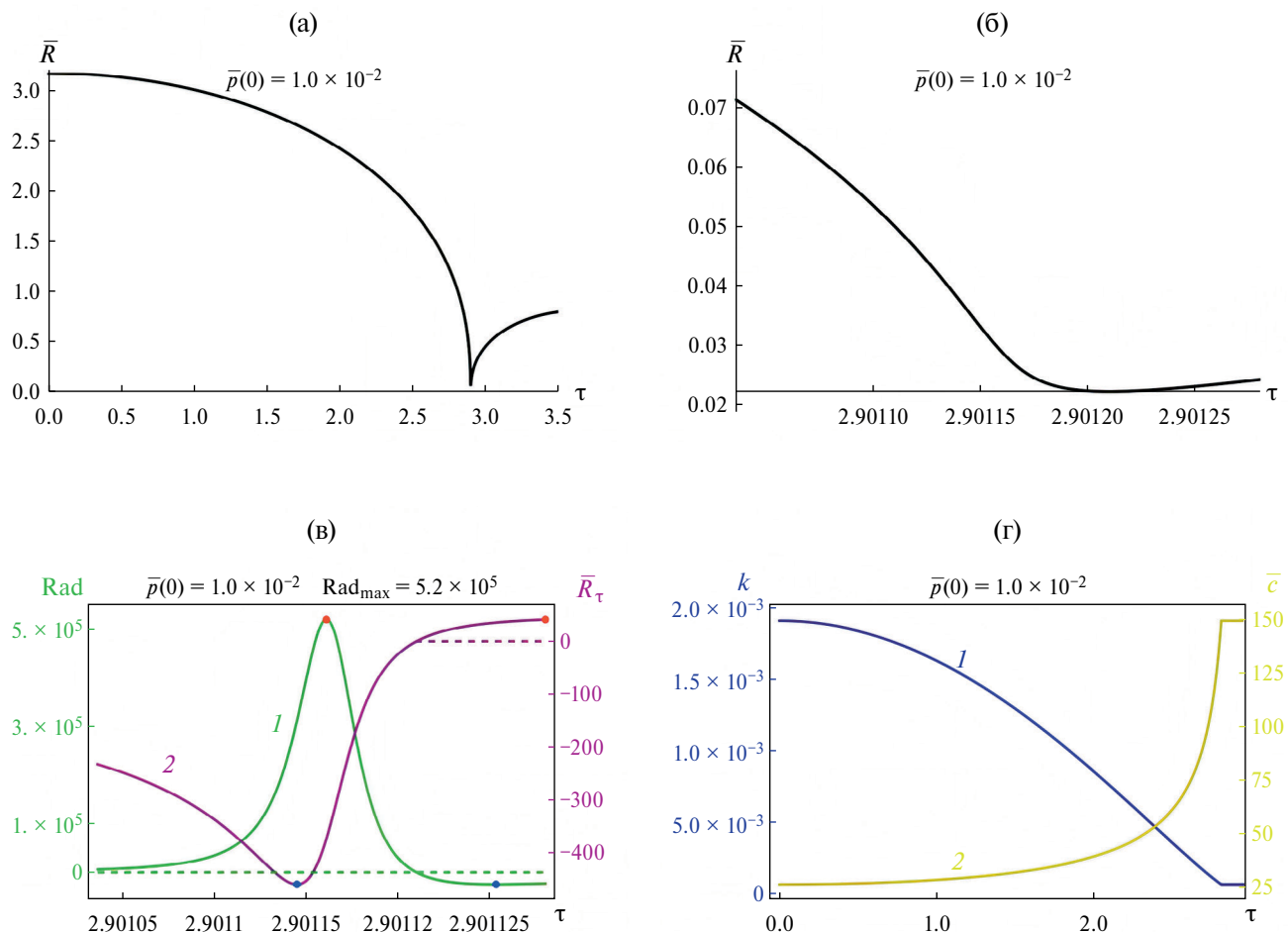


Рис. 5. При постоянном давлении $\bar{p}(0) = 1.0 \times 10^{-2}$ показаны динамика схлопывания сферической полости с выходом на начало второго периода пульсации, динамика радиальной скорости и излучения, развитие объемной концентрации k и скорости звука в кавитационной зоне.

излучения при давлении $\bar{p}(0) = 1.0 \times 10^{-2}$ на 5 порядков: $\text{Rad}_{\max} = 5.2 \times 10^5$. Объемная концентрация k на 4 порядка плавно уменьшает свое значение с $k = 3.45 \times 10^{-1}$ до $k = 6 \times 10^{-5}$. На рис. 5 и 6 представлено по 2 графика $\bar{R}(\tau)$: на левом графике приведена структура полной пульсации, на правом — разрешение тонкой структуры пульсации в окрестности точки схлопывания. На рис. 5 несложно видеть эту область с детальным «выходом» на следующий период пульсации, на рис. 6 — с плавным «выходом» на незначительный по величине равновесный радиус.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получено уравнение и решена задача о динамике формирования и излучения

квазипустой пульсирующей сферической полости в жидкости с влиянием изменяющейся скорости звука в зоне кавитации и концентрации кавитационных зародышей. Данные по динамике полости, по излучению и скорости схлопывания для 4-х значений внутреннего начального давления $\bar{p}(0) = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ и 10^{-6} показали, что при концентрации газовой фазы $k(0) = 0.8$ пульсации $\bar{R}(\tau)$ отличаются степенью сжатия и имеют практически одинаковый характер — после первого схлопывания совершается только один полупериод с выходом на различные постоянные равновесные радиусы. Условие равенства давления в зоне кавитации и внутри сферической полости на ее границе позволило впервые установить динамическую связь объемной концентрации (скорости звука) в зоне кавитации с радиусом сферической полости.

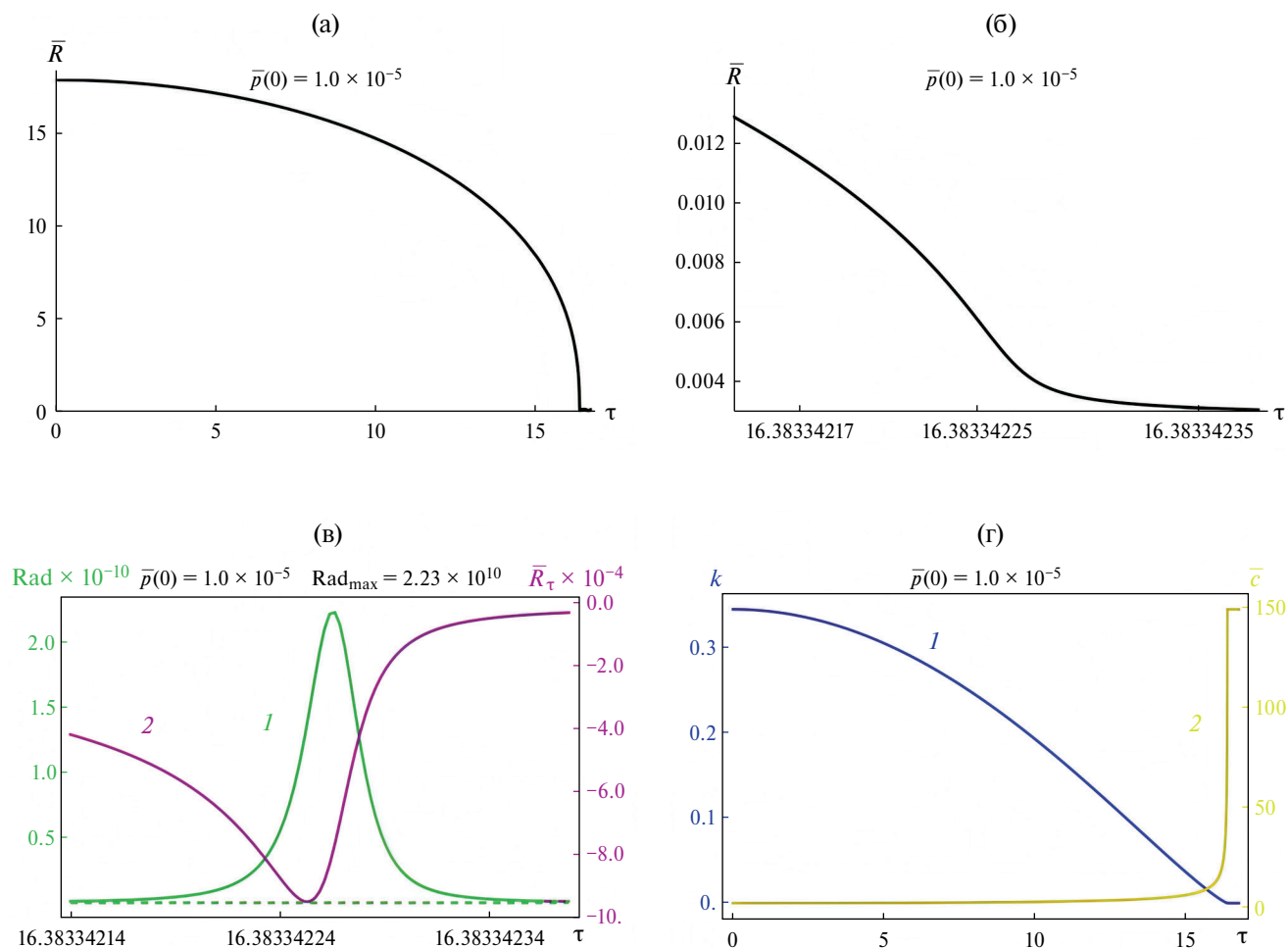


Рис. 6. При постоянном давлении $\bar{p}(0) = 1.0 \times 10^{-5}$ показана динамика схлопывания сферической полости, динамика радиальной скорости и излучения, развитие объемной концентрации k и скорости звука в кавитационной зоне.

При расчете и построении решения меняется условие, согласно которому начальный размер полости принимает значение, соответствующее величине начального давления. Показано, что значение $k(0)$ меняется на 4 порядка от 6×10^{-5} до 3.45×10^{-1} при изменении начального радиуса полости от 1 до 17.8. Построены зависимости амплитуды излучения по всему диапазону прилагаемых давлений: амплитуда излучения $\text{Rad}_{\max}$ увеличивается от 5.2×10^5 до 2.23×10^{10} при изменении давления от $\bar{p}(0) = 10^{-2}$ до $\bar{p}(0) = 10^{-5}$, а объемная концентрация k на 4 порядка уменьшает свое значение с $k = 3.45 \times 10^{-1}$ до $k = 6 \times 10^{-5}$.

Авторы признательны А. Л. Куперштоху за полезные замечания при редактировании статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коул Р. Подводные взрывы. Издательство Иностранной Литературы, 1950.
2. Kirkwood J. G., Bethe H. A. Основание теории распространения // OSRD, No. 588, S1 (1942).
3. Rice O. K., Ginell R. Расчеты для цилиндрической симметрии // OSRD, No. 3950, S1 (1944).
4. Кедринский В. К., Кузавов В. Т. Динамика цилиндрической полости в сжимаемой жидкости // ПМТФ. 1977. № 4. С. 102–106.
5. Gilmore F.R. The Collaps and Rebound of a Spherical Bubble in a Viscous Compressible Liquid // Californ. Tech. Univ. Hydrodynamics Lab. 1952. Rep. No. 26 – 4.
6. Кедринский В. К., Большакова Е. С. Структура сходящейся волны разрежения и развитие кавитации за ее фронтом в многофазной жидкости // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 260–264.

7. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–38.
8. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах // Изв. АН СССР. Сер. Механика и машиностроение. 1959. № 1. С. 46.

DYNAMICS OF A SPHERICAL CAVITY IN A CAVITATING LIQUID WITH A CONTINUOUSLY CHANGING CONCENTRATION OF CAVITATION NURSES

V. K. Kedrinsky^{a,*}, A. A. Cherevko^{a,**}

^a*Federal State Budgetary Institution of Science Institute of Hydrodynamics
named after. M.A. Lavrentiev SB RAS, acad. prospect. Lavrentyeva 15, Novosibirsk, 630090 Russia*

^{*}*e-mail: kedr@hydro.nsc.ru*

^{**}*e-mail: cherevko@mail.ru*

An equation was obtained and the problem of the dynamics of the formation and radiation of a quasi-empty pulsating spherical cavity in a cavitating liquid under the influence of the changing speed of sound in the cavitation zone and the concentration of cavitation nuclei was solved for the first time. Data on the dynamics of the cavity, on radiation and the speed of collapse for the spectrum of internal initial pressure values showed that at the maximum concentration of the gas phase, the pulsations differ in the degree of compression. They have almost the same character — after the first collapse, only one half-cycle occurs, reaching different constant equilibrium radii. The condition of equality of pressure in the cavitation zone and inside the spherical cavity at its boundary made it possible for the first time to establish a dynamic relationship between the volumetric concentration (speed of sound) in the cavitation zone and the radius of the spherical cavity. When calculating and constructing a solution, the condition changes, according to which the initial size of the cavity takes on a value corresponding to the value of the initial pressure. The dependences of the radiation amplitude over the entire range of applied pressures were plotted. It turned out that the radiation amplitude increases by 5 orders of magnitude when the initial pressure in the cavity changes by 3 orders of magnitude from 10^{-2} atm to 10^{-5} atm.

Keywords: bubble cavitation, spherical cavity, dynamics, radiation

О СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ И ОТДЕЛЬНЫХ МОД НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКОВОГО СИГНАЛА В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ СО СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ДОННОЙ ГРАНИЦЕЙ

© 2024 г. О. Э. Гулин^{а,*}, И. О. Ярошук^а, Р. А. Коротченко^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева,

Дальневосточное отделение Российской Академии наук, ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

*e-mail: gulinoe@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 14.06.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Для низкочастотного звукового сигнала, распространяющегося в горизонтально-неоднородном волноводе мелкого моря, на основе статистического моделирования в рамках метода поперечных сечений исследовано влияние флуктуирующей границы раздела между водным слоем и жидкими донными осадками. Моделирование проведено для гидрологических условий, во многих ситуациях соответствующих мелководным зонам шельфа российских арктических морей. Особенностью этих акваторий является присутствие почти однородного водного слоя, лежащего на слабо консолидированных донных осадках с разнообразными характеристиками, в том числе с высокой степенью газонасыщенности. Изучена зависимость средней интенсивности звукового сигнала и составляющих его отдельных мод от параметров задачи: характерного масштаба флуктуаций границы раздела и импеданса этой границы, определяющего ее пропускающие свойства. Показано, что влияние флуктуаций батиметрии на среднюю интенсивность акустических мод имеет свои особенности по сравнению с влиянием случайных объемных неоднородностей скорости звука в водном слое и осадках, установленным ранее. Так, донные шероховатости относительно небольшого масштаба приводят в среднем к усилению затухания звукового сигнала при распространении в волноводе, причем это может происходить на сравнительно небольших расстояниях от источника. Увеличение отражательной способности неровной донной границы ослабляет эффект повышенного затухания звука так, что для типичных значений скорости звука в дне затухание на дистанциях 10–20 км от источника мало отличается от такового для невозмущенной горизонтальной границы.

Ключевые слова: горизонтально-неоднородное случайное мелкое море, статистически неровная граница, средняя интенсивность поля и ее флуктуации, метод поперечных сечений, локальные моды, статистическое моделирование

DOI: 10.31857/S0320791924040077 EDN: XFKVBQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкочастотные акустические сигналы, распространяющиеся в волноводе мелкого моря, подвержены влиянию всевозможных случайных неоднородностей, которые зачастую сильно изменяют картину средних потерь при распространении (поведение средней интенсивности) и других характеристик звукового поля. В настоящей работе рассмотрено влияние случайно-шероховатой поверхности дна. Рассеянию звука на шероховатых поверхностях посвящено большое количество работ. В числе пионерских следует указать статьи

[1–3], а также ранние обзоры [4–6], где можно найти дополнительные многочисленные ссылки на литературу по теме. Современным представительным обзором является статья [7]. В указанных работах изложены основные подходы к приближенному теоретическому анализу и получены результаты по отдельным аспектам проблемы. Наиболее распространенными аналитическими методами являются теория возмущений, метод Кирхгофа и метод интегрального уравнения. Ранние теоретические исследования рассматривали поверхностное и объемное рассеяние как совершенно разные проблемы. Однако, в акустике мелкого моря это часто

не соответствует практическим потребностям. Так, экспериментальными методами затруднительно отличить рассеяние на неровностях морского дна в волноводе от рассеяния на объемных неоднородностях донных осадков. По этой причине в последнее время все большее число авторов изучают эти два типа рассеяния звука совместно [8, 9].

Для расчётов рассеянного поля как от объемных, так и от поверхностных неоднородностей среды, подавляющее большинство авторов использовало лучевой метод, метод параболического уравнения (МПУ) и модовый подход. Как известно, лучевой метод применим только для высокочастотных полей, и сопровождается вычислительными трудностями в местах точек поворота лучей и на каустиках. МПУ также испытывает трудности при описании областей фокусировки звука в волноводе [10], а кроме того, в рамках традиционной формы МПУ для волноводов с неровными границами проблематичен строгий учет граничных условий [11–13]. Укажем статьи [14–16], близкие по постановке задачи к нашему исследованию для модовых волноводов в низкочастотном диапазоне. Так, в [15] метод Кирхгофа для функции Грина, впервые развитый в работах [1–3, 14], использован в форме модового представления для слоисто-неоднородных волноводов с горизонтальными границами, а рассеяние на шероховатостях границ вычислялось методом возмущений. Для небольших дистанций распространения звука были рассчитаны корреляционные функции и когерентность поля в вертикальном и горизонтальном направлениях. В работе [16] разновидность локально модового подхода, предложенного ранее в [17] и предполагающего свертку по горизонтальной координате адиабатического решения для 2D-волновода с коэффициентами взаимодействия мод, применена для расчетов рассеяния на случайных шероховатостях дна. Авторы работы рассмотрели рассеяние широкополосных сигналов для фиксированной дистанции, используя метод Фурье во временной области. Однако, особенности спадающей средней интенсивности и поведения других статистических характеристик звукового поля в волноводах с потерями и флуктуирующей границей раздела вода–донные осадки в вышеуказанной литературе не рассматриваются. Настоящее исследование выполнено на основе статистического моделирования [18–21] средней интенсивности звука, а также флуктуаций интенсивности (сцинтилляций). Внимание авторов сосредоточено не столько на изменениях в законе спадающей интенсивности,

описывающем энергетические потери при распространении сигнала в случайно-неоднородной среде мелкого моря, чему посвящены статьи [22–24], сколько на особенностях трансформации интенсивности отдельных мод, формирующих звуковое поле. Это дополнительно проливает свет как на межмодовое взаимодействие, так и на поведение сигнала. Кроме того, статистические эффекты проанализированы для двух типов импедансной границы раздела вода–донные осадки, когда имеется сильное пропускание акустической энергии [24, 25], и напротив — когда происходит сильное отражение от границы. В рамках статистического моделирования решение задачи выполняется для отдельных случайных реализаций батиметрии волновода из представительного ансамбля реализаций с последующим усреднением. Расчеты в каждой реализации проводятся на основе универсального локально модового подхода, разработанного в работах [26–30]. В рамках этого подхода амплитуды мод, зависящие от расстояния, ищутся путем переформулировки исходной краевой задачи для уравнений акустики в эквивалентные причинные уравнения первого порядка [26, 27], для чего используется метод погружения (известный также как метод дифференцирования по параметру, или метод уравнения Риккати). Указанные причинные уравнения допускают явную запись решения через коэффициенты обратного рассеяния, что значительно упрощает дальнейшие вычисления в приближении рассеяния вперед, или однонаправленного распространения (ОР), когда в волноводе игнорируется вклад обратно рассеянного поля.

2. ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ

В двумерно-неоднородном волноводе мелкого моря с неровной границей H , разделяющей водный слой и жидкие донные осадки, звуковое поле частоты ω описывается линейными уравнениями акустики для функций акустического давления и компонент колебательной скорости. На поверхности моря и дне H (или любом горизонте полупространства жидких осадков) формулируются подходящие граничные условия. Рассмотрим аксиально-симметричную постановку задачи для монохроматического сигнала, опуская временной множитель $e^{-i\omega t}$. В среде с переменной плотностью уравнения акустики сводятся к одному уравнению для звукового давления p следующего вида [12]:

$$\rho r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho^{-1} \frac{\partial p(r, z)}{\partial r} \right) + \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho^{-1} \frac{\partial p(r, z)}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} p(r, z) = - \frac{\delta(r) \delta(z - z_0)}{2\pi r}, \quad (1)$$

в котором (r, z) — координаты цилиндрической системы, точечный источник излучения расположен при $r = 0$, $z = z_0$; $c = c(r, z)$ — скорость звука, $\rho = \rho(r, z)$ — плотность. Примем, что на свободной поверхности граничное условие $p(r, 0) = 0$, а условие на донной границе раздела соответствует непрерывности давления и компоненты скорости, нормальной к неровной границе $H(r)$. Подразумевается также выполнение условий излучения при $z, r \rightarrow \infty$. Как известно [11, 12], поле давления $p(r, z)$ для (1) в рамках метода поперечных сечений можно искать с помощью разложения по локальным модам горизонтально-неоднородного волновода:

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^M G_m(r) \Phi_m(r, z), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_m(r, z) + [k^2 - \kappa_m^2(r)] \Phi_m(r, z) = 0.$$

В (2) $k = \omega/c(r, z)$, $\kappa_m(r)$ — собственные значения, а Φ_m — собственные функции задачи Штурма–Лиувилля ($m = 1, 2, \dots, M$), которые на поверхности и на дне океана удовлетворяют следующим граничным условиям: $\Phi_m(r, 0) = 0$, $\Phi_m(r, H) + g_m(r) \Phi'_m(r, H) = 0$ ($\Phi'_m(r, H) = (\partial \Phi_m(r, z) / \partial z)|_{z=H}$). В последнем условии $g_m(r)$ характеризует импеданс проницаемого дна, а шероховатая граница $H(r)$ задается случайной функцией, в результате чего задача (1)–(2) становится стохастической. При этом очевидно, что

собственные функции и собственные значения, а также моды волновода $G_m(r) \Phi_m(r, z)$ будут случайными функциями r . Условие на границе раздела $H(r)$ вода–жидкие осадки соответствует непрерывности давления и вертикальной компоненты скорости моды при пересечении границы: $\Phi_m(r, H-0) = \Phi_m(r, H+0)$, $\Phi'_m(r, H-0)/\rho(r, H-0) = \Phi'_m(r, H+0)/\rho(r, H+0)$. В то же время для полного акустического поля в дополнение к уравнению (1) должно выполняться условие непрерывности нормальной к границе компоненты скорости.

Будем далее считать, что нерегулярная часть волновода со случайной батиметрией сосредоточена в произвольной горизонтальной области справа от источника звука $0 < L < r < L_0$, а случайные флуктуации батиметрии имеют относительно малую амплитуду и характерные масштабы, превышающие длину волны звука. В такой ситуации обратно рассеянное поле мод в волноводе мало, и им можно пренебречь с достаточной точностью. В этом приближении однонаправленного распространения (или рассеяния вперед) используем приведенную ниже форму решения (3) для вектора амплитуд мод $\mathbf{G}(r) = \{G_m(r)\}^T$, $m = 1, \dots, M$, в замкнутом виде, вытекающую из уравнений погружения. Для удобства читателей в *Приложении А* приведен вывод уравнений погружения и, как частный случай, уравнения (3) для амплитуд мод в отсутствие обратного рассеяния (см. также работы [29, 30]):

$$\mathbf{G}(r) = G(r; L) \mathbf{b}(L),$$

$$\frac{\partial}{\partial L} G(r; L) = G(r; L) C(L), \quad G(r; L)|_{L=r} = E,$$

$$C(L) = -i\kappa(L) + \kappa'(L) / (2\kappa(L)) + [V(L) - \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L)] / 2, \quad (3)$$

где L — переменный параметр положения границы нерегулярной среды, $G(r; L) \equiv G(r)$ — квадратная матрица размера $M \times M$, подлежащая определению, $\mathbf{b}(L)$ — вектор-столбец амплитуд падающих мод в сечении $r = L$ нерегулярной среды с M элементами $b_m(L) = \Phi_m(0, z_0) \kappa_m^{-1/2}(L) \exp[i\kappa_m(L)L]$, $\kappa(r)$ — диагональная матрица $\kappa_m(r)$, $\kappa'(r)$ — диагональная матрица производных $\kappa_m(r)$,

E — единичная матрица. Также в (3) $V(r)$ — матрица с элементами $V_{mn}(r) = \int_0^\infty \frac{\Phi_m(r, z)}{\rho(r, z)} \frac{\partial \Phi_n(r, z)}{\partial r} dz$, $V^T(r)$ — транспонированная матрица с элементами V_{nm} . Имея в виду волновую область $|\kappa_m| r \gg 1$ для исследования, в выражениях (3) сделан переход от цилиндрических функций к экспоненциальным, и вместо разложения (2) для $p(r, z)$ рассматриваем

$$p(r, z) = A r^{-1/2} \sum_{m=1}^M G_m(r) \varphi_m(r, z), \quad A = i[8\pi i]^{-1/2}.$$

Представление решения (3) может быть различным в зависимости от конкретных целей исследования. С точки зрения непосредственных расчетов, выполненных далее в настоящей работе, матричная запись решения (3) является предпочтительной. Ранее она была использована в работах [23, 25, 29]. Обратим внимание на то, что решением уравнения (3) в транспонированном виде является матрицант, который допускает экспоненциальное представление решения (через матричную экспоненту), если на каждом шаге вычислительной процедуры аппроксимировать $C(L)$ по трассе распространения постоянной матрицей (тогда на всем интервале матрицант представляется произведением экспонент, см. Приложение А).

Матрица $V(r)$ и транспонированная матрица $V^T(r)$ описывают межмодовое взаимодействие из-за горизонтальных изменений, вызванных случайной неровностью донной границы H . Важно заметить, что для того чтобы удовлетворялось требуемое к уравнению (1) граничное условие непрерывности нормальной к границе $H(r)$ компоненты скорости, в решении (3) должна фигурировать транспонированная матрица $V^T(r) = -V(r) - \int_0^\infty \varphi_m(r, z) \varphi_n(r, z) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho(r, z)} \right) dz$ [11, 29].

В рамках метода поперечных сечений для мод именно данная матрица обеспечивает правильный учет непрерывных (кусочно-непрерывных) вариаций границы раздела $H(r)$ со скачкообразным изменением плотности при переходе через границу. Это позволяет удовлетворить принципу взаимности и закону сохранения энергии в акустическом поле [11]. В связи с вышесказанным, для волноводов с переменной плотностью и неровной донной границей, исследованных в настоящей работе, известные приближенные методы, адиабатический ($V_{mn} = 0$), параболического уравнения и ВКБ в традиционной форме, строго не описывают граничное условие на неровной границе раздела $H(r)$. Данные приближения неплохо работают, если плотность среды и границы раздела с разным значением плотности по обе стороны границы не меняются в горизонтальном направлении, а в волноводе присутствуют, например, только объемные неоднородности скорости звука. Тогда матрица $V(r)$ становится кососимметри-

ческой: $V_{mn}(r) = -V_{nm}(r)$, $V_{nn} = 0$, а выражение в (3) упрощается [21–23, 25].

Вычисляя поле давления $p(r, z)$ согласно уравнениям (2), (3) для каждой случайной реализации $H(r)$ из ансамбля N реализаций, получим изменение средней интенсивности, или среднюю функцию потерь при распространении звука вдоль трассы в случайно-неоднородном волноводе в виде:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle = \langle |p|^2 \rangle = r^{-1} \sum_{m=1}^M \langle |G_m|^2 |\varphi_m|^2 \rangle + \\ + r^{-1} \sum_{(m \neq n)} \langle G_m G_n^* (\varphi_m \varphi_n^*) \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где M — максимальный номер моды, учитываемой при расчетах, а угловые скобки означают статистическое усреднение, которое при расчетах заме-

няется алгебраической формулой $\langle I \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k$,

I_k — интенсивность звукового сигнала в k -той реализации статистического ансамбля. Первая модовая сумма в (4) представляет некогерентные слагаемые и описывает усредненный (по масштабу пространственной интерференции) закон спада интенсивности в волноводе. Вторая сумма (двойная) когерентных слагаемых описывает волновую интерференционную структуру звукового поля, которая накладывается на плавный усредненный закон спада. По хорошо известным формулам могут вычисляться также другие интересные статистические характеристики интенсивности. Например, важным индикатором относительных флуктуаций интенсивности звука в случайно-неоднородном волноводе является индекс сцинтилляций S^2 , где $S = [\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2]^{1/2} / \langle I \rangle$ [23, 25, 31].

3. МОДЕЛЬ СТОХАСТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА МЕЛКОГО МОРЯ

Для проведения численного анализа была осуществлена привязка к значениям параметров, которые характерны для шельфовых зон ряда арктических морей, в частности, Карского моря [32, 33]. Рассматривался мелководный волновод, в котором происходит распространение тонального звукового сигнала частоты 250 Гц (длина волны $\lambda = 6$ м). Волновод имеет среднюю глубину $\langle H(r) \rangle = 40$ м, горизонтальную поверхность и случайно-шероховатое дно. В водном слое $0 \leq z < H(r)$ однородные

профили скорости звука $c = 1460$ м/с и плотности $\rho = 1.023$ г/см³. Дно $z \geq H(r)$ представляет собой жидкое поглощающее полупространство неконсолидированных осадков с показателем преломления на границе раздела вода–дно $n = (c/c_1)(1 + i\beta_1)$. В донных осадках, следуя данным измерений, приведенным в [33], задаем импеданс посредством плотности, $\rho_1 = 1.85$ г/см³, поглощения $\beta_1 = 0.02$ (≈ 1 дБ/λ) и скорости звука c_1 . Случайные неровности границы раздела вода–осадки $\delta h(r)$, $H(r) = \langle H \rangle + \delta h(r)$ (рис. 1а) полагаем гауссовым случайным процессом с экспоненциальной корреляционной функцией: $B_h(r_2 - r_1) = \sigma_h^2 \exp(-|r_2 - r_1|/L_h)$. Интенсивность флуктуаций задавалась величиной $\sigma_h^2 = \langle (\delta h)^2 \rangle = 1$ м² [15, 31], $\sigma_h \ll H$. Важнейший параметр L_h является характерным масштабом изменения батиметрии $H(r)$. Целью настоящей работы является исследование влияния флуктуаций $\delta h(r)$ небольшого масштаба, но таких, чтобы статистический масштаб L_h превышал длину волны звука и амплитуду σ_h ($L_h \gg \sigma_h$). В такой ситуации, как показывают расчеты, величина обратного рассеянного поля пренебрежимо мала, кроме того, требования к достаточно быстрой сходимости модового ряда (2) метода поперечных сечений не нарушаются [11].

При постоянной скорости звука в водном слое и донных осадках функция импеданса $g_m(r)$ в граничном условии к уравнениям (2) определяется своими локальными значениями в поперечных

сечениях волноводов сравнения Пекериса: $g_m(r) = i\rho_1(r)\rho^{-1}[k^2 n^2 - \kappa_m^2(r)]^{-1/2}$, или, если $c = c(z)$, любых иных волноводов сравнения. В процессе численного моделирования при усреднении (4) для получения надежного статистического результата был рассмотрен ансамбль из $N = 10^3$ реализаций. Рис. 1 иллюстрирует флуктуации донной границы и возмущенные этими флуктуациями по трассе собственные значения $\kappa_m(r)$ случайно-неоднородного волновода. Цифры на графиках рис. 1б соответствуют номерам собственных значений.

4. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

4.1. Сильно пропускающая донная граница

Статистическое моделирование интенсивности (4) было выполнено для двух типов донных границ мелководного волновода: сильно проницаемой границы раздела, $c_1 = c = 1460$ м/с, что часто встречается на шельфе арктических морей с повышенной газонасыщенностью в донных осадках [33], и границы со значительной отражательной способностью, $c = 1460$ м/с, $c_1 = 1600$ м/с. Сначала рассмотрим сильно проницаемую донную границу. В этом случае, как было показано для объемных флуктуаций скорости звука в водном слое в работах [21, 24], а также для флуктуаций функции

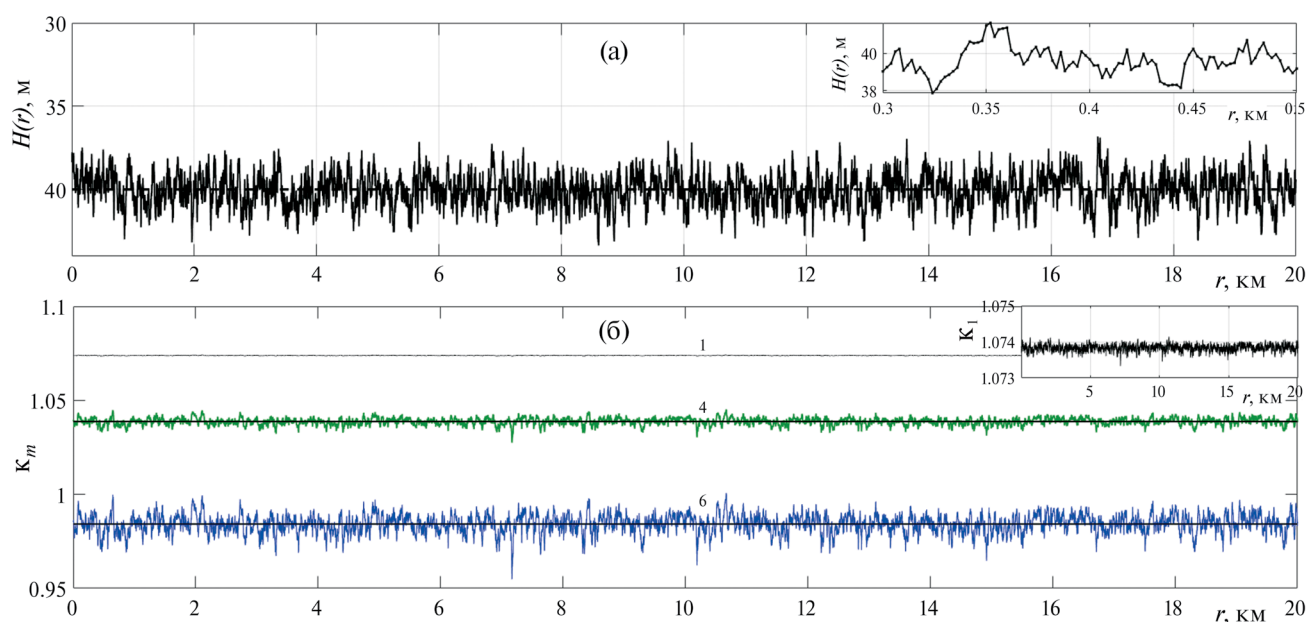


Рис. 1. Иллюстрация к модели стохастического волновода. Пропускающая граница. (а) — Пример случайной реализации флуктуаций $\delta h(r)$ границы раздела вода–донные осадки, $L_h = 20$ м; (б) — Произвольная случайная реализация действительной части собственных значений $\kappa_m(r)$ номеров $m = 1, 4, 6$.

импеданса $g_m(r)$ в [25], при распространении звукового сигнала наблюдается максимальный статистический эффект. На основании сведений из работы [15], а также целей сравнения с выводами работы [23] характерный масштаб изменения $H(r)$ выбирался $L_h = 20$ м, что соответствует неоднородностям границы раздела достаточно небольшого масштаба. По порядку величины они сравнимы с длиной волны звукового сигнала, но все же L_h более чем в 3 раза превышает λ . Учитывая также имеющуюся анизотропию по горизонтальной координате, $L_h \gg \sigma_h$ (определенная степень плавности, хотя и незначительная, присутствует в статистической задаче), это приводит к достаточно быстрой сходимости ряда (2) метода поперечных сечений. При расчетах отдельных реализаций принимались во внимание 6 мод, определяющих звуковое поле на дистанциях $r > 300$ м. В плане типа мод, как и во всех предыдущих работах авторов [19–25, 29, 30], осуществлялась привязка к разрезу Пекериса на комплексной плоскости волновых чисел $K(r)$, так что квадратный корень в $g_m(r)$ понимается в смысле главного значения [33, 34]. В рассматриваемом случае сильно проницаемой донной границы моды дискретного спектра оказываются вытекающими, их собственные значения K_m комплексны и, кроме первого $K_1(r)$, имеют значительную мнимую часть. Первой моде присущ наибольший характерный масштаб затухания $L_{K1} \sim (\text{Im } K_1)^{-1} \approx 2$ км, масштаб 6-й моды, $L_{K6} \approx 151$ м, отличается больше чем на порядок. Однако в любом случае выполняется неравенство $L_h \ll L_K$, допускающее интенсивное межмодовое взаимодействие благодаря неровностям границы. Расстояния вблизи источника $r < 100$ –300 м, где может быть замечен вклад от непрерывного спектра горизонтальных волновых чисел K [34], с точки зрения статистических эффектов не представляют интереса и потому не анализируются в настоящей работе. Строго говоря, непрерывный спектр значений K (в нашем случае это значения на разрезе Пекериса, а в случае дискретизации разреза, соответствующие им моды логично называть модами разреза [30]) оказывается вовлечен в решение задачи (2)–(3) через матрицы взаимодействия мод $V(r)$ и $V^T(r)$. Благодаря связанности мод при распространении сигнала в волноводе с проницаемой границей некоторая часть энергии будет передаваться от вытекающих мод к модам разреза. Однако, как показано в работах [29, 30] для клиновидного волноводного шельфа с большими углами наклона границы (от 6° до 27°), учет таких мод

разреза дополнительно к обычным модам волновода практически незаметен вдоль основной дистанции распространения. Моды разреза (непрерывного спектра) имеют существенное значение только на весьма низких частотах < 100 Гц и в локальных областях, где происходит отсечка распространяющихся мод (моды разреза в этих местах обеспечивают плавные изменения в поле сигнала). В рассматриваемой задаче нет значительных перепадов глубины волновода, $\delta h(r) \ll H(r)$, и отсечки мод в процессе распространения сигнала не происходит. Поэтому без ограничения общности результатов статистического рассмотрения вкладом непрерывного спектра для рассматриваемой модели можно пренебречь. Специально выполненные расчеты, учитывающие моды разреза, показали, что ошибка пренебрежения непрерывным спектром для исследуемых модели и дистанций распространения не превышает 0.1 дБ.

На рис. 2–4 представлены результаты численного моделирования поведения средней интенсивности сигнала в водном слое случайно-неоднородного волновода, которые сравниваются с интенсивностью при распространении сигнала в детерминированном волноводе с ровной границей раздела H . Из кривых, представленных на рис. 2, 3, видно, что флуктуации батиметрии $\delta h(r)$, которые, как известно из литературы, рассеивают сигнал, увеличивают потери при распространении. Однако, в работе [23] было показано, что данный эффект в низкочастотной области весьма мал для крупно- и среднемасштабных неоднородностей, $L_h = 1$ км и $L_h = 100$ м, так что им можно пренебречь на фоне присутствия в среде объемных неоднородностей скорости звука. В ситуации же более мелкомасштабных флуктуаций границы раздела, как следует из рис. 2 и 3, спадание интенсивности сигнала в волноводе на расстоянии $r = 20$ км усиливается до ≈ 9 дБ по сравнению с детерминированным случаем ровной горизонтальной границы. При этом потери средней интенсивности при распространении сигнала составляют несколько децибел уже на дистанции $r \approx 5$ км. Для подтверждения полученного результата на рис. 4 для одной из случайных реализаций выполнено сравнение кривых ОР, полученных нашим методом (3), с кривыми, рассчитанными известной программой RAM, которая реализует метод широкоугольного параболического уравнения (ШПУ) [35]. Как видно, почти на всей трассе распространения $0.5 \text{ км} < r < 20 \text{ км}$, различие сопоставляемых кривых 1 и 2, 3 и 4, взятых для разных горизонтов ориентации источника

и приемника, не превышает 1.5 дБ. В практическом плане это означает неплохое совпадение результатов, полученных разными методами, и свидетельствует об адекватном характере спада кривых интенсивности, представленных на рис. 2 и 3.

Усиление спада интенсивности сигнала, установленное выше, объясняется сильной связью между модами и происходящим интенсивным энергообменом между ними в рассматриваемом случайном волноводе. Как видно из рис. 5, где представлена интенсивность поля отдельных взаимодействующих мод, формирующих сигнал, звуковая энергия наименее затухающей и самой энергонесущей 1-й моды (для рассмотренного горизонта источника $z_0 = 24$ м 1-я собственная функция волновода имеет максимум) передается модам с более высокими номерами. Впрочем, как неоднократно отмечалось ранее [21–25] и ясно из сравнения потерь распространения интенсивности на рис. 2 и 3, статистический эффект (но не абсолютная величина уровня интенсивности) слабо зависит от горизонта расположения источника. Особенностью перераспределения энергии между локальными модами является достаточно быстрая их трансформация на отрезке расстояний 100 м–2 км. Сопоставление с кривыми адиабатического приближения (штриховые кривые на рисунках) свидетельствует о том, что с расстоянием происходит снижение средней интенсивности 1-й моды, за счет чего наблюдается рост уровня интенсивности всех остальных мод (2-й–6-й). Причем, уровни интенсивности высших мод, начиная со второй, при $r > 2$ км оказываются сосредоточенными в достаточно узком диапазоне ≈ 8 дБ между 3-й и 4-й модами, показанными на рис. 5. Интересно отметить, что примерно с расстояний 2–3 км, все трансформированные моды в статистическом смысле имеют близкий по величине модальный коэффициент затухания, который для номеров мод $m > 1$ становится существенно меньше, чем был у локальных мод в начале трассы, вблизи локализации источника (там он соответствует адиабатическому и детерминированному решению). Это ясно из сравнения сплошных и штриховых кривых интенсивности мод соответствующих номеров на рис. 5. В результате разница между уровнями интенсивности отдельных мод, приобретенная на начальном отрезке $0.1 \text{ км} < r < 3 \text{ км}$ (например, разница уровней для ближайших 1-й и 3-й мод при $r \approx 3 \text{ км}$ составляет ≈ 21 –22 дБ), в дальнейшем мало изменяется на трассе распространения, и спадающие кривые всех мод идут почти параллельно друг другу. При этом кривые

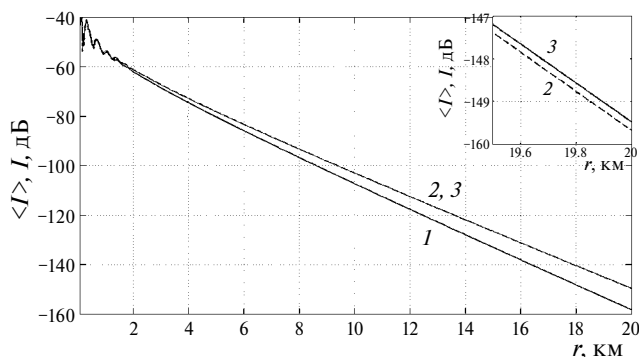


Рис. 2. Спадание средней интенсивности сигнала частоты 250 Гц в волноводе с флуктуациями пропускающей донной границы (батиметрии), $z_0 = z = 24$ м, $L_h = 20$ м. На графике: кривая 1 — приближение рассеяния вперед (ОР) (решение (3) для амплитуд мод); штриховая кривая 2 — адиабатическое приближение, $V_{mn} = 0$; кривая 3 — горизонтальная донная граница $H(\delta h = 0)$. Правый верхний угол — диапазон расстояний 19.5–20 км для лучшей визуализации различия кривых 2 и 3 на больших расстояниях.

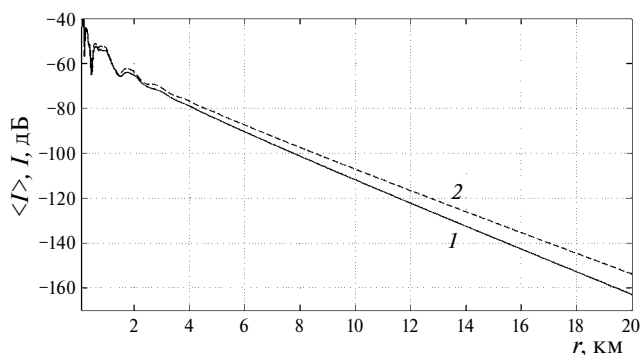


Рис. 3. Кривые аналогичны рис. 2, но горизонты источника и наблюдения около дна: $z_0 = 36$ м, $z = 32$ м.

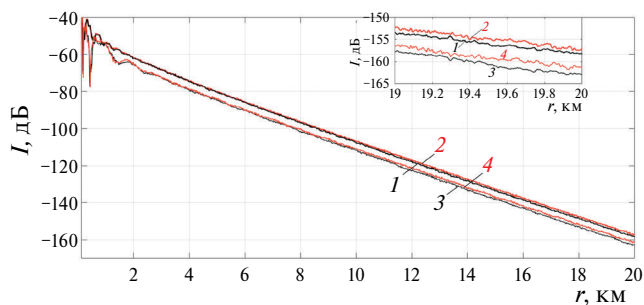


Рис. 4. Сравнение кривых интенсивности сигнала частоты 250 Гц в волноводе с флуктуациями пропускающей донной границы для некоторой произвольной случайной реализации $\delta h(r)$, $L_h = 20$ м. На графике: кривая 1 — приближение ОР (решение уравнения (3)), кривая 2 — расчет программой RAM по методу ШПУ, $z_0 = z = 24$ м; кривая 3 — приближение ОР, кривая 4 — расчет программой RAM по методу ШПУ, $z_0 = 36$ м, $z = 32$ м.

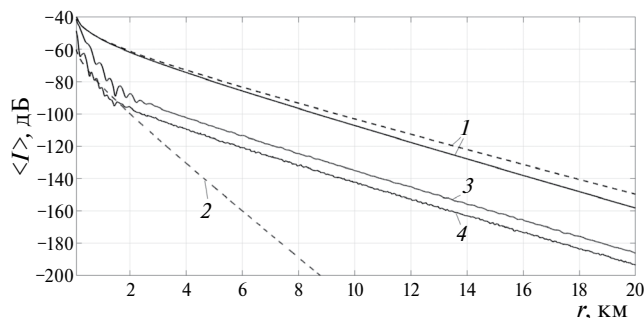


Рис. 5. Средняя интенсивность отдельных мод сигнала частоты 250 Гц в волноводе с флуктуациями донной границы, $L_h = 20$ м, $z_0 = z = 24$ м. Сплошные кривые 1, 3, 4 – интенсивности мод данных номеров в приближении рассеяния вперед (ОР); штриховые кривые 1, 2 – адиабатическое приближение ($V_{mn} = 0$).

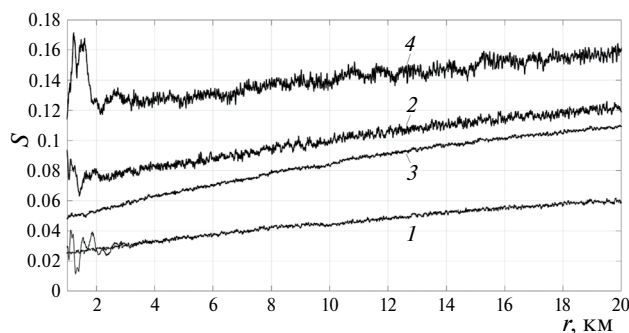


Рис. 6. Развитие индекса сцинтилляций интенсивности звукового поля и отдельных мод в волноводе со статистически неровной сильно проникаемой границей, $L_h = 20$ м, $z_0 = z = 24$ м. Кривые соответствуют кривым на рис. 5: 1 – флуктуации интенсивностей полного поля и поля 1-й моды (штрих заметен на графике в начале трассы) в адиабатическом приближении; 2 – рассеяние вперед, флуктуации интенсивности полного поля; 3 – аналогично кривой 2, но для 1-й моды; 4 – флуктуации интенсивности полного поля для $z_0 = 36$ м, $z = 32$ м.

мод приближения ОР, в том числе и всех высших мод, располагаются между кривыми 1-й и 2-й мод адиабатического приближения и невозмущенного волновода (штриховые кривые 1 и 2 на рис. 5). Из рис. 5 хорошо видно, что, несмотря на сильное взаимодействие мод в случайном волноводе, подавляющий вклад в поле сигнала в условиях сильно проникаемой донной границы вносит первая мода. При $r > 2$ км отличие уровней средней интенсивности сигнала от уровней для его первой моды не превышает 0.5 дБ. Важно также сделать замечание относительно адиабатического приближения. Несмотря на то, что данное приближение учитывает

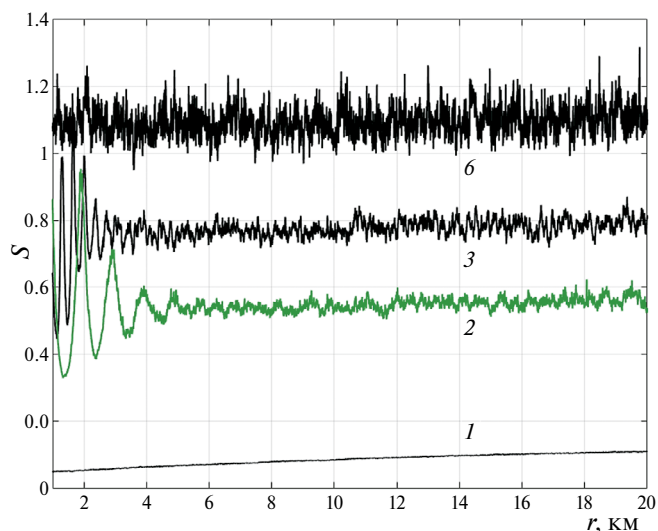


Рис. 7. Развитие индекса сцинтилляций интенсивности отдельных мод в волноводе со статистически неровной сильно проникаемой границей, $L_h = 20$ м, $z_0 = z = 24$ м. Кривые на графике – сцинтилляции мод с указанными номерами 1, 2, 3, 6.

флуктуации собственных значений мод под влиянием случайных неровностей границы раздела (см. рис. 1б), для интенсивности оно практически совпадает с детерминированным решением в волноводе с ровной донной границей (рис. 2 и вставка в правом углу этого рисунка). Поэтому «адиабатика» не описывает истинное статистическое решение, о чем уже шла речь выше в разделе формулировки проблемы. Следует подчеркнуть, что в каждой отдельной реализации адиабатическое приближение также дает неверное решение, которое еще больше отличается от решения ОР, чем усредненное статистическое на рис. 2, 3. Одной из причин этого обстоятельства является указанный факт подавляющего вклада первой моды в поле сигнала. Флуктуации границы, как видно на рис. 1б, вызывают наибольшие возмущения собственных значений не первых мод, а мод высших номеров. Но именно они быстро затухают с расстоянием и не вносят вклада в распространяющийся в волноводе сигнал. При этом в адиабатическом приближении величина характерного масштаба флуктуаций L_h не влияет на факт слабого отличия статистического решения от детерминированного. Для «адиабатического» рассеяния тот же вывод справедлив в случае неоднородностей границы как средних, $L_h = 100$ м, так и крупных масштабов $L_h = 1$ км [23].

На рис. 6 и 7 посредством индекса сцинтилляций S представлена дополнительная информация по флуктуациям интенсивности звукового поля

в волноводе [31, 36], которая подтверждает специфику поведения мод в волноводе под влиянием статистически неровной границы раздела вода—донные осадки. Отметим следующее. Флуктуации интенсивности (сцинтилляции) звукового поля в волноводе в целом характеризуются достаточно небольшими величинами, которые присущи на всей трассе распространения флуктуациям интенсивности первой моды: $S_1 < 0.25$. Особенно малы флуктуации интенсивности, $S \ll 1$, для решения в адиабатическом приближении (рис. 6, кривые 1).

За исключением области расстояний $r < 3$ км, где присутствуют осцилляции интерференционной структуры (как на рис. 5 для отдельных взаимодействующих мод), кривые сцинтилляций на графиках рис. 6 имеют достаточно монотонный характер. Медленный рост кривых с расстоянием обусловлен монотонным спаданием средней интенсивности в волноводе. Из рис. 7 видно, что для отдельных мод достаточно быстро оканчивается область $0.1 \text{ км} < r < 2 \text{ км}$ перехода к установлению стационарного режима насыщения флуктуаций. Как и следовало ожидать, чем выше номер моды, тем сильнее проявляются флуктуации ее интенсивности (см. также рис. 16). Так, для моды с номером $m = 6$ сцинтилляции превышают уровень 1, то есть флуктуации интенсивности этой моды являются сильными, их величина сопоставима с уровнем самой средней интенсивности. Однако данный факт

никак не влияет на картину средних потерь при распространении вследствие малости абсолютного уровня интенсивности мод высших номеров.

4.2. Отражающая донная граница

Проведем теперь сравнительный анализ результатов, полученных выше для сильно проницаемой случайно-неоднородной донной границы, с результатами для отражающей границы волновода: $n \approx 0.91(1 + 0.02i)$, $c_1 = 1600$ м/с. Для границы с таким импедансом в водном слое волновода формируется 6 распространяющихся взаимодействующих мод, дополнительно к ним при численном моделировании были учтены 3 вытекающих моды. Поскольку слабозатухающих мод теперь становится больше, картина интенсивности в волноводе характеризуется осцилляционной структурой из-за межмодовой интерференции, которая выражена не только на первых сотнях метров трассы, но и на дальних дистанциях. Особенно это касается случая расположения точек источника и наблюдения около дна. Для того чтобы проанализировать статистические эффекты, не усложняя графический материал деталями интерференционной структуры, будем рассматривать, где это имеет смысл, сглаженные по пространству зависимости интенсивности и ее сцинтилляций, т.е. выражение (4) для некогерентной суммы мод ($m = l$).

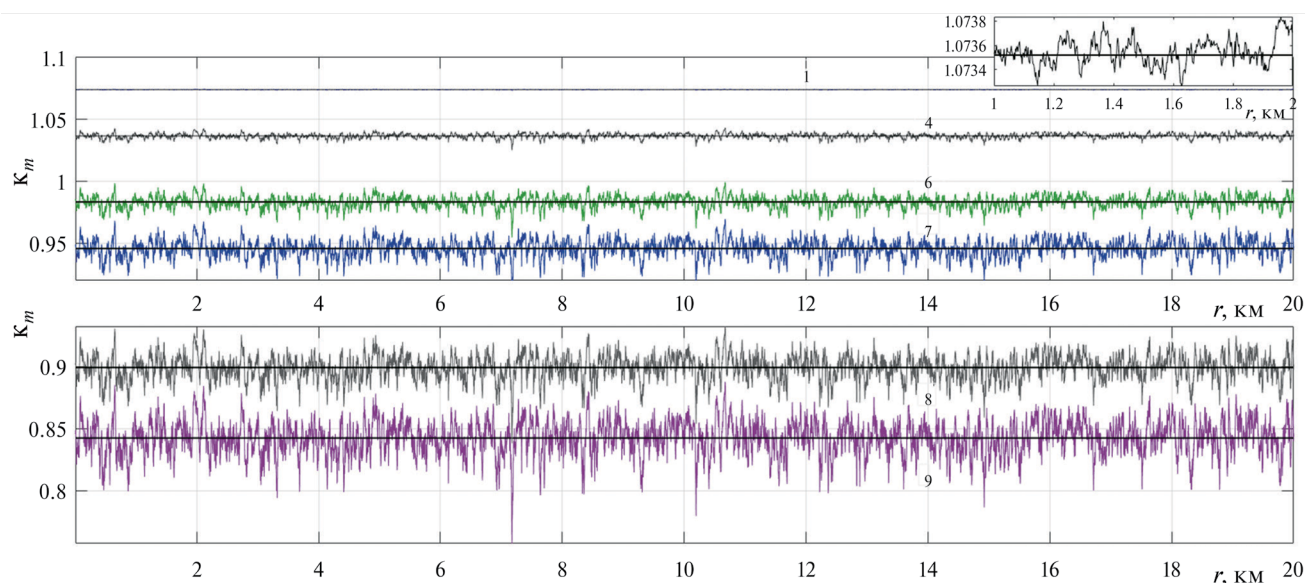


Рис. 8. Иллюстрация к модели стохастического волновода с отражающей донной границей. Произвольная случайная реализация действительной части собственных значений $K_m(r)$ номеров $m = 1, 4, 6, 7-9$. $L_h = 20$ м. Горизонтальные линии на графиках — собственные значения для невозмущенного волновода. Вставка в правом верхнем углу — отрезок реализации $1 \text{ км} < r < 2 \text{ км}$ первого собственного значения $K_1(r)$.

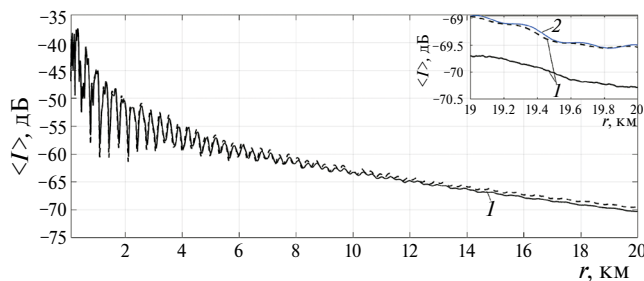


Рис. 9. Спадание средней интенсивности сигнала частоты 250 Гц в случайном волноводе с флуктуациями отражающей донной границы, $z_0 = z = 24$ м, $L_h = 20$ м. На графике: кривые 1 — приближение рассеяния вперед (3), штриховая кривая — адиабатическое приближение ($V_{mn} = 0$); кривая 2 — горизонтальная донная граница $H(\delta h = 0)$. Правый верхний угол — диапазон расстояний 19–20 км для детализации структуры кривых в конце трассы.

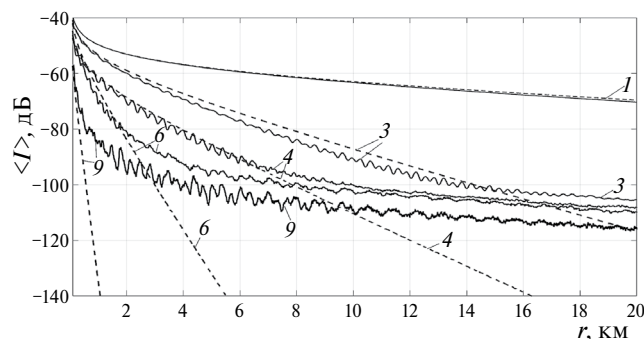


Рис. 10. Средняя интенсивность отдельных мод сигнала частоты 250 Гц в волноводе с флуктуациями отражающей донной границы, $L_h = 20$ м, $z_0 = z = 24$ м. Сплошные кривые 1, 3, 4, 6, 9 — интенсивности мод данных номеров в приближении рассеяния вперед (ОР); штриховые кривые — адиабатическое приближение.

На рис. 8, аналогично рис. 1б, приведены флуктуации по трассе распространения собственных значений $\kappa_m(r)$ волновода в одной произвольной реализации. Как видно, амплитуда флуктуаций собственных значений высших мод возрастает, дисперсия может достигать 5–10%, так что диапазоны изменения $\kappa_m(r)$ начинают пересекаться (например, для $\kappa_8(r)$ и $\kappa_9(r)$). Поскольку $V_{mn} \sim (\kappa_m - \kappa_n)^{-1}$, то для таких расстояний взаимодействие соседних высших мод, очевидно, будет усиливаться. Но в поведении интенсивности полного поля это не проявляется ввиду весьма низкого ее уровня для высших мод.

Графики рис. 9 свидетельствуют о том, что в случае отражающей шероховатой донной границы, по сравнению с сильно пропускающей границей (ср. с кривыми рис. 2), затухание средней интенсивности заметно уменьшается (на ≈ 8 дБ к расстоянию 20 км), так что различие кривых ОР с кривыми адиабатического приближения и ровного дна составляет не более 1 дБ. В данном случае локальные моды номеров $m > 1$ распространяются лучше, их модальный коэффициент затухания из-за взаимодействия с дном гораздо меньше. Поэтому в случае отражающей границы часть энергии, которая перераспределяется в волноводе между первыми четырьмя слабозатухающими модами и модами высоких номеров, подверженных более существенному затуханию, оказывается значительно меньше по сравнению с ситуацией для сильно пропускающей границы. Эти особенности отражены на рис. 10 (ср. с рис. 5). В случае отражающей границы в начале трассы распространения локальные моды более высоких номеров, «оттягивающие» энергию у первых мод, имеют меньший модальный коэффициент затухания, т.е. их энергия слабее переходит из водного слоя волновода в осадочную толщу на этапе формирования мод стохастического волновода $0.1 \text{ км} < r < 12 \text{ км}$. При $r > 12 \text{ км}$ все моды волновода приобретают близкий модальный коэффициент затухания, который по величине для отражающей границы значительно меньше, чем для пропускающей. Разница между уровнями интенсивности отдельных мод, приобретенная на отрезке $0.1 \text{ км} < r < 12 \text{ км}$ (например, разница уровней кривых для ближайших 1-й и 3-й мод при $r \approx 12 \text{ км}$ составляет ≈ 30 дБ), в дальнейшем мало изменяется по трассе распространения.

Спадающие кривые мод номеров $m > 1$ идут почти параллельно друг другу в узком диапазоне интенсивности ≤ 10 дБ, причем кривые всех 9 мод приближения ОР располагаются между кривыми 1-й и 4-й мод адиабатического приближения (штриховые кривые 1, 4 на рис. 10). На рис. 11 сравнение законов спада интенсивности, усредненной по пространственному масштабу интерференции, для разных горизонтов показывает закономерности, аналогичные кривым рис. 2 и 3 для сильно проницаемой донной границы раздела случайного волновода, однако отличие уровней кривых ОР и «адиабатики» значительно меньше, в пределах ≈ 1 дБ. Адиабатическое приближение, показанное штриховыми кривыми, в этом случае также практически соответствует волноводу

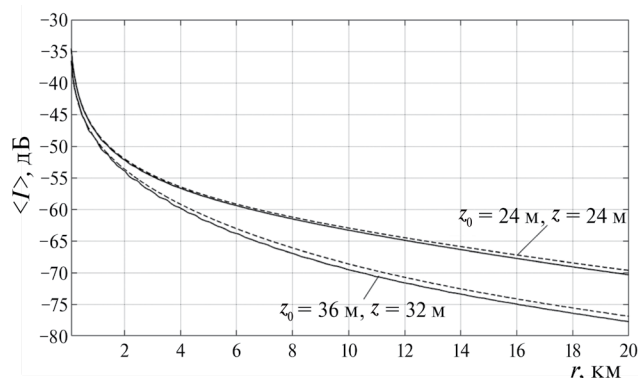


Рис. 11. Средняя интенсивность сигнала частоты 250 Гц в случайном волноводе с флуктуациями отражающей донной границы для разных локализаций источника и приемника, $L_h = 20$ м. Сплошные кривые — приближение рассеяния вперед (3) при $z_0 = 36$ м, $z = 32$ м и $z = z_0 = 24$ м; штриховые кривые — адиабатическое приближение для указанных горизонтов.

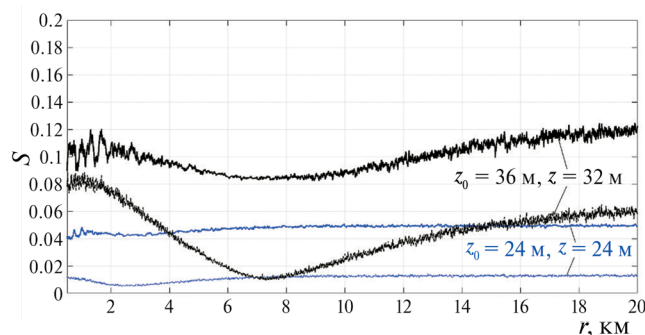


Рис. 12. Развитие индекса сцинтилляций интенсивности звукового поля в волноводе со статистически неровной отражающей границей, $L_h = 20$ м. Сплошные кривые — рассеяние вперед для горизонтов $z_0 = z = 24$ м и $z_0 = 36$ м, $z = 32$ м. Штриховые кривые (нижние) — адиабатическое приближение для тех же горизонтов.

с горизонтальным ровным дном, т.е. в отсутствие возмущений донной границы.

Кривые сцинтилляций на рис. 12 для некогерентных модовых сумм в (4), очевидно, указывают на отсутствие сильных флуктуаций интенсивности сигнала, но для локализации источника и приемника вблизи неровной донной границы, где более существенен вклад мод высших номеров, эти флуктуации интенсивности несколько больше, чем для срединной части волновода. По сравнению со случаем сильно пропускающей донной границы сцинтилляции сигнала на рис. 12 характеризуются

приблизительно таким же уровнем, и в целом кривые похожи на кривые рис. 6. Для отдельных мод графики сцинтилляций не несут дополнительной информации по сравнению с рис. 7, поэтому здесь не приводятся.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе на основе статистического моделирования исследовано поведение средних значений интенсивности и ее сцинтилляций при распространении низкочастотного звукового сигнала в стохастическом волноводе со случайно-неровной донной границей. Рассмотрена ситуация достаточно мелкомасштабных неровностей границы с не слишком малой амплитудой флуктуаций. Кроме того, проанализированы два типа шероховатых границ: сильно пропускающая донная граница и граница с существенной отражательной способностью. Сам волновод с точки зрения стратификации параметров предполагался однородным, как в водном слое, так и в жидких донных осадках, что позволило абстрагироваться от возмущений звукового сигнала объемными неоднородностями скорости звука и в чистом виде изучить особенности влияния случайных флуктуаций донной границы. В практическом плане волновод такого типа может служить хорошей моделью мелководного распространения звука в зонах некоторых морей арктического шельфа. Именно в данных широтных районах и с точки зрения теории, и с точки зрения натурных наблюдений почти отсутствуют внутренние волны (вероятно, за исключением относительно глубокого Баренцева моря в летний сезон), которые в большинстве других районов Мирового океана являются основным случайным возмущением, приводящим к объемным флуктуациям скорости звука и стохастическому поведению акустических сигналов. Выполненное статистическое моделирование показало следующее.

1. Мелкомасштабные возмущения донной границы могут приводить к заметным изменениям в законе спадающей средней интенсивности сигнала в мелком море. Затухание интенсивности на расстояниях 10–20 км, типичных для мелководного распространения звука в арктических шельфовых зонах с газонасыщенными осадками, под действием случайных возмущений донной границы может достигать 5–10 децибел.

2. Этот результат отличается от ранее полученного вывода для среднемасштабных и крупномасштабных неровностей проницаемой границы [23], которые, как оказалось, практически не влияют на распространение сигнала в волноводе, поэтому на фоне других неоднородностей крупномасштабными флуктуациями границы можно пренебречь.

3. Полученный результат влияния мелкомасштабных флуктуаций границы раздела вода—донные осадки, приводящего к энергетическим потерям сигнала с расстоянием, прямо противоположен влиянию на сигнал объемных случайных неоднородностей скорости звука. Последние присутствуют в толще донных осадков мелководного шельфа арктических морей, или в водном слое морей более низких широт, имеющих стратификацию и возмущения в виде внутренних волн. Крупномасштабные объемные неоднородности скорости звука приводят не к усилению, а к ослаблению спадания средней интенсивности в волноводе [20–22, 24].

4. Специфика поведения интенсивности отдельных мод в волноводе арктического типа с мелкомасштабными неровностями донной границы проявляется в сильном взаимодействии локальных мод. В результате трансформации первая мода в волноводе, как правило, самая энергонесущая и слабозатухающая, достаточно быстро (на расстоянии 2–3 км) передает значительную часть своей энергии высшим модам. По этой причине по сравнению с областью расстояний, прилегающей к источнику, наблюдается усиление затухания первой моды, тогда как моды более высоких номеров наоборот приобретают значительно меньший (первоначального) модальный коэффициент затухания, который фактически мало отличается от коэффициента 1-й моды. Тем не менее, в волноводе с сильно пропускающей донной границей полная интенсивность сигнала на всей трассе распространения определяется в основном интенсивностью первой моды.

5. Изменение импедансных свойств донной границы от сильного пропускания звука до значительного отражения в принципиальном плане не изменяет эффект влияния мелкомасштабных возмущений границы. Средняя интенсивность также затухает в волноводе благодаря потерям энергии первых (1-й, 2-й, 3-й и 4-й) мод, но затухает гораздо медленнее, поскольку в начале трассы распространения локальные моды более высоких номеров, «оттягивающие» энергию у первых мод, имеют

меньший модальный коэффициент затухания, т.е. слабее уносят энергию из водного слоя волновода в осадочную толщу.

6. Индекс сцинтилляций в рассмотренной задаче демонстрирует особенности, которые подтверждают выводы относительно поведения средней интенсивности сигнала. Картина флуктуаций средней интенсивности показывает наличие двух областей расстояний в волноводе. Начальный отрезок соответствует расстояниям до 2–10 км (в зависимости от типа границы), на котором происходит интенсивное перераспределение энергии между локальными модами и формируются моды стохастического волновода. Вторая область характеризуется монотонным поведением сцинтилляций, связанным с достижением квазистационарного режима насыщения флуктуаций. Однако для обоих типов границ, как пропускающей, так и отражающей, индекс сцинтилляций указывает на отсутствие сильных флуктуаций интенсивности при распространении сигнала в волноводе со случайно шероховатой донной границей. Этот вывод отличен от поведения флуктуаций интенсивности в волноводе со случайными объемными неоднородностями скорости звука.

7. Адиабатическое приближение, не учитывающее взаимодействие мод, для волновода с мелкомасштабными флуктуациями донной границы приводит к неверным результатам, как в статистическом плане, так и в отдельных реализациях интенсивности сигнала. В первую очередь это проявляется для сильно пропускающей донной границы, а также для отдельных мод, формирующих поле. Адиабатическое решение мало отличается от решения для волновода с невозмущенной горизонтальной границей. Данный факт обусловлен граничным условием плоскостойкого волновода сравнения, которое используется при расчетах в рамках адиабатического приближения. В этом плане результаты «адиабатики» сильно расходятся с выводами для случайно-неоднородных волноводов с объемными флуктуациями скорости звука (но горизонтальными границами), где адиабатическое решение для средней интенсивности часто близко к решению ОР (3), учитывающему взаимодействие мод в возмущенном волноводе.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Изучение природы линейного и нелинейного взаимодействия геосферных полей переходных зон Мирового океана и их последствий», номер гос. регистрации: 124022100074-9.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

**КРАТКИЙ ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ПОГРУЖЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД МОД
МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В СЛУЧАЕ ДВУМЕРНО-НЕОДНОРОДНОЙ
СРЕДЫ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ**

Вместо уравнения второго порядка для звукового давления (1) для дальнейшего вывода удобно рассмотреть линейные уравнения акустики первого порядка для полей звукового давления p и компонент скорости частиц: w — вертикальной и

v — горизонтальной, с соответствующими условиями непрерывности этих функций, граничными условиями по вертикальной координате z на морской поверхности и дне, сформулированными в разделе 2, и условиями излучения:

$$\frac{\partial p(r, z)}{\partial z} = i\omega \rho(r, z) w(r, z), \quad \frac{\partial p(r, z)}{\partial r} = i\omega \rho(r, z) v(r, z),$$

$$\rho(r, z) \left[\frac{\partial w(r, z)}{\partial z} + \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) v(r, z) \right] - \frac{i\omega}{c^2(r, z)} p(r, z) = \frac{i\delta(r)\delta(z-z_0)}{\omega r}.$$

Согласно методу поперечных сечений ищем решение в виде сходящихся разложений по локальным модам (модам волновода сравнения):

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^M G_m(r) \phi_m(r, z); \quad w(r, z) = [i\rho(r, z)\omega]^{-1} \sum_{m=1}^M G_m(r) \partial \phi_m(r, z) / \partial z;$$

$$v(r, z) = [i\rho(r, z)\omega]^{-1} \sum_{m=1}^M F_m(r) \phi_m(r, z).$$
(A1)

Подстановка разложений (A1) в уравнения с учетом свойства ортонормированности мод приводит к уравнениям для модовых амплитуд $G_m(r)$ и $F_m(r)$, $m = 1 \dots M$:

$$\frac{\partial G_m(r)}{\partial r} = F_m(r) - \sum_{l=1}^M V_{ml}(r) G_l(r),$$

$$\frac{\partial F_m(r)}{\partial r} = -\frac{F_m(r)}{r} - \kappa_m^2 G_m(r) + \sum_{l=1}^M V_{lm}(r) F_l(r) - \frac{\delta(r)}{2\pi r},$$
(A2)

$$\{V_{lm}(r)\} = V^T(r) = -V(r) - \int_0^\infty \phi_m(r, z) \phi_l(r, z) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho(r, z)} \right) dz.$$

Сформулируем теперь краевую задачу для уравнений (A2) в горизонтальной плоскости следующим образом. Будем считать, что неоднородная в горизонтальной плоскости среда находится в границах $r \in (L, L_0)$ и располагается на некотором произвольном расстоянии от источника, который помещен в начало координат цилиндрической системы. Удобно рассмотреть волновую зону источника, $|\kappa_m|L \gg 1$, поскольку статистические эффекты, интересующие нас, проявляются на значительных расстояниях от источника. В этом случае во втором

уравнении системы членом $F_m(r)/r$ ввиду малости следует пренебречь, и перейти при формулировке граничных условий от цилиндрических функций к экспонентам. Из функций $G_m(r)$, $F_m(r)$ целесообразно выделить множитель цилиндрической расходимости $D(r) = i[8\pi ir]^{-1/2}$, который возникает в асимптотиках цилиндрических функций и не влияет на вывод последующих уравнений. В областях $0 < r \leq L$, $r \geq L_0$ неоднородности по r отсутствуют, т.е. среда является плоскостной со значениями модальных чисел $\kappa_m = \kappa_m^0$ и $\kappa_m = \kappa_m^1$. Вид решения

в этих областях известен, поскольку описывается однородными уравнениями (A2) с постоянными коэффициентами без взаимодействия мод:

$$\frac{\partial G_m(r)}{\partial r} = F_m(r), \quad \frac{\partial F_m(r)}{\partial r} = -\kappa_m^2 G_m(r),$$

$$\kappa_m r \gg 1, \quad \kappa_m = \{\kappa_m^0, \kappa_m^1\}.$$

$$G_m(r) = \varphi_m(0, z_0) (\kappa_m^0)^{-1/2} \{\exp[i\kappa_m^0 r] + R_m(L) \exp[-i\kappa_m^0 (r-L)]\}, \quad 0 < r \leq L; \quad (A3)$$

$$G_m(r) = T_m(L_0) (\kappa_m^1)^{-1/2} \exp[i\kappa_m^1 (r-L_0)], \quad r \geq L_0,$$

где $R_m(L)$ — коэффициент отражения моды в сечении $r = L$, $T_m(L_0)$ — коэффициент прохождения моды в сечении $r = L_0$. Таким образом, исходными для формулировки краевой задачи для модовых амплитуд при $r \in (L, L_0)$ являются уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_m(r)}{\partial r} &= F_m(r) - \sum_l V_{ml}(r) G_l(r), \quad \frac{\partial F_m(r)}{\partial r} = \\ &= -\kappa_m^2(r) G_m(r) + \sum_l V_{lm}(r) F_l(r), \end{aligned} \quad (A4)$$

и выражения (A3) в слоистых областях среды $0 < r < L$, $r > L_0$. На основании непрерывности функций $G_m(r)$, $F_m(r)$ граничные условия к уравнениям (A4) можно сформулировать так:

$$i\kappa_m(L) G_m(L) + F_m(L) = a_m(L), \quad (A5)$$

$$i\kappa_m(L_0) G_m(L_0) - F_m(L_0) = 0. \quad (A6)$$

Здесь $a_m(L) = 2i\varphi_m(0, z_0) \kappa_m^{1/2}(L) \exp[i\kappa_m(L)L]$ описывает амплитуду источника, наведенного в сечении $r = L$ падающей m -той модой. Второе условие (A6) соответствует свободному прохождению моды m из неоднородной среды в слоистую при $r > L_0$. Границы нерегулярной части волновода (L , L_0) предполагаются согласованными со слоистой средой, т.е. $\kappa_m^0 = \kappa_m(L)$, $\kappa_m^1 = \kappa_m(L_0)$ (скачки параметров среды отсутствуют, или достаточно малы для быстрой сходимости разложений (A1)).

Для переформулировки краевой задачи (A4)–(A6) для модовых амплитуд заметим, что решение этой задачи зависит от положения границы L области неоднородностей, к которой приходят моды от источника, т.е. функции $G_m(r)$, $F_m(r)$ зависят от L , пусть и неявно. Поэтому, действуя стандартным

образом [37, 38], рассмотрим параметрическую зависимость функций G_m и F_m от положения границы L : $G_m(r) \equiv G_m(r; L)$, $F_m(r) \equiv F_m(r; L)$. Подчеркнем, что это те же самые функции, только с выделенной зависимостью от положения границы, к которой приходят моды от источника. Дифференцируя по параметру L уравнения (A4) и граничные условия (A5), (A6), сопоставляя их с исходной краевой задачей (A4)–(A6), нетрудно убедиться, что структура уравнений (вследствие их линейности) не будет меняться, в результате для каждой из функций $G_m(r; L)$ и $F_m(r; L)$ можно получить систему замкнутых уравнений по параметру L с начальными условиями. Поскольку в настоящей работе уравнения погружения нужны для проведения вычислений, то с точки зрения вычислительной процедуры имеет смысл упростить краевую задачу (A4)–(A6), убрав лишние параметры. Для этого выделим вектор-столбец амплитуд мод $\mathbf{b}(L)$, падающих на нерегулярную среду, с элементами $b_m(L) = \varphi_m(0, z_0) \kappa_m^{-1/2}(L) \exp[i\kappa_m(L)L]$, $m = 1 \dots M$, и рассмотрим решение задачи о трансформации мод в нерегулярной среде, но при падении на нее мод с единичной амплитудой [37] на основе матричной записи следующего вида:

$$\mathbf{G}(r) = G(r; L) \mathbf{b}(L), \quad \mathbf{F}(r) = F(r; L) \mathbf{b}(L),$$

где $\mathbf{G}(r) \equiv \mathbf{G}(r; L)$, $\mathbf{F}(r) \equiv \mathbf{F}(r; L)$ — вектор-столбцы модовых амплитуд краевой задачи (A4)–(A6), а $G(r; L)$ и $F(r; L)$ — квадратные матрицы размера $M \times M$, удовлетворяющие краевой задаче:

$$\frac{\partial G(r; L)}{\partial r} = F(r; L) - V(r) G(r; L), \quad (A7)$$

$$\frac{\partial F(r; L)}{\partial r} = -\kappa^2(r) G(r; L) + V^T(r) F(r; L),$$

$$i\kappa(L) G(L; L) + F(L; L) = 2i\kappa(L), \quad (A8)$$

$$i\kappa(L_0) G(L_0; L) - F(L_0; L) = 0. \quad (A9)$$

В (A7)–(A9) $\kappa(L)$ — диагональная матрица собственных значений $\kappa_m(L)$, и мы сразу включили параметр L в число аргументов функций G и F . После дифференцирования (A7)–(A9) по L получаем следующую краевую задачу:

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} = \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} - V(r) \frac{\partial G(r; L)}{\partial L}, \quad (A10)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} = -\kappa^2(r) \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} + V^T(r) \frac{\partial F(r; L)}{\partial L},$$

$$i \frac{d}{dL} \kappa(L) [G(L; L)] + i \kappa(L) \frac{d}{dL} G(L; L) + \frac{d}{dL} F(L; L) = 2i \frac{d}{dL} \kappa(L), \quad (A11)$$

$$i \kappa(L_0) \frac{\partial}{\partial L} G(L_0; L) - \frac{\partial}{\partial L} F(L_0; L) = 0. \quad (A12)$$

Раскрывая производные в (A11):

$$\frac{dG(L; L)}{dL} = \frac{\partial G(r; L)}{\partial r} \Big|_{r=L} + \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} \Big|_{r=L}$$

$$\text{и} \quad \frac{dF(L; L)}{dL} = \frac{\partial F(r; L)}{\partial r} \Big|_{r=L} + \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} \Big|_{r=L},$$

на основании (A7), (A8), для краткости обозначив производную $\kappa'(L) = \frac{d}{dL} \kappa(L)$, получим

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} = \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} - V(r) \frac{\partial G(r; L)}{\partial L}, \quad (A13)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} = -\kappa^2(r) \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} + V^T(r) \frac{\partial F(r; L)}{\partial L},$$

$$i \kappa(L) \frac{\partial}{\partial L} G(r; L) \Big|_{r=L} + \frac{\partial}{\partial L} F(r; L) \Big|_{r=L} =$$

$$\begin{aligned} &= -i \kappa(L) F(L; L) + i \kappa(L) V(L) G(L; L) + \\ &+ \kappa^2(L) G(L; L) - V^T(L) F(L; L) - \\ &- i \kappa'(L) G(L; L) + 2i \kappa'(L) = \\ &2i \kappa(L) [\kappa^{-1}(L) \kappa'(L) - i \kappa(L) - \\ &\quad \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L)] - \\ &- i \kappa(L) [\kappa^{-1}(L) \kappa'(L) - V(L) - \\ &- \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L)] G(L; L), \end{aligned} \quad (A14)$$

$$i \kappa(L_0) \frac{\partial}{\partial L} G(L_0; L) - \frac{\partial}{\partial L} F(L_0; L) = 0. \quad (A15)$$

Сопоставляя краевые задачи (A7)–(A9) и (A13)–(A15), замечаем, что они совпадают, если

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} &= G(r; L) C(L), \\ \frac{\partial F(r; L)}{\partial L} &= F(r; L) C(L), \end{aligned} \quad (A16)$$

$$\begin{aligned} C(L) &= -i \kappa(L) + \kappa^{-1}(L) \kappa'(L) - \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L) + \\ &+ [V(L) + \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L) - \\ &- \kappa^{-1}(L) \kappa'(L)] G(L; L) / 2. \end{aligned}$$

Равенства (A16) можно рассматривать в качестве линейных дифференциальных уравнений погружения, если дополнить их соответствующими начальными условиями

$$G(r; L) \Big|_{L=r} = G(r; r),$$

$$F(r; L) \Big|_{L=r} = F(r; r) = i \kappa(r) [2E - G(r; r)],$$

и считать матрицу $G(L; L)$ известной для каждого фиксированного r . Для этой матрицы из равенства

$$\frac{dG(L; L)}{dL} = \frac{\partial G(r; L)}{\partial r} \Big|_{r=L} + \frac{\partial G(r; L)}{\partial L} \Big|_{r=L},$$

на основании (A16), следует матричное уравнение Риккати:

$$\begin{aligned} \frac{dG(L; L)}{dL} &= 2i \kappa(L) - [i \kappa(L) + V(L)] G(L; L) - \\ &- G(L; L) [i \kappa(L) - \kappa^{-1}(L) \kappa'(L) + \\ &+ \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L)] + \\ &+ G(L; L) [V(L) + \kappa^{-1}(L) V^T(L) \kappa(L) - \\ &- \kappa^{-1}(L) \kappa'(L)] G(L; L) / 2, \end{aligned} \quad (A17)$$

с начальным условием $G(L_0; L_0) = E$, вытекающим из (A8), (A9) при $L \rightarrow L_0$. Таким образом, мы получили уравнения погружения (A16), (A17) для нахождения матрицы $G(r; L)$ (и $F(r; L)$), после чего, вычисляя $\mathbf{G}(r) = G(r; L) \mathbf{b}(L)$, получаем решение краевой задачи для модовых амплитуд (A4)–(A6). Существенным обстоятельством при выводе уравнений погружения является линейность краевой задачи (A4)–(A6), вследствие чего при дифференцировании уравнений по параметру L их структура не изменяется, поэтому справедливы соотношения (A16). Для нахождения матрицы $C(L)$ остается только раскрыть производную по L в граничном условии (A11), как подробно продемонстрировано в (A14).

Уравнения (A16), (A17) и аналогичные уравнения для матрицы $F(r; L)$ полностью эквивалентны (после преобразования к векторному виду) исходным уравнениям метода поперечных сечений для волновой зоны источника. Уравнение (A17) – матричное уравнение Риккати, описывающее поле в каждом сечении неоднородной среды при падении

моды единичной амплитуды на это сечение. Это поле $G(L; L)$ является суммой падающего и обратно рассеянного полей в каждом сечении: $G(L; L) = E + R(L; L)$. Для обратно рассеянного поля $R(L; L)$, которое назовем коэффициентом отражения (или рассеяния) мод в произвольном сечении, легко записать соответствующее уравнение, которое имеет вид, схожий с (A17), с начальным условием $R(L_0; L_0) = \{0\}$ (нулевая матрица).

В большинстве волновых задач распространения акустических сигналов в неоднородных средах обратно рассеянным полем пренебрегают, переходя к приближенным методам однонаправленного распространения — методу ВКБ и методу параболического уравнения [11–13]. Для того чтобы перейти к однонаправленному распространению мод, в уравнениях (A16) необходимо положить коэффициенты отражения мод $R(L; L)$ равными нулю в каждом сечении среды, т.е. вместо точного решения уравнения (A17) положить $G(r; r) = E$. Очевидно (см. начальное условие к (A17) и условие (A3)), что последнее равенство соответствует свободному прохождению моды через произвольное сечение среды, таким образом из рассмотрения убирается обратное рассеяние мод. Подстановка выражения $G(L; L) = E$ в формулу для $C(L)$ приводит к ее упрощению, а (A16) приобретает вид выражения (3) из раздела 2 настоящей работы. Таким образом, если обратно рассеянное поле мало (типичное значение модуля коэффициента отражения $|R_m(L)|$ для значимых мод в исследуемой задаче находится в пределах $10^{-3} \dots 10^{-2}$), то им следует пренебречь, а решение матричного уравнения Риккати не проводить. Для моделирования следует воспользоваться уравнением (A16), подставив в него известные функции $G(r; r)$, $C(r)$. В итоге получается выражение (3).

Обратим внимание на то, что матричное уравнение (A16) в приближении однонаправленного распространения (3) допускает экспоненциальное представление решения (через матричную экспоненту). Это обстоятельство положено в основу статистического моделирования в настоящей статье. Для этого от уравнения (A16) перейдем к уравнению для транспонированных матриц, т.е.

$$\frac{\partial G^T(r; L)}{\partial L} = C^T(L)G^T(r; L), \quad G^T(r; r) = E,$$

а также выполним замену $G^T(r; L) = \kappa^{-1/2}(r) \times \kappa^{1/2}(L) \tilde{G}(r; L)$, чтобы убрать из уравнения член

с производной матрицы собственных значений $\kappa^{-1}(L)\kappa'(L)$. Решение получающегося уравнения

$$\frac{\partial \tilde{G}(r; L)}{\partial L} = Q(L)\tilde{G}(r; L), \quad \tilde{G}(r; r) = E,$$

$$Q(L) = -i\kappa(L) + \kappa^{-1/2}(L) \kappa^{1/2}(r) [V^T(L) - \kappa^{-1}(L)V(L)\kappa(L)]\kappa^{1/2}(L) \kappa^{-1/2}(r) / 2$$

представляется посредством матрицанта [39]:

$$\tilde{G}(r; L) = P_r^L(Q) = E + \int_r^L Q(L)dL + \int_r^L Q(L)dL \int_r^L Q(\xi)d\xi + \dots$$

Очевидно, что в рассматриваемом приближении однонаправленного распространения интегрирование уравнений может осуществляться как по L при фиксированном r , так и по r при фиксированном L (с противоположным знаком). Если на каждом шаге $\Delta r_k = r_{k+1} - r_k$ вычислительной процедуры аппроксимировать $Q(r)$ постоянной матрицей

$$Q(r) \cong \sum_{k=1}^{N-1} Q_k [\theta(r - r_k) - \theta(r - r_{k+1})],$$

где $\theta(r)$ — единичная функция $\{\theta = 0 \text{ при } r \leq 0, \theta = 1 \text{ при } r > 0\}$, то матрицант представляется произведением матричных экспонент [39]

$$\tilde{G}(r; L) \cong e^{Q_k \Delta r_k} \dots e^{Q_2 \Delta r_2} e^{Q_1 \Delta r_1} E.$$

В плане модельных расчетов это позволяет упростить численный алгоритм и повысить скорость вычислений. При этом для получения горизонтальной зависимости модовых амплитуд на каждом k -том шаге вычислений осуществляются обратные переходы от матриц $\tilde{G}_k$ к матрицам G_k^T , G_k и вектору G_k модовых амплитуд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исакович М. А. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности // Журн. эксп. теор. физ. 1952. Т. 23. С. 305–314.
2. Тамойкин В. В., Фрайман А. А. О статистических свойствах поля, рассеянного шероховатой поверхностью // Изв. вузов: Радиофизика. 1968. Т. 11. С. 56–61. <https://doi.org/10.1007/BF01033538>

3. *Кравцов Ю. А., Фукс И. М., Шмелев А. Б.* Последовательное применение метода Кирхгофа к задаче о рассеянии звуковой волны на поверхности со случайными неровностями // Изв. вузов: Радиофизика. 1971. Т. 14. С. 854–861. <https://doi.org/10.1007/BF01033177>
4. *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
5. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
6. *Ogilvy J. A.* Wave scattering from rough surface // Rep. Prog. Phys. 1987. V. 50. P. 1553–1608.
7. *Darmon M., Dorval V., Baque F.* Acoustic scattering models from rough surfaces: a brief review and recent advances // Appl. Sci. 2020. V. 10 (22), 8305. <https://doi.org/10.3390/app10228305>
8. *Ivakin A. N.* A unified approach to volume and roughness scattering // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103. P. 827–837.
9. *Ivakin A. N.* A full-field perturbation approach to scattering and reverberation in range-dependent environments with rough interfaces // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. P. 657–665. <https://doi.org/10.1121/1.4959111>
10. *Гулин О. Э.* О векторных характеристиках в статистически неоднородных волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 4. С. 460–466.
11. *Бреховских Л. М., Годин О. А.* Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. Акустика неоднородных сред. Т. 2. М.: Наука, 2009.
12. *Jensen F. B., Kuperman W. A., Porter M. B., Schmidt H.* Computational Ocean Acoustics. Springer: New York, USA; Dordrecht, The Netherlands; Heidelberg, Germany; London, UK, 2011.
13. *Collins M. D.* The adiabatic mode parabolic equation // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94. P. 2269–2278.
14. *Kuperman W. A., Schmidt H.* Rough surface elastic wave scattering in a horizontally stratified ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1986. V. 79. P. 1767–1777.
15. *Tracey B. H. and Schmidt H.* Seismo-acoustic field statistics in shallow water // IEEE J. Ocean. Eng. 1997. V. 22, No. 2. P. 317–331.
16. *Stotts S. A., Knobles D. P. and Koch R. A.* Scattering in a Pekeris waveguide from a rough bottom using a two-way coupled mode approach // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 129, No. 5. EL172–178.
17. *Knobles D. P., Stotts S. A., Koch R. A.* Low frequency coupled mode sound propagation over a continental shelf // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. P. 781–787.
18. *Ярошук И. О., Гулин О. Э.* Метод статистического моделирования в задачах гидроакустики. Владивосток: Дальнаука, 2002.
19. *Gulin O. E., Yaroshchuk I. O.* Simulation of underwater acoustical field fluctuations in shallow sea with random inhomogeneities of sound speed: depth-dependent environment // J. Comp. Acoust. 2014. V. 22, 1440002. <https://doi.org/10.1142/S0218396X14400025>
20. *Gulin O. E., Yaroshchuk I. O.* Simulation of underwater acoustical field fluctuations in range-dependent random environment of shallow sea // J. Comp. Acoust. 2014. 22, 1440006. <https://doi.org/10.1142/S0218396X14400062>
21. *Zhu F., Gulin O. E., Yaroshchuk I. O.* Statistical patterns of transmission losses of low-frequency sound in shallow sea waveguides with Gaussian and non-Gaussian fluctuations // Appl. Sci. 2019. V. 9 (9). P. 1841. <https://doi.org/10.3390/app9091841>
22. *Гулин О. Э., Ярошук И. О.* Особенности энергетической структуры акустических полей в океане с двумерными случайными неоднородностями // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 2. С. 158–164. <https://doi.org/10.7868/S0320791917020058>
23. *Gulin O. E., Yaroshchuk I. O.* On average losses of low-frequency sound in a two-dimensional shallow-water random waveguide // J. Mar. Sci. Eng. 2022. V. 10 (6). 822. <https://doi.org/10.3390/jmse10060822>
24. *Гулин О. Э., Ярошук И. О.* Зависимость средней интенсивности низкочастотного акустического поля от параметров дна мелкого моря с объемными случайными неоднородностями водного слоя // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 2. С. 186–189. <https://doi.org/10.7868/S0320791918020065>
25. *Zhu F., Gulin O. E., Yaroshchuk I. O.* Average intensity of low-frequency sound and its fluctuations in a shallow sea with a range-dependent random impedance of the liquid bottom // Appl. Sci. 2021. V. 11 (23). 11575. <https://doi.org/10.3390/app112311575>
26. *Гулин О. Э.* Об уравнениях первого порядка для исследования акустических полей океана с существенными горизонтальными неоднородностями // Докл. Росс. Акад. наук. 2005. Т. 400. № 4. С. 542–545.
27. *Гулин О. Э.* Причинные уравнения первого порядка для моделирования волновых полей в горизонтально-неоднородном океане // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 1. С. 23–29. <https://doi.org/10.1134/S1063771006010039>

28. Гулин О. Э. К расчетам низкочастотных акустических полей в нерегулярных волноводах при наличии сильного обратного рассеяния // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 4. С. 575–586. <https://doi.org/10.1134/S106377100804009X>
29. Гулин О. Э. Моделирование распространения низкочастотного звука в нерегулярном мелководном волноводе с жидким дном // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 5. С. 642–650. <https://doi.org/10.1134/S1063771010050143>
30. Gulin O. E. The contribution of a lateral wave in simulating low-frequency sound fields in an irregular waveguide with a liquid bottom // Acoust. Phys. 2010. V. 56. No. 5. P. 613–622. <https://doi.org/10.1134/S1063771010050027>
31. Tang X., Tappert F. D., Creamer D. B. Simulations of large acoustic scintillations in the Straits of Florida // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 120. No. 6. P. 3539–3552. <https://doi.org/10.1121/1.2372446>
32. Яшин Д. С., Ким Б. И. Геохимические признаки нефтегазоносности Восточно-Арктического шельфа России // Геология нефти и газа. 2007. Т. 4. С. 25–29.
33. Григорьев В. А., Петников В. Г., Росляков А. Г., Терехина Я. Е. Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 342–358. <https://doi.org/10.7868/S032079191803005X>
34. Григорьев В. А., Петников В. Г. О возможности представления акустического поля в мелком море в виде суммы нормальных мод и квазимод // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. С. 681–698. <https://doi.org/10.7868/S0320791916050038>
35. Collins M. D., Westwood E. K. A higher-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed, and density // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89 (3). P. 1068–1075.
36. Рытов С. М., Крацов Ю. А., Татарский В. И. Основы статистической радиофизики. Т. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
37. Кляцкин В. И. Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука, 1986.
38. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения глазами физика. М.: Физматлит, 2001.
39. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М.: Физматлит, 1988.

ON THE AVERAGE FIELD INTENSITY AND INDIVIDUAL MODES OF A LOW FREQUENCY SOUND SIGNAL IN A SHALLOW WAVEGUIDE WITH A STATISTICALLY IRREGULAR BOTTOM BOUNDARY

O. E. Gulin^{a,*}, I. O. Yaroshchuk^a, R. A. Korotchenko^a

^aFederal State Budgetary Institution of Science Pacific Oceanological Institute named after. V. I. Ilyicheva, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, st. Baltiyskaya 43, Vladivostok, 690041 Russia

**e-mail: gulinoe@poi.dvo.ru*

For a low-frequency sound signal propagating in a horizontally inhomogeneous waveguide of a shallow sea, the influence of a fluctuating interface between the water layer and liquid bottom sediments was studied based on statistical modeling within the framework of the cross-sectional method. The modeling was carried out for hydrological conditions, in many situations corresponding to the shallow shelf zones of the Russian Arctic seas. A feature of these water areas is the presence of an almost homogeneous water layer lying on weakly consolidated bottom sediments with various characteristics, including a high degree of gas saturation. The dependence of the average intensity of the sound signal and its individual modes on the parameters of the problem has been studied: the characteristic scale of fluctuations of the interface and the impedance of this interface, which determines its transmitting properties. It is shown that the influence of bathymetry fluctuations on the average intensity of acoustic modes has its own characteristics in comparison with the influence of random volumetric inhomogeneities of sound speed in the water layer and sediments, established earlier. Thus, bottom roughness of a relatively small scale leads, on average, to increased attenuation of a sound signal when propagating in a waveguide, and this can occur at relatively short distances from the source. An increase in the reflectivity of an irregular bottom boundary weakens the effect of increased sound attenuation so that for typical values of sound speed in the bottom, the attenuation at distances of 10–20 km from the source differs little from that for an undisturbed horizontal boundary.

Keywords: horizontally inhomogeneous random shallow sea, statistically irregular boundary, average field intensity and its fluctuations, cross-section method, local modes, statistical modeling

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА КОГЕРЕНТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ МАЛОКОНТРАСТНЫХ ДОННЫХ СЛОЕВ В ЛАБОРАТОРНОМ БАССЕЙНЕ

© 2024 г. В. И. Калинина^{a,b,*}, П. Н. Вьюгин^b, И. А. Капустин^{a,b}

^aИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^bНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

*e-mail: v.kalinina@ipfran.ru

Поступила в редакцию 11.01.2024 г.

После доработки 20.02.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

В лабораторных условиях проведена экспериментальная верификация разработанных алгоритмов реконструкции малоконтрастных донных слоев при их когерентном зондировании. В алгоритмах используются параметрические модели формирования сигналов, отраженных от слоистого полупространства в виде набора упругих слоев. Для решения поставленной задачи на кафедре акустики ННГУ им. Н. И. Лобачевского была создана экспериментальная установка для формирования, излучения и приема звуковых импульсов с высокой разрешающей способностью, отраженных от набора упругих слоев, помещенных в бассейн с водой. Проведенное экспериментальное исследование показало возможность применения метода когерентного зондирования для слоистых сред, имеющих относительно близкие по величине акустические параметры. В результате обработки данных, полученных при проведении эксперимента в лабораторном бассейне, было показано хорошее соответствие разработанной расчетной модели отражения зондирующих акустических импульсных сигналов от слоистого дна и данных физического моделирования. Показано, что на основании анализа плоскости геоакустических параметров конкретной задачи с использованием разработанной численной модели могут быть оценены возможности перспективного метода когерентной диагностики малоконтрастных донных слоев.

Ключевые слова: лабораторный эксперимент, сейсмоакустическое зондирование, морское дно, малоконтрастные слои

DOI: 10.31857/S0320791924040081 EDN: XFKBIX

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие адаптивных методов акустической диагностики морского дна с целью восстановления как структуры донных слоев, так и их физических параметров является важной прикладной задачей. Актуальными являются практические задачи обнаружения малоконтрастных донных слоев, таких, например, как слои газогидратов, а так же определение границ слоев малой толщины в шельфовых зонах и окраинных морях РФ, включая моря Арктического бассейна [1]. Диагностика тонких донных структур важна при поиске полезных ископаемых в пределах Арктического шельфа, при проведении морских инженерных работ, а также при создании систем зонального подводного наблюдения вблизи портовых зон и морских сооружений.

Использование мощных сейсмоакустических (СА) источников с целью повышения разрешающей способности локации в таких областях ограничивается экологическими требованиями или глубиной водной толщи на мелководье. Идея использования относительно маломощных когерентных акустических источников уже получила свое теоретическое обоснование и подтверждение эффективности ее практического применения (см., например, [2–5] и цитируемую там литературу).

Известно, что применение когерентных методов при решении задач акустической диагностики неоднородных сред потенциально обладает рядом важных преимуществ. Наибольший интерес для практического использования представляют в рамках такого подхода широкополосные

сложномодулированные сигналы с большой базой (произведением частотной полосы сигнала на его длительность), у которых характерная ширина функции автокорреляции (например, ЛЧМ-сигнала) значительно меньше длительности самого сигнального импульса [6]. В этом случае при их согласованной фильтрации практически вся мощность сигнала фокусируется в узком пике корреляционной функции, а сам этот пик физически эквивалентен (в смысле пространственного разрешения) одиночному короткому видеоимпульсу значительно большей мощности. Взаимная когерентность таких сигналов увеличивает помехоустойчивость зондирования дна путем накопления последовательности принимаемых сигналов в пределах пространственно-временного интервала их взаимной когерентности. Величина этого интервала имеет ограничения в нестационарных условиях, что указывает на необходимость разработки и применения дополнительных адаптивных алгоритмов обработки принимаемых сигналов.

Практически важным направлением исследований также является разработка физических и численных моделей распространения когерентных, сложных, направленных в пространстве акустических импульсных сигналов, формируемых не только одиночным источником, но и протяженными решетками излучателей при мультистатической схеме наблюдения. Такой подход обеспечивает значительное повышение разрешающей способности при наблюдении малоконтрастных донных слоев. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование возможностей выделения относительно тонких слоев и слоев, имеющих слабый контраст по различию геоакустических параметров, таких как плотность пород и скорости распространения в них продольных и поперечных волн, при использовании когерентных широкополосных импульсных сигналов.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Для развития адаптивных методов дистанционной акустической диагностики донных структур, необходимо разработать численную модель формирования и приема направленных зондирующих акустических импульсных сигналов.

Рассмотрим в качестве излучающего (ИА) и приемного (ПА) антенных устройств, соответственно, горизонтально и вертикально ориентированные в пространстве эквидистантные линейные

антенные решетки из M_S независимых излучателей и M_R гидрофонов (см. рис. 1). Координаты отдельных элементов антенн обозначим $\{\mathbf{r}_i^{(S)}\}_{i=1}^{M_S}$ — для решетки излучателей и $\{\mathbf{r}_j^{(R)}\}_{j=1}^{M_R}$ — для приемной решетки.

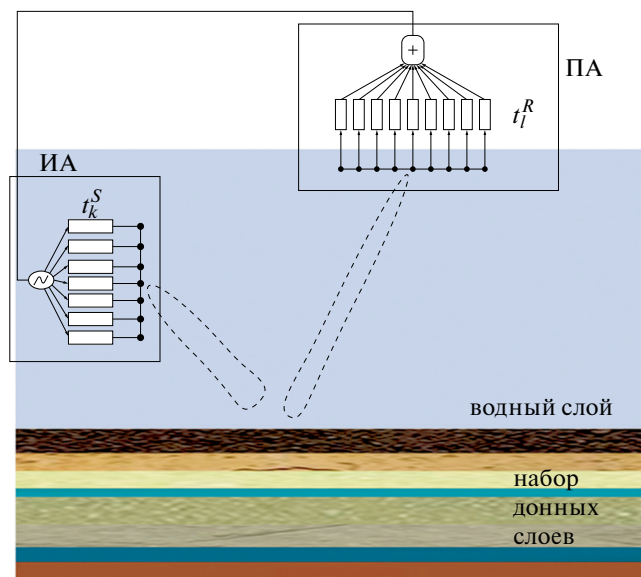


Рис. 1. Функциональная схема акустического комплекса для диагностики донных структур.

Излученные акустическими источниками $\mathbf{r}_i^{(S)}$ когерентные импульсные сигналы отражаются от границ донных слоев, принимаются гидрофонами $\mathbf{r}_j^{(R)}$ приемной антенной системы и подвергаются обработке с целью идентификации границ донных слоев. Чтобы антенные решетки были сфокусированными в область наблюдения, задержки на излучение сигналов отдельными элементами ИА выбираются такими, чтобы обеспечить одновременный приход сигналов в зондируемую область наблюдения; аналогично выбираются задержки в линиях усиления сигналов, принимаемых отдельными гидрофонами.

В качестве первого приближения модели формирования отраженных от донных слоев когерентных акустических сигналов при пространственной фильтрации вертикальными приемно-излучающими решетками, обобщим разработанную ранее модель отражения акустического сигнала от слоистого дна, в которой излучателем служил одиночный ненаправленный когерентный источник, а приемником — ненаправленный гидрофон [7].

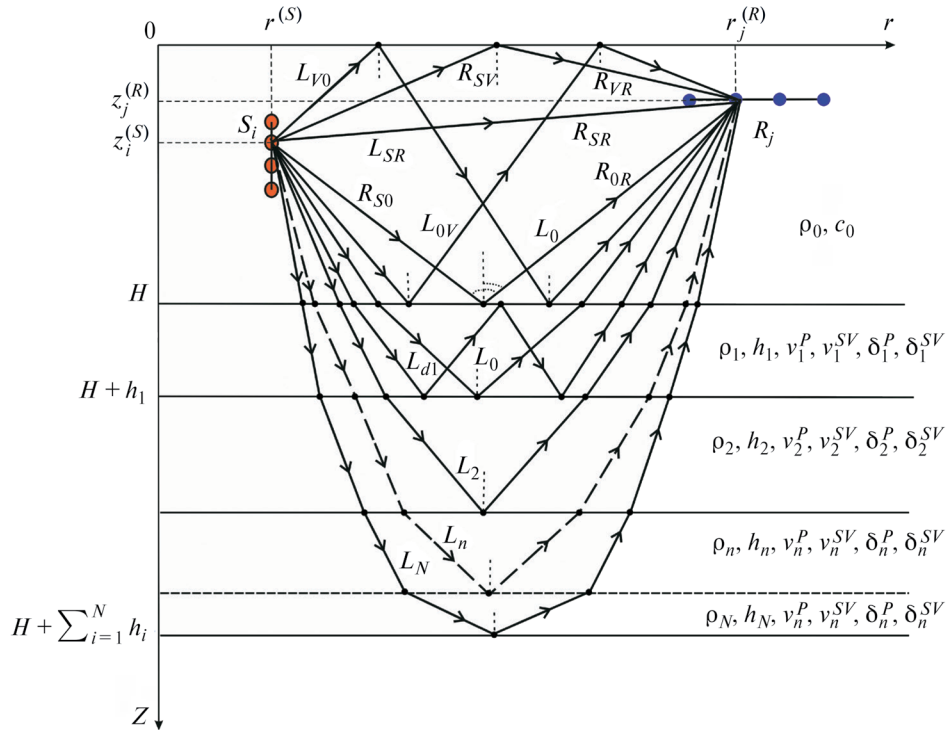


Рис. 2. Структурная схема отражений импульсов от донных слоев с использованием направленных излучающей и приемной решеток.

Структурная схема отражений в таком приближении представлена на рис. 2.

В разрабатываемой модели дно состоит из N упругих слоев. Ширина i -го слоя равна h_i . Плотность воды ρ_0 , плотность грунта в n -ом слое — ρ_n , скорость распространения звука в воде — c_0 , скорости продольных и поперечных волн в n -ом ($i = n$) слое — v_n^P и v_n^{SV} , декременты затухания — δ_n^P и δ_n^{SV} . Точки приема отдельных гидрофонов R_j расположены внутри волновода толщиной H на глубине $z_j^{(R)}$ и на расстояниях $\mathbf{r}_{S_i R_j}$ от отдельного источника S_i , излучающего импульсный сигнал мощностью W . Спектральная амплитуда полного импульса от отдельного источника S_i в точке приема отдельного гидрофона R_j в данной модели представляется как сумма следующих волн: прямой волны $L_{S_i R_j}$; волны, отраженной от свободной поверхности воды $L_{S_i V R_j}$; волн, двукратно отраженных в водной толще $L_{S_i 0 V R_j}$ и $L_{S_i V 0 R_j}$; волны, отраженной от верхней границы 1 слоя $L_{S_i 0 R_j}$; волны, двукратно отраженной в 1 слое $L_{S_i d 1 R_j}$; и суммы волн, отраженных от нижних границ донных слоев $\hat{L}_{S_i N R_j}$. Модель учитывает наличие упругих донных слоев и образование на каждой границе, разделяющей два слоя, отраженных и преломленных продольных и поперечных волн.

Коэффициенты отражения V и преломления W для продольного и поперечного типов волн определяются формулами Цеппритца [8]. Спектральная амплитуда полного импульса, отраженного от всех нижних границ донных слоев, в точке приема $\hat{L}_{S_i N R_j}$ представляется суммой волн, отраженных от нижних границ донных слоев:

$$\hat{g}_{S_i R_j}(\omega) = \sum_{n=1}^N \hat{g}_n(\omega), \quad (1)$$

где $\hat{g}_n(\omega)$ — сумма волн, отраженных от нижней границы n -го слоя, где $n = 1, \dots, N$:

$$\hat{g}_n(\omega) = \sum_{k=0}^{2^n-1} \hat{g}_n^{(k)}(\omega). \quad (2)$$

Набор волн $(2^n - 1)$ определяется составом дна, т.е. наличием жидких и упругих слоев [7], и каждая волна (k) включает в себя поперечные и продольные компоненты, образующиеся на каждой конкретной границе.

В рамках используемого геометро-акустического приближения получаем:

$$\hat{g}_n^{(k)}(\omega) = A_n^{(k)} g_{S_i}^{(k)}(\omega) e^{-i\omega \tau_n^{(k)}}, \quad (3)$$

$$A_n^{(k)} = \frac{1}{R_{S_i R_j}^{(k)}} \prod_{m=0}^{n-1} W_{m,m+1}^{(s_m s_{m+1})} \left(\theta_{mn}^{(s_m)} \right) V_n^{(s_n z_n)} \left(\theta_{nn}^{(s_n)} \right) \prod_{m=n}^1 W_{m,m-1}^{(z_m z_{m-1})} \left(\theta_{mn}^{(z_m)} \right) e^{-\Delta_n^{(k)}(\omega_0)}, \quad (4)$$

где $R_{S_i R_j}^{(k)}$ — полное расстояние, которое проходит волна, $\tau_n^{(k)}$ — время распространения волны от источника S_i к приемнику R_j , $\Delta_n^{(k)}(\omega_0)$ — декремент затухания на центральной частоте импульса. Суммарная спектральная амплитуда принимаемого импульса $\hat{L}_{S_i R_j}$ определяется следующим образом:

$$\hat{g}_{S_i R_j}(\omega) = \sum_{n=1}^N \sum_{k=0}^{2^n-1} \hat{g}_n^{(k)}(\omega) = \sum_{n=1}^N \sum_{k=0}^{2^n-1} A_n^{(k)} \hat{g}_S(\omega) e^{-i\omega \tau_n^{(k)}}. \quad (5)$$

Разработанная модель является важным инструментом как для интерпретации полученных в натурных экспериментах по когерентному акустическому зондированию слоистого дна данных, так и предварительного прогнозирования картины отражений в экспериментах, где прием сигнала происходит на фоне шумов или не все параметры волновода возможно контролировать. Основой для развитой в настоящем исследовании модели послужила модель, описанная авторами ранее в работе [7]. В настоящем исследовании модель была дополнена двукратными отражениями сигналов в волноводе и в первом донном слое. Использование разрабатываемой модели стало весьма целесообразным в рамках проблемы определения местоположения границ донного слоя в составе набора малоконтрастных слоев, численного моделирования и описания результатов лабораторных экспериментов, описанных ниже.

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

На базе лабораторной установки кафедры акустики радиофизического факультета ННГУ им. Лобачевского был собран комплекс масштабного физического моделирования для апробации метода когерентного зондирования дна при локации акустически-слабых неоднородностей в слоистых средах. Характеристики комплекса рассчитывались с помощью разработанных программных реализаций численных моделей, основанных на теории распространения и рассеяния акустических сигналов в океанических волноводах [9, 10].

Решаемой при помощи комплекса физического моделирования задачей является исследование возможностей обнаружения малоконтрастных донных слоев на примере набора пластин плексигласа,

а также оценки минимально возможной для реконструкции толщины малоконтрастного водного слоя, расположенного между слоями плексигласа (см. рис. 3). Измерительный комплекс (см. рис. 3) состоял из следующих элементов: 1 — ЦАП в составе измерительной системы National Instruments, 2 — усилитель мощности У7–5, 3 — излучатель, 4 — изолирующая пластина пенопласта, 5 — две пластины из плексигласа, расположенные горизонтально, 6 — гидрофон, закрепленный на координатном устройстве, 7 — входной усилитель сигнала гидрофона В&К, 8 — фильтр полосовой, 9 — контрольный осциллограф, 10 — АЦП в составе измерительной системы National Instruments с записью принятого сигнала длительностью 1000 мкс, 11 — измерительная система National Instruments с генератором сигналов и записью данных (частота дискретизации сигналов составляла 2 МГц), 12 — ванна из нержавеющей стали с размерами 295×82×70 см, 13 — распорки между пластинами плексигласа. На рис. 3 так же указана система координат (x, y, z) , используемая в координатном устройстве, жестко связанном с ванной 12 и перемещающим гидрофон. Пластины плексигласа располагались на вертикальных подставках (размеры подставок 250×120×65 мм), поставленных на дно ванны для увеличения пути прохождения сигнала через водный слой между нижней границей нижнего плексигласа и дном железной ванны, и ослабления отраженного от дна ванны сигнала. Полосовой фильтр обеспечивал фильтрацию принимаемого сигнала в полосе от 60 до 300 кГц, подавляя частоты сигнала вне этого диапазона. Физические размеры корпуса излучателя составляли 20×60×20 мм.

Малоконтрастные донные слои моделировались при помощи двух одинаковых пластин плексигласа (размерами 160×50×3.5 см) и водного слоя между ними, получаемого с использованием четырех одинаковых по толщине распорок (элементы 13 на рис. 3), располагающихся между пластин по углам. Акустические параметры пластин плексигласа были использованы следующие: плотность 1190 кг/м³, скорость продольных волн 2680 м/с, скорость поперечных волн 1121 м/с и затухание 0.1 дБ/м. Скорость звука в воде $c_0 = 1475$ м/с, плотность воды $\rho_0 = 1000$ кг/м³. Стенки и дно бассейна изготовлены из листовой нержавеющей стали.

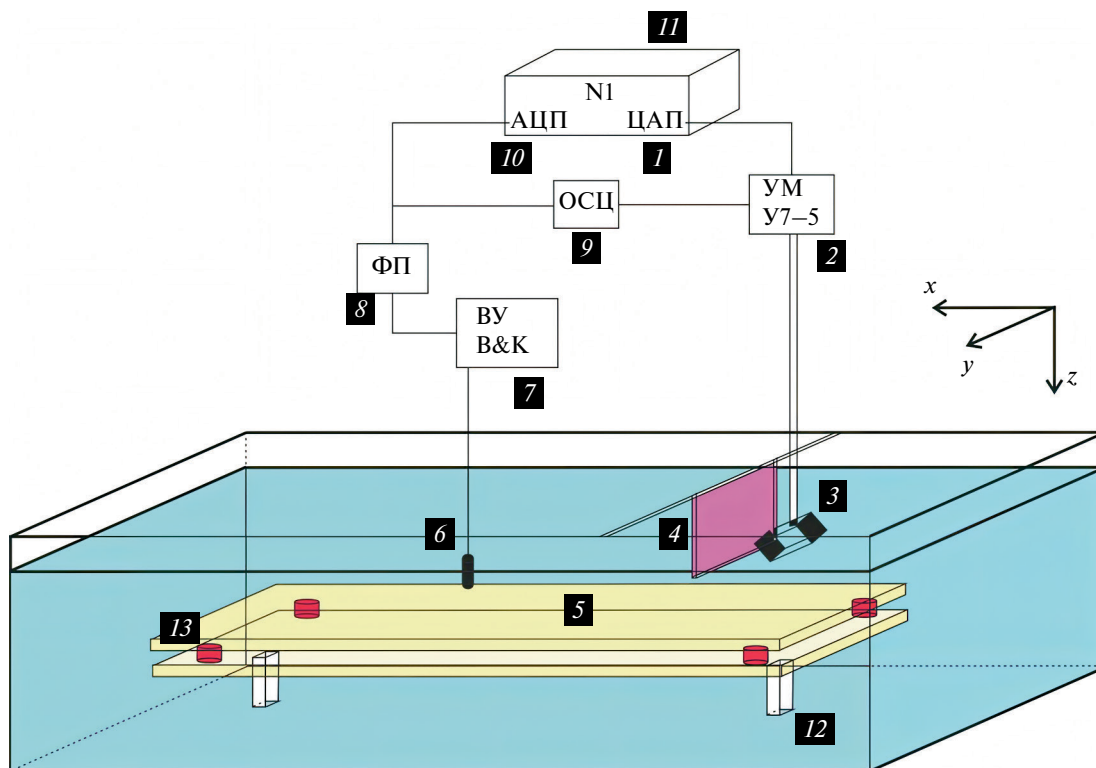


Рис. 3. Блок-схема комплекса лабораторных измерений.

Для дна были приняты следующие параметры: плотность $\rho_N = 7959 \text{ кг/м}^3$, скорость продольных волн $v_N^P = 5950 \text{ м/с}$, скорость поперечных волн $v_N^{SV} = 3240 \text{ м/с}$.

Размеры контактных поверхностей распорок составляли $2 \times 2 \text{ см}$, а высота распорок менялась в зависимости от номера измерений от 4 до 32 мм (см. табл.). Источник акустических сигналов и приемная система располагались на различных глубинах от 5 до 25 см. Расстояния между ними менялись с помощью координатного устройства, оснащенного системой позиционирования с лазерным дальномером, имеющим точность 0.1 мм. На рис. 4 представлены графики параметров модели слоистого дна, используемой при моделировании: по оси z осуществлялся отсчет глубины со значением $z = 0$ на границе вода–воздух, линия 1 соответствует изменению поперечной скорости в слоях (м/с), линия 2 соответствует изменению плотности в слоях (кг/м^3), линия 3 – изменению продольной скорости в слоях (м/с). Пунктирными линиями на рис. 4 обозначены границы пластин плексигласа.

При помощи наборов распорок различной высоты регулировалась толщина водного слоя h_2 между пластинами плексигласа. Экспериментальная лабораторная установка позволяла

контролировать геометрические, акустические и прочие параметры, необходимые для получения результатов. Тракт излучения формировал когерентные акустические ЛЧМ импульсы в полосе частот от 70 до 300 кГц, длительностью 100 мкс с огибающей Блэкмана–Харриса [11], которые излучались в

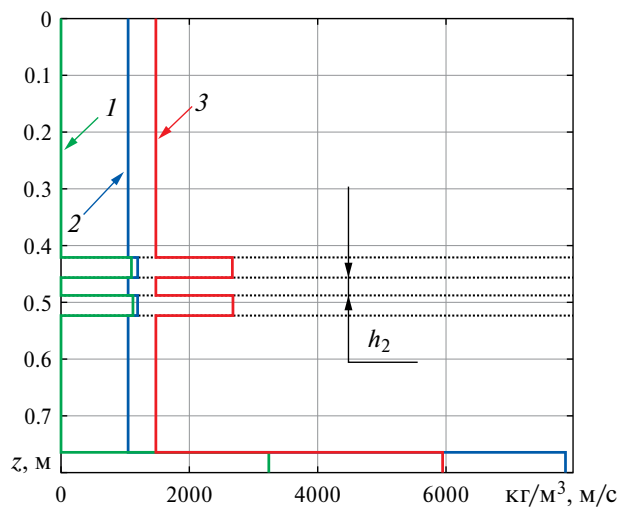


Рис. 4. Параметры модели слоистого дна, используемой в лабораторных исследованиях: 1 – поперечная скорость в слоях (м/с), 2 – плотность в слоях (кг/м^3), 3 – продольная скорость в слоях (м/с).

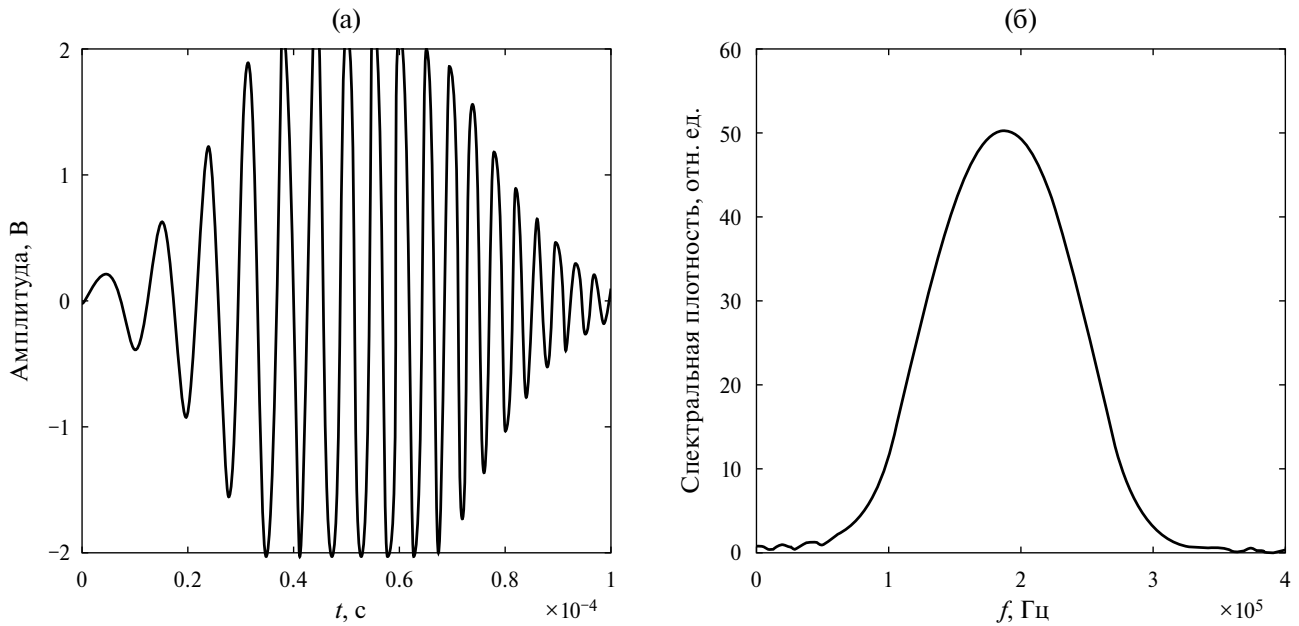


Рис. 5. Излучаемый сигнал: (а) — амплитудная характеристика, (б) — спектральная характеристика.

среду. Графики электрического сигнала, подаваемого на излучатель, и его спектральная характеристика представлены на рис. 5.

В условиях лабораторного моделирования измерения осуществлялись в присутствии помех, формируемых за счет переотражений акустических сигналов от стенок и дна бассейна, а также поверхностью жидкости. Для проведения измерений с приемлемой точностью необходимо было обеспечить подавление таких помех. В связи с этим при подготовке исследований предварительно были измерены характеристики излучателя и акустический портрет бассейна в отсутствие пластин плексигласа и подставок. Излучатель и приемник располагались в воде на глубине 8 и 9 см соответственно. Изолирующая пластина пенопласта в составе собранного комплекса (элемент 4 на рис. 3) была закреплена между излучателем и приемником с целью ослабления прямого сигнала и сигнала, отраженного от границы вода–воздух, имеющих большую амплитуду и подавляющих «полезные» сигналы, отраженные от донных слоев.

На рис. 6 представлена интенсивность измеренного сигнала с закрепленной в комплексе перегородкой из пенопласта, нормированная на максимум сигнала, отраженного от дна ванны, располагавшегося во временном интервале 850–950 мкс при глубине воды 72.5 см. Светло-голубая наклонная линия, расположенная в интервале задержек от 100 до 300 мкс соответствует сумме прямого

сигнала от источника к гидрофону и сигналов, отраженных от границы вода–воздух при движении гидрофона от источника вдоль оси x (вдоль длинной стенки ванны). Наклонные красно-зеленые линии в интервале задержек от 850 до 950 мкс соответствуют отражениям сигналов от дна и нижних частей боковых и задней стенок ванны. Расстояние Δx_{SR} , указанное по оси абсцисс на рис. 6 и далее, соответствует расстоянию между источником и

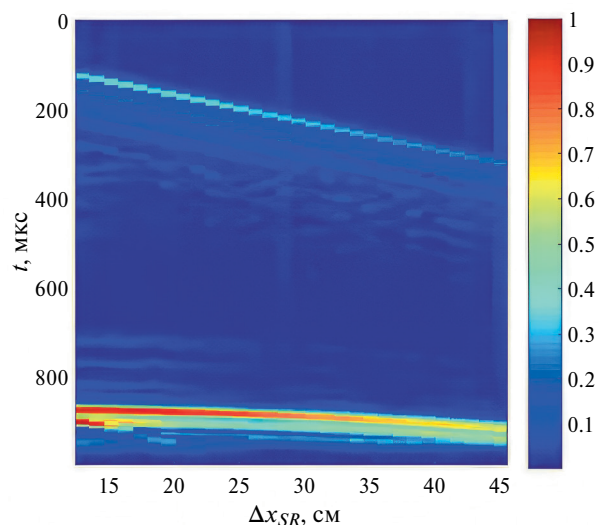


Рис. 6. Нормированная интенсивность измеренного сигнала с закрепленной перегородкой из пенопласта между излучателем и приемником без слоев плексигласа.

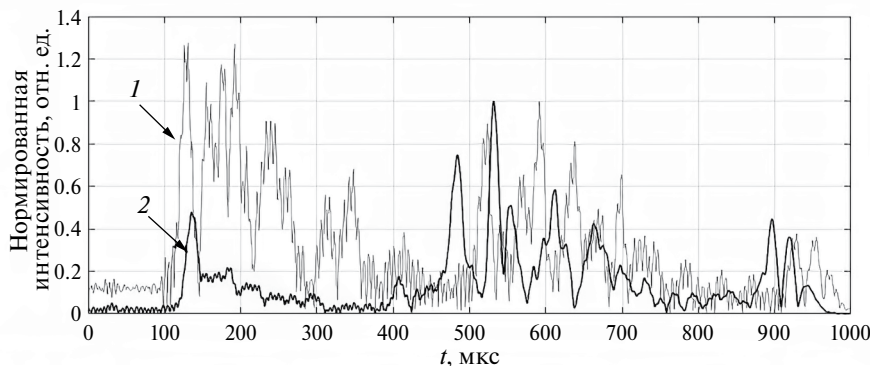


Рис. 7. Нормированные интенсивности принятых сигналов: 1 — реализация, полученная в отсутствие пенопластовой перегородки, 2 — реализация, полученная с использованием перегородки.

гидрофоном вдоль оси x , привязанной к координатному устройству лабораторной установки.

Представленные на рис. 7 экспериментальные данные, полученные при двух различных измерениях (в отсутствие пенопластовой перегородки (линия 1) и с закрепленной перегородкой (линия 2)), показывают эффективное уменьшение амплитуд прямого и отраженного от свободной поверхности воды сигналов. На рис. 7 представлены интенсивности принятых сигналов, нормированные на максимум «полезного» сигнала, соответствующего отражению от набора слоев из плексигласа, расположенных в интервале задержек от 450 до 650 мкс. Такое представление измеренных данных дает возможность сравнения относительного вклада в каждой реализации в суммарный сигнал «паразитных» сигналов, перекрывающих динамический диапазон приемной системы большой величиной своих амплитуд. «Паразитными» в данном случае являются прямой сигнал и сигнал, отраженный от свободной поверхности воды. Они регистрируются в диапазоне задержек от 100 до 200 мкс. Используемое представление измеренных данных помогает оценить эффективность использования пенопластовой перегородки для выделения «полезных» сигналов. В случае отсутствия перегородки, как видно по линии 1 на рис. 7, «паразитные» сигналы превышают вклад сигналов, отраженных от слоев плексигласа, тем самым ухудшая измеряемые данные. При использовании перегородки (линия 2 на рис. 7), «паразитные» сигналы в диапазоне задержек от 100 до 200 мкс уменьшаются более чем в 3 раза по интенсивности и не снижают точность измерений «полезных» сигналов. Таким образом, использование пенопластовой перегородки

позволило более чем в 3 раза понизить интенсивность указанных «паразитных» сигналов.

Была исследована также часть диаграммы направленности используемого в измерениях излучателя. На рис. 8 представлен поперечный разрез части нормированной диаграммы направленности при излучении ЛЧМ-импульсов в полосе от 70 до 300 кГц, в случае, когда излучатель и приемник находились на одной глубине 9 см при расстоянии между ними 13 см. По оси абсцисс на рис. 8 приведено расстояние, на которое перемещался гидрофон вдоль оси y координатной системы от середины расстояния между боковыми стенками ванны к этим боковым стенкам (отрицательные значения — в сторону одной боковой стенки, положительные значения — в сторону другой боковой стенки), в то время как излучатель находился так же в центре

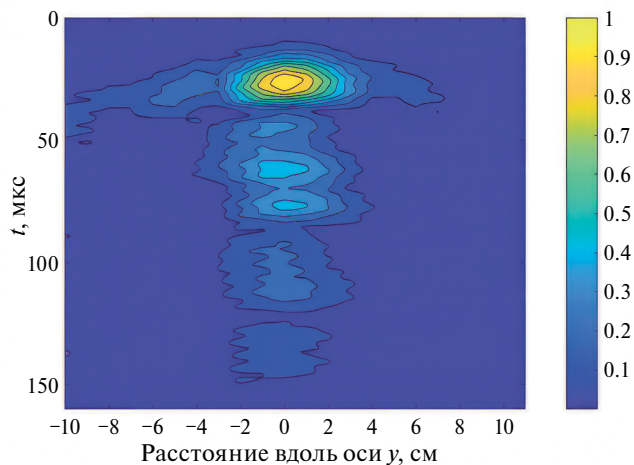


Рис. 8. Диаграмма направленности излучателя с полосой от 70 до 300 кГц в поперечном (по оси y) направлении.

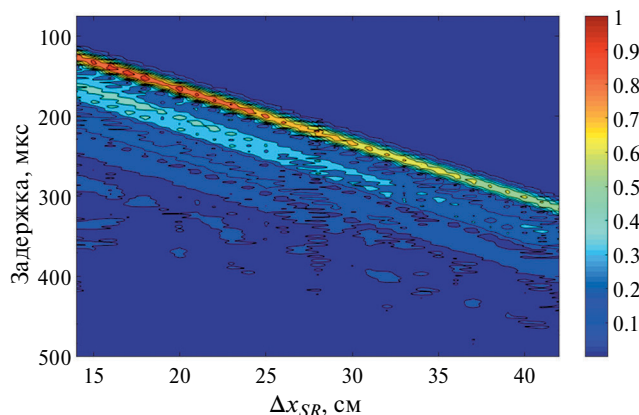


Рис. 9. Принятые сигналы в плоскости (x, z) на оси излучателя.

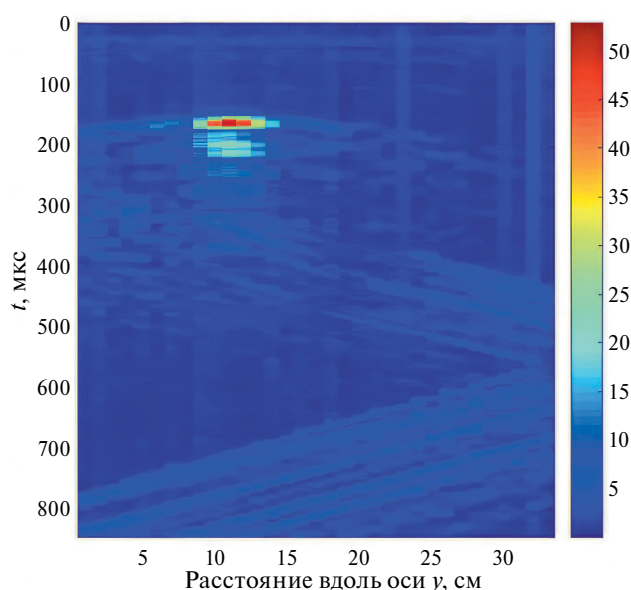


Рис. 10. Акустический портрет бассейна при излучении ЛЧМ-импульсов в полосе от 70 до 300 кГц.

между боковыми стенками (при значении $y = 0$). Как показали оценки и предварительные измерения, использование такого излучателя с узкой в поперечном сечении диаграммой направленности позволило ослабить уровень помех, формируемых при отражении от боковых стенок ванны. Измерение принятых сигналов в тех же условиях в продольном сечении в плоскости (x, z) по оси излучателя (см. рис. 9) показало отсутствие осцилляций, дифракционных максимумов и минимумов поля и подтвердило необходимую сферическую расходимость в спадаении поля, используемую также в расчетной численной модели [7].

Так как стенки и дно лабораторного бассейна имели неустраняемые неровности, то их влияние на амплитуды и задержки принимаемых сигналов трудно учесть в модели. Был измерен акустический портрет бассейна в отсутствие каких-либо слоев, отображающий все возможные сигналы, отраженные от стенок и дна бассейна. На рис. 10 представлена интенсивность сигналов, измеренных при перемещении приемника по оси y (в плоскости (y, z)) между боковыми стенками бассейна на 35 см с шагом в 1 см. По оси абсцисс на рис. 10 приведено расстояние от 1 до 35 см, на которое перемещался гидрофон вдоль оси y координатной системы с шагом 1 см от одной боковой стенки ванны к противоположной боковой стенке. Гидрофон располагался на расстоянии 60 см от излучателя по оси x . Диагональные линии в диапазоне задержек от 300 до 900 мкс соответствуют отражениям от боковых стенок бассейна. Наибольшие помеховые сигналы отражений от стенок бассейна располагались в диапазоне от 600 до 900 мкс. Исходя из полученных оценок, расположение модельных слоев, источника и приемника было выбрано таким образом, чтобы помеховые отражения не попадали в интересующие нас временные интервалы прихода «полезных» сигналов, отраженных от модели слоистого дна.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В таблице приведены данные проведенных измерений. Излучатель и приемник были закреплены на одной оси на одинаковых расстояниях от боковых стенок ванны. Излучатель располагался на глубине 8 см, приемник — на глубине 10 см. Начальное расстояние между излучателем и приемником по горизонтали составляло 14 см, приемник перемещался вдоль оси излучателя с шагом 1 см. Толщина водного слоя, моделирующего слабоконтрастный донный слой, менялась от 32 до 4.15 мм при помощи наборов распорок, устанавливаемых по углам пластин плексигласа. Толщина водного слоя с расположенными в нем излучателем и приемником менялась от 41.5 до 42.3 см. Измерения № 1 и № 2 при одинаковых геометрических параметрах экспериментов различаются постановкой в измерении № 2 пенопластовой перегородки между источником и приемником (см. рис. 7).

Рис. 11 соответствует измеренным и рассчитанным с помощью численной модели данным, полученным в измерении № 1 согласно параметрам, приведенным в таблице. Представлены

Таблица. Данные измерений в лабораторном бассейне.

№ измерения	z_S , мм	z_R , мм	d_{SR} , мм	h_2 , мм	H , мм
1	80	100	140	32	415
2	80	100	140	32	415
3	80	100	140	11	421
4	80	100	140	8.3	422
5	80	100	140	4.15	423

интенсивности сигналов на выходе согласованного фильтра в плоскости задержка расстояние между источником и приемником для (а) — измеренных данных и (б) — модели. Сравнение результатов измерений и расчетов показывает, что структура сигналов удовлетворительно совпадает с расчетами.

Для демонстрации работы численной модели отраженных от слоистого дна сигналов, на рис. 12 приведены развертки по времени сигналов, полученных в одной точке дистанции. Рис. 12а соответствует экспериментальным данным, на рис. 12б показаны рассчитанные с помощью модели по отдельности все входящие в численную модель

импульсы: линия 1 — прямой импульс, 2 — импульс, отраженный от свободной поверхности воды, 3 — импульс, отраженный от верхней границы 1 пластины плексигласа, 4 — импульс, отраженный от нижней границы 1 пластины плексигласа (граница плексиглас вода), 5 — импульс, отраженный от верхней границы 2 пластины (граница вода плексиглас), 6 — импульс, отраженный от нижней границы 2 пластины плексигласа, 7, 8 — импульсы, двукратно отраженные в верхнем слое воды, 9 — импульс, двукратно отраженный в 1 пластине плексигласа, 10 — импульс, отраженный от дна ванны.

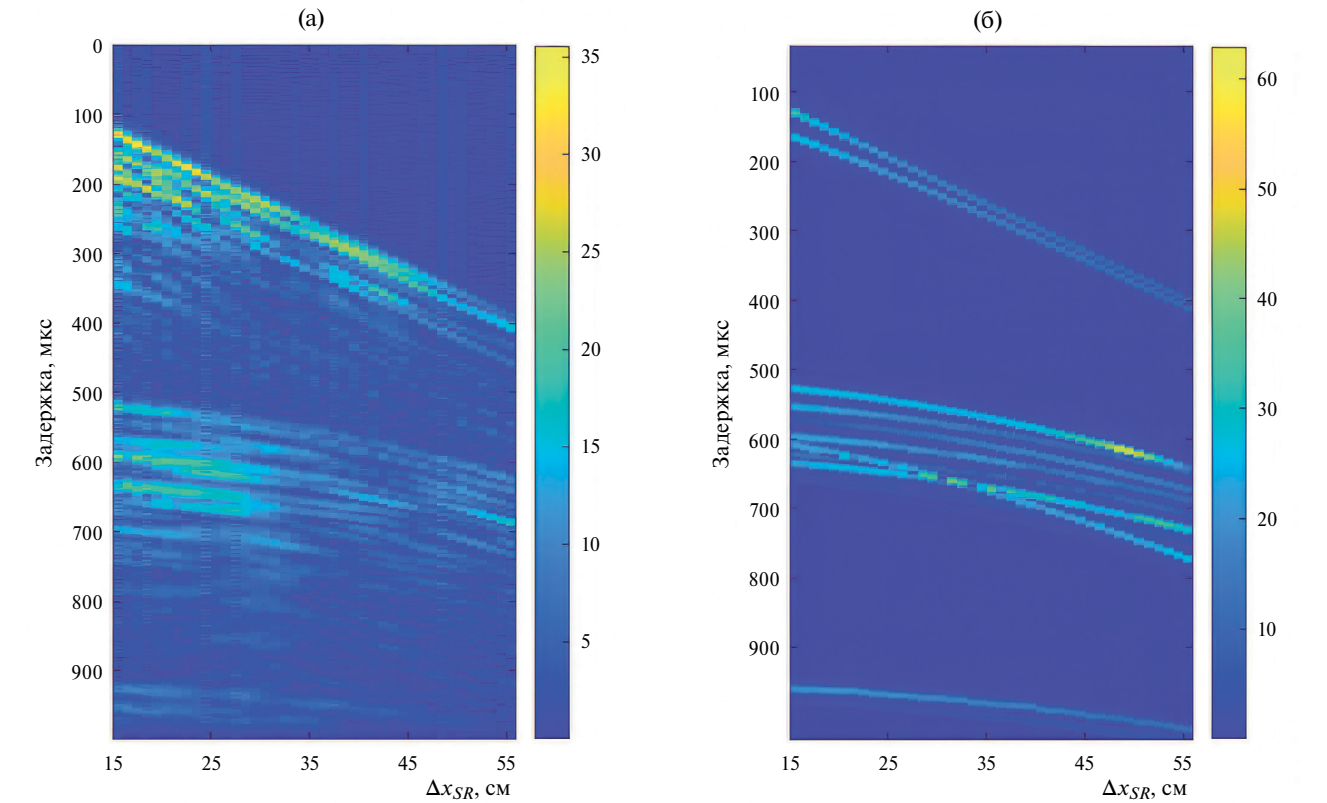


Рис. 11. Измерение № 1, интенсивность сигнала на выходе согласованного фильтра в плоскости задержка-расстояние между источником и приемником: (а) — измеренные данные, (б) — модель.

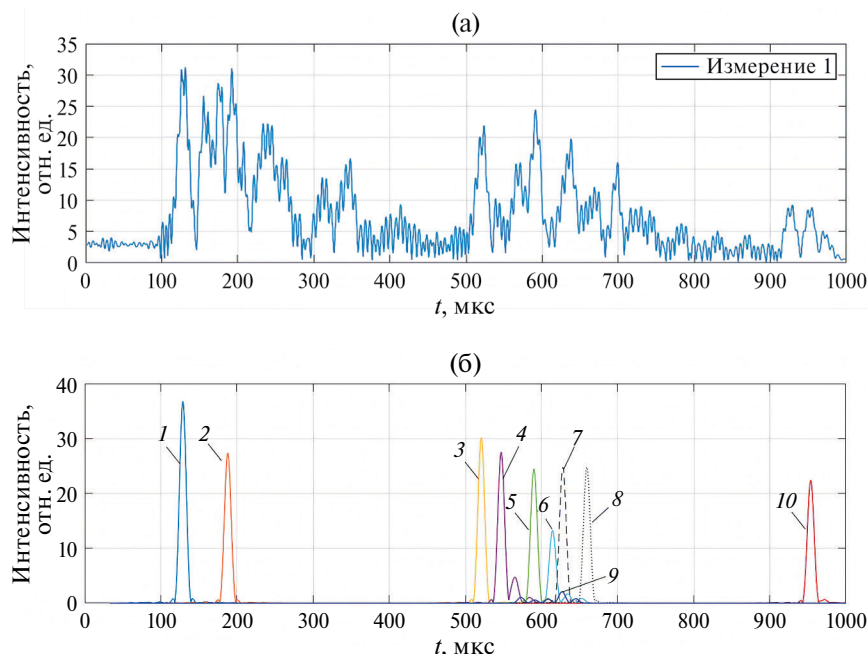


Рис. 12. Сравнение экспериментальных данных и расчетов по модели: (а) — экспериментальные данные, 1 точка дистанции; (б) — модельный сигнал с разделенными импульсами.

Приведенные и другие полученные данные показывают совпадение времен прихода отраженных импульсов между измерениями и модельными расчетами. Интересующие, в поставленной задаче, импульсы под номерами 4 и 5 (см. рис. 12) определяли границу подлежащего диагностике водного слоя. С целью уточнения возможности улучшения отношения сигнал/шум (ОСШ) при обработке измеренных данных, был исследован вопрос

накопления данных, регистрируемых в каждой точке дистанции. Для этого в каждой точке записывались по 3 измерения. Обработка показала, что суммирование с фазой по 3 реализациям принятых в одной точке дистанции сигналов не приводило к повышению ОСШ и даже увеличивало амплитуды и ширину огибающих «паразитных» сигналов вследствие больших аддитивных внешних шумов, внутренних аппаратных шумов и высокой реверберации. Однако сохранялась стабильность положения пиков отражений «полезных» сигналов.

На рис. 13 показано совмещение экспериментальных данных измерения № 1 и границ слоев, рассчитанных в модели. Разработанная экспериментальная установка и численное моделирование позволили идентифицировать в измеренных данных границы искомого слоя воды.

Далее между источником и приемником была закреплена заглушающая «паразитные» сигналы пенопластовая перегородка. На рис. 14–17 приведены полученные в измерениях № 2–5 данные и соответствующие им расчетные границы диагностируемого водного слоя, толщина которого уменьшалась с 32 до 4.15 мм. Для более контрастной демонстрации отражений на рис. 146–176, интенсивность на выходе согласованного фильтра возведена в квадрат и нормирована на максимум.

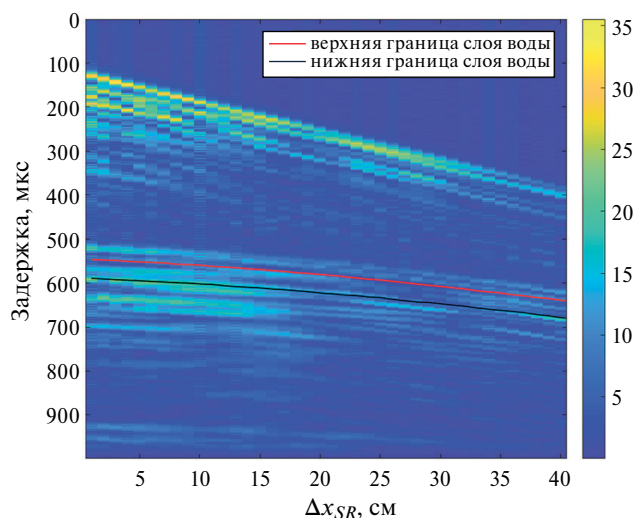


Рис. 13. Совмещение экспериментальных данных и границ слоев, рассчитанных по модели.

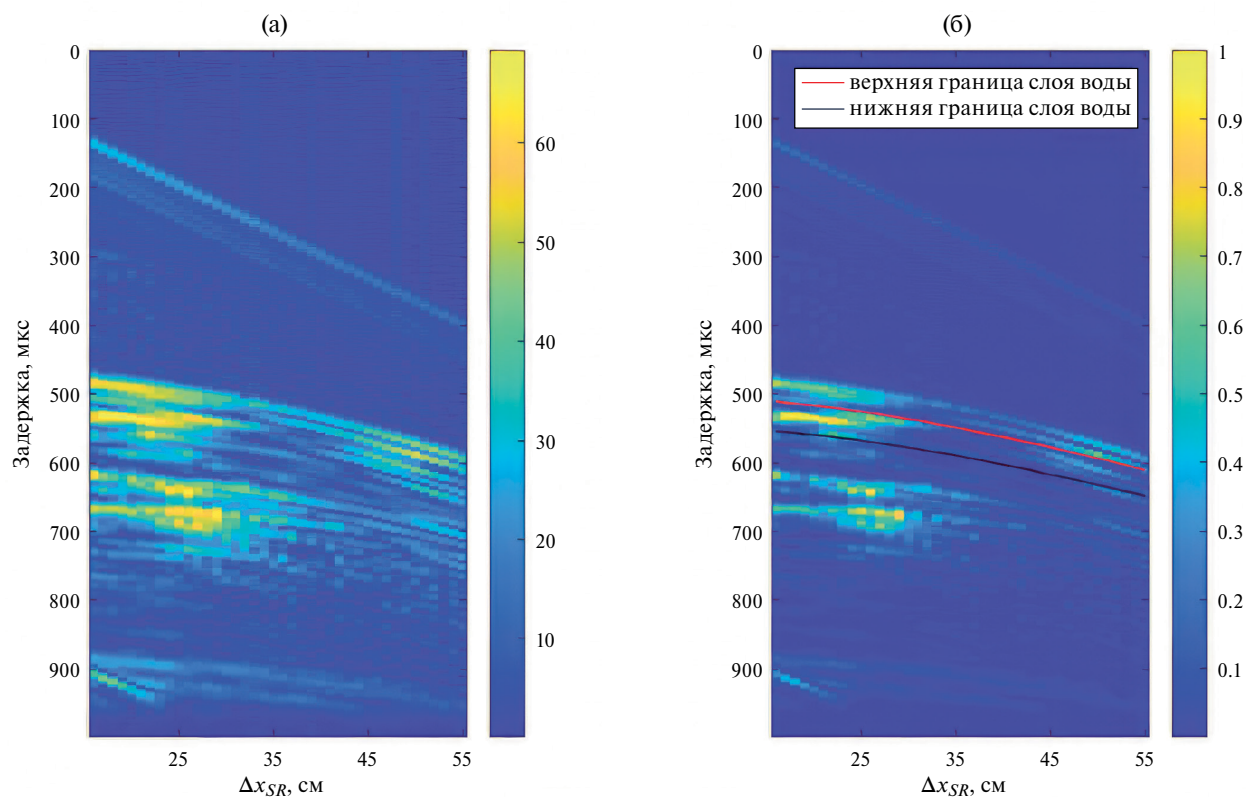


Рис. 14. Измерение № 2 (с перегородкой из пенопласта), слой воды $h_2 = 32$ мм.

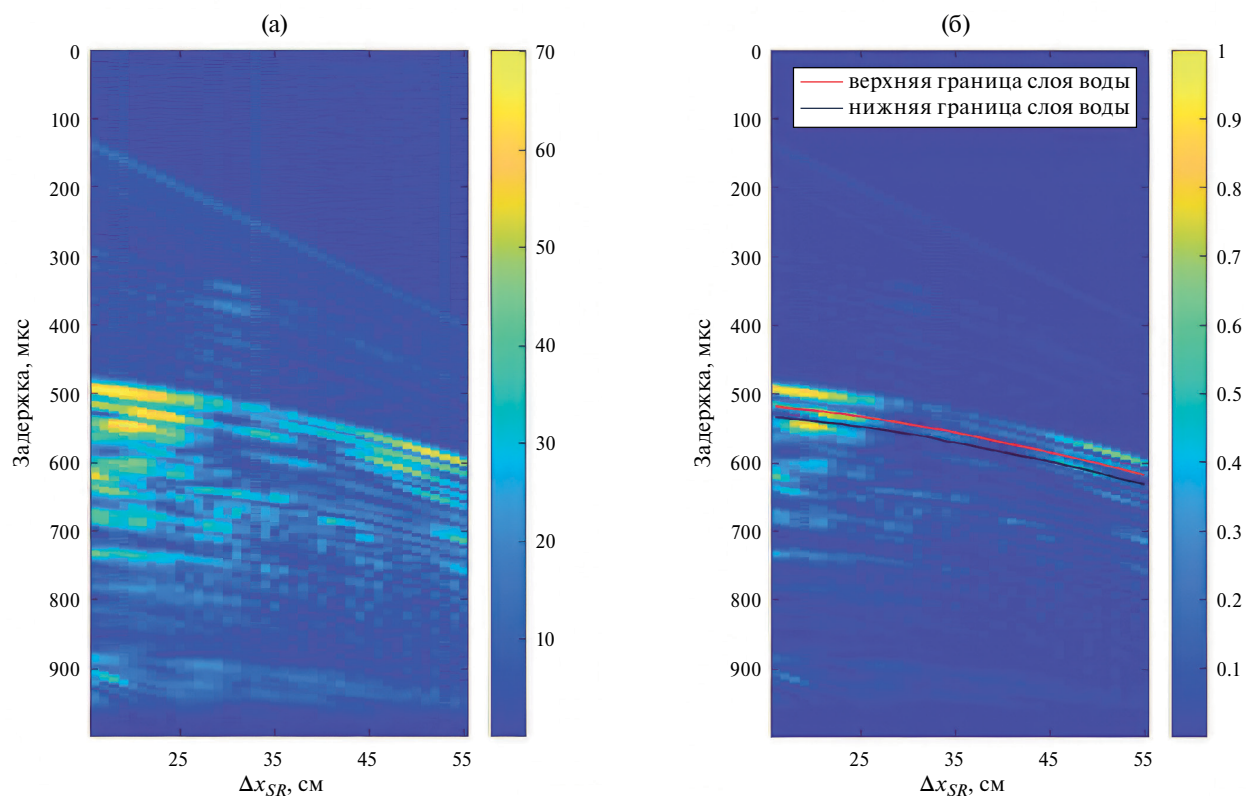


Рис. 15. Измерение № 3 (с перегородкой из пенопласта), слой воды $h_2 = 11$ мм.

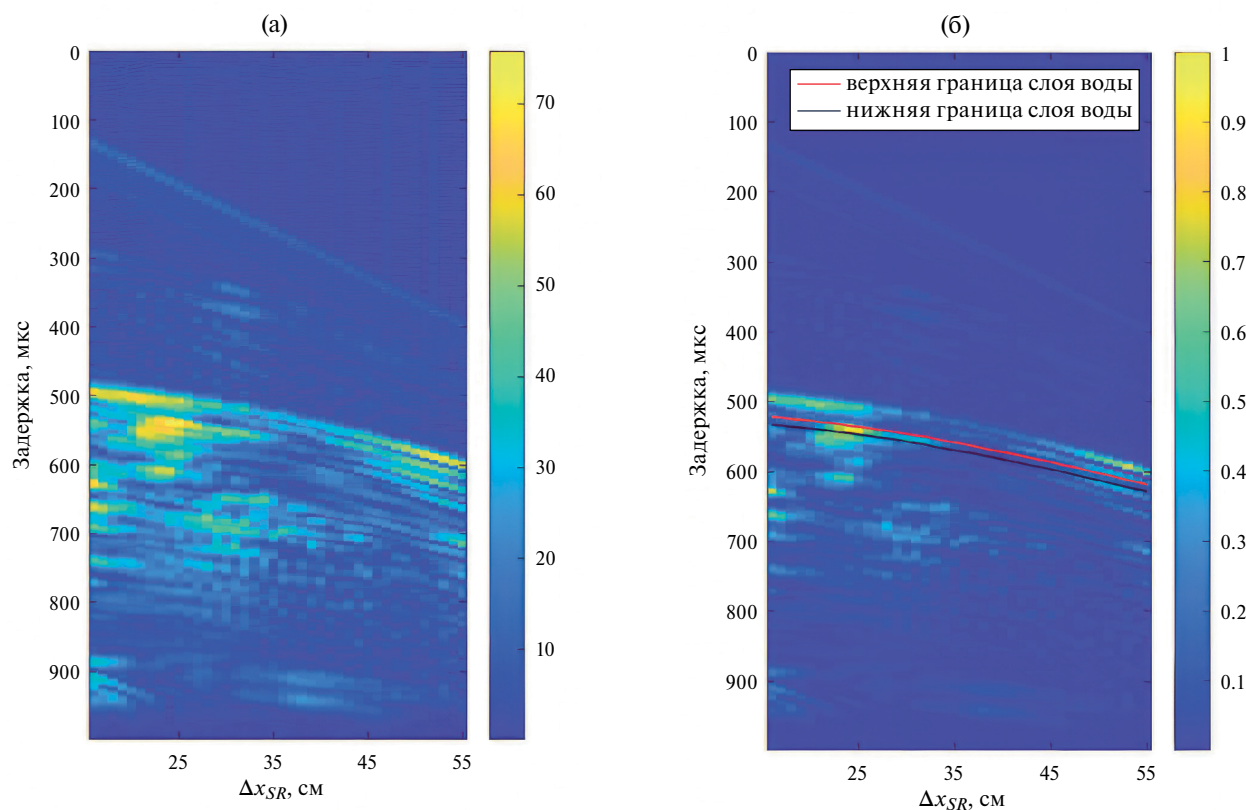


Рис. 16. Измерение № 4 (с перегородкой из пенопласта), слой воды $h_2 = 8.3$ мм.

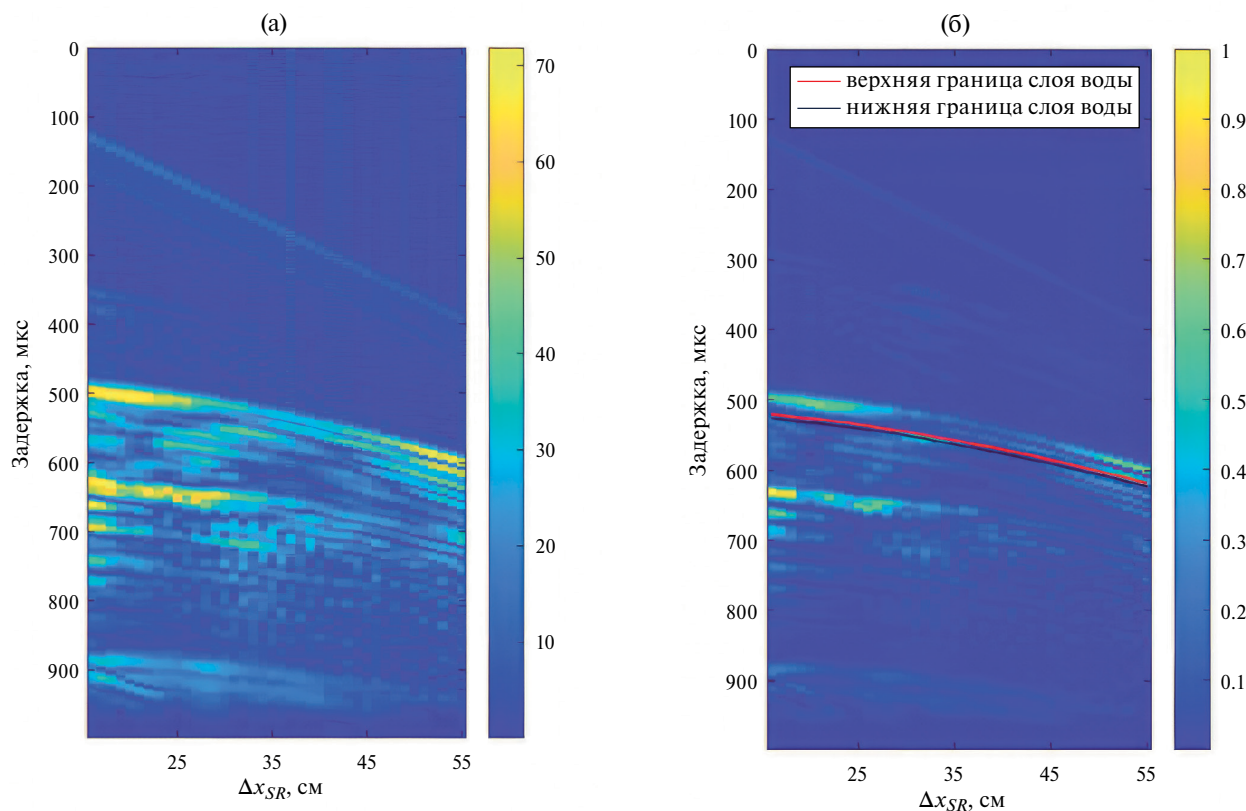


Рис. 17. Измерение № 5 (с перегородкой из пенопласта), слой воды $h_2 = 4.15$ мм.

Анализ приведенных данных показывает, что при толщине водного слоя 32 мм и 11 мм удалось при помощи рассчитанной модели на экспериментальных данных выделить границы слабоконтрастного слоя воды. При дальнейшем уменьшении толщины водного слоя, отраженные импульсы накладываются, ухудшая интерференционную картину отражений. Плотности воды и плексигласа практически совпадают, плотность воды только в 1.14 раза меньше плотности плексигласа. Разница в продольных скоростях больше — в 1.8 раз быстрее волна распространяется в плексигласе, чем в воде. Чем меньше контрастность в отношениях параметров, тем толще должен быть слой воды для обнаружения его с помощью разработанной модели.

Проведенный эксперимент подтверждает соответствие развитой модели и реальных данных. Таким образом, использование данной модели помогает выделить и определить местоположение малокаонтрастных донных слоев даже при высоком уровне шумов, маскирующих полезные сигналы.

Для предварительных оценок по выделению области геоакустических параметров, где границы искомого слоя можно выделить с высокой точностью, рассмотрим, как и в эксперименте, случай, когда жидкий слой, а конкретно — вода, расположен между двумя упругими слоями с одинаковыми геоакустическими параметрами (плотность, продольная и поперечная скорости). Зафиксируем параметры жидкого слоя, т.е. водного, а также примем толщину искомого слоя воды, равную 8 мм. Будем менять параметры упругих слоев сверху и снизу относительно параметров водного слоя, а именно скорость продольных волн и плотность в некоторых интервалах. Остальные расчетные параметры задачи примем такими же, как при проведении лабораторных экспериментов (см. рис. 4). На рис. 18 представлены результаты таких расчетов. Построена величина разности двух сигналов: в первом сигнале суммированы все сигналы, отраженные от донных слоев, а также двукратно отраженные сигналы в волноводе и в первом упругом слое дна; во втором сигнале учтены отражения только от верхней и нижней границы искомого водного слоя в отсутствие шумов. Область, выделенная синим цветом при значениях, когда разности сигналов стремятся к 0, соответствует наилучшему качеству выделения границ слоя воды при его заданной толщине. Для использованных в расчетах параметров область наилучшего соответствия выделяется там, где величина продольной скорости попадает в интервал значений от 1150 м/с до

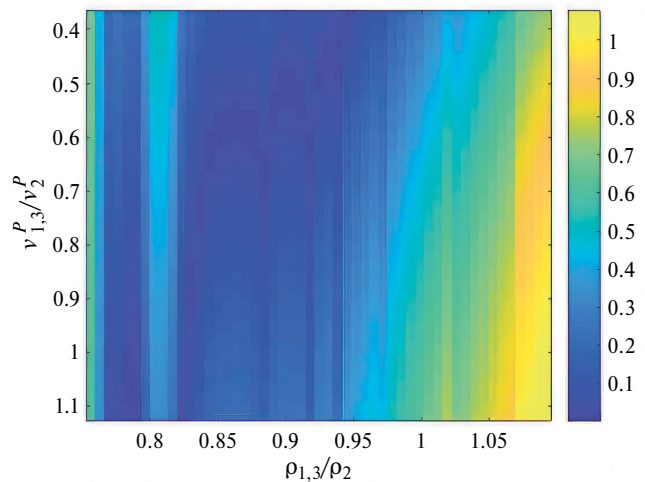


Рис. 18. Пример расчета области параметров (плотности и скорости продольных волн) слоев при заданной толщине водного слоя 8 мм.

1600 м/с при величине плотности вещества, из которого состоят приграничные к слою воды слои — от 1000 до 1110 кг/м³. Аналогичным образом можно проводить предварительные оценки необходимой толщины искомого слоя по фиксированным геоакустическим параметрам.

ВЫВОДЫ

Проведенное экспериментальное исследование показало возможность применения метода когерентного зондирования слоистых сред, имеющих относительно близкие по величине акустические параметры. Такого рода измерения используются для апробации методов сейсмоакустического зондирования, в условиях, когда большую часть параметров, характеризующих условия измерений, можно с достаточной точностью контролировать. Вместе с тем, точность реконструкции при экспериментах в бассейне может ограничиваться высоким уровнем паразитных отражений. Разработанный для решения рассматриваемой задачи комплекс масштабного физического моделирования позволил осуществить измерения при контролируемых условиях проведения эксперимента, что трудно обеспечить при проведении измерений в морских условиях. Было показано, что точность измерения сейсмоакустических сигналов в созданной экспериментальной установке ограничивается в основном неоднородно распределенными помехами, являющимися отражениями от боковых стенок бассейна. Однако, проведя предварительные исследования принимаемых сигналов, части диаграммы

направленности излучателя и построив акустический портрет бассейна, удалось расположить излучатель и приемник таким образом, чтобы по временным задержкам отстроиться от паразитных сигналов и с высоким разрешением получить области отражений полезных сигналов, соответствующие границам малоконтрастного (в сравнении с параметрами пластин плексигласа) водного слоя.

В результате обработки данных, полученных при проведении эксперимента в лабораторном бассейне, было показано хорошее соответствие разработанной модели отражения зондирующих акустических импульсных сигналов от слоистого дна и данных физического моделирования. Подобные лабораторные эксперименты с контролируемыми условиями их проведения позволяют уточнять и дополнять разработанные математические модели. В частности, в разработанной математической модели при сравнении расчетов с экспериментом, были учтены двукратные отражения сигналов в волноводе и в первом донном слое.

Предложенная в статье модель может быть применена для расчета реверберации когерентных гидроакустических сигналов с учетом волноводных эффектов в стратифицированном океане. Для такой постановки задачи отсутствуют известные программные пакеты, а имеющиеся модели требуют верификации [12] и, возможно, доработки. Успешная апробация предложенной в статье модели в контролируемых условиях лабораторного эксперимента подтверждает ее работоспособность.

В данном исследовании не все области полученного отраженного сигнала были до конца исследованы и определены причины их возникновения, поскольку работа была, прежде всего, сфокусирована на исследовании возможностей определения тонких и слабоконтрастных слоев, которая и была подтверждена на основе сопоставления результатов эксперимента с модельными расчетами. Показано также, что на основании анализа плоскости геоакустических параметров могут быть оценены возможности перспективного метода диагностики малоконтрастных донных слоев, что, однако, по мнению авторов уже выходит за рамки данной работы и может являться темой отдельного исследования. В продолжение данных исследований авторами планируется дальнейшее изучение влияния величины геоакустических параметров донных слоев и уровня аддитивных шумов на возможность выделения искомым границ слоя и уточнение расчетных моделей. Кроме того, дальнейшим развитием данной работы может стать исследование

возможностей обнаружения посредством когерентного зондирования дна объекта, располагающегося в толще слабоконтрастных донных слоев на примере физических моделей на базе созданной лабораторной установки.

Постановка задачи, проведение лабораторного эксперимента, обработка экспериментальных данных и численное моделирование выполнены в рамках базовой части государственного задания ННГУ (тема № 0729-2020-0037). Работа по развитию теоретической модели выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 20-77-10081 (<https://rscf.ru/project/20-77-10081/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев А. В., Малеханов А. И. Когерентная сейсмоакустика // Известия вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 7. С. 579–597.
2. Лазарев В. А., Малеханов А. И., Мерклин Л. Р., Романова В. И., Стромков А. А., Таланов В. И., Хилько А. И. Экспериментальное исследование возможностей сейсмоакустического зондирования морского дна когерентными импульсными сигналами // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 227–236.
3. Лазарев В. А., Малеханов А. И., Мерклин Л. Р., Романова В. И., Таланов В. И., Хилько А. И. Когерентное сейсмоакустическое профилирование морского дна с использованием широкополосных сигналов // Океанология. 2013. Т. 53. № 6. С. 843–850. <https://doi.org/10.7868/S0030157413050079>
4. Авербах В. С., Коньков А. И., Лебедев А. В., Малеханов А. И., Мананов С. А., Таланов В. И. Методы когерентной инженерной сейсморазведки в ИПФ РАН // Технологии сейсморазведки. 2015. № 2. С. 119–123. <https://doi.org/10.18303/1813-4254-2015-2-119-123>
5. Калинина В. И., Смирнов И. П., Малеханов А. И., Хилько А. И. Когерентная морская сейсмоакустика: новые подходы к реконструкции структуры донных слоев в шельфовых акваториях // Известия РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1020–1027. <https://doi.org/10.7868/S0367676517080038>
6. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.
7. Калинина В. И., Смирнов И. П., Хилько А. И., Малеханов А. И. Сравнительный анализ помехоустойчивости алгоритмов реконструкции геоакус-

- тических параметров морского дна методом когерентного зондирования // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 4. С. 395–412. <https://doi.org/10.31857/S0320791921040031>
8. Сейсморазведка. Справочник геофизика / Под ред. Гурвича И.И., Номоконова В.П. М.: Недра, 1981. 464 с.
 9. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
 10. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1980. 448 с.
 11. Harris F. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform // Proc. of the IEEE. 1978. V. 66. № 1. P. 51–83. <https://doi.org/10.1109/PROC.1978.10837>
 12. Jenserud T., Ivansson S. Measurements and Modeling of Effects of Out-of-Plane Reverberation on the Power Delay Profile for Underwater Acoustic Channels // IEEE J. of Oceanic Engineering. 2015. V. 40. № 4. P. 807–821. <https://doi.org/10.1109/JOE.2015.2475675>

PHYSICAL MODELING OF THE METHOD OF COHERENT PROBING OF LOW-CONTRAST BOTTOM LAYERS IN A LABORATORY POOL

V. I. Kalinina^{a,b,*}, P. N. Vyugin^b, I. A. Kapustin^{a,b}

^a*Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^b*Nizhny Novgorod State University named after. N.I. Lobachevsky, Gagarin Ave. 23, Nizhny Novgorod, 603022 Russia*

^{*}*e-mail: v.kalinina@ipfran.ru*

Under laboratory conditions, experimental verification of the developed algorithms for the reconstruction of low-contrast bottom layers during their coherent sensing was carried out. The algorithms use parametric models for generating signals reflected from a layered half-space in the form of a set of elastic layers. To solve the problem at the Department of Acoustics of Nizhny Novgorod State University named after. N. I. Lobachevsky created an experimental setup for the formation, emission and reception of high-resolution sound pulses reflected from a set of elastic layers placed in a pool of water. The experimental study showed the possibility of using the coherent sensing method for layered media with relatively similar acoustic parameters. As a result of processing the data obtained during the experiment in a laboratory pool, good agreement was shown between the developed computational model of the reflection of sounding acoustic pulse signals from a layered bottom and physical modeling data. It is shown that based on the analysis of the plane of geoacoustic parameters of a specific problem using the developed numerical model, the capabilities of a promising method for coherent diagnostics of low-contrast bottom layers can be assessed.

Keywords: laboratory experiment, seismoacoustic sounding, seabed, low-contrast layers

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОДВОДНЫХ ГАЗОВЫХ ФАКЕЛОВ

© 2024 г. Д. А. Костеев^{a,b,*}, Н. А. Богатов^a, А. В. Ермошкин^{a,b},
И. А. Капустин^{a,b}, А. А. Мольков^{a,b}, Д. Д. Разумов^a, М. Б. Салин^{a,**}

^aФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^bНациональный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

*e-mail: dkosteev@ipfran.ru

**e-mail: mikesalin@ipfran.ru

Поступила в редакцию 03.11.2023 г.

После доработки 24.02.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Гидроакустическое зондирование на частотах, близких к резонансным частотам колебаний пузырьков, является перспективным методом для обнаружения и изучения сипов, выхода газа (преимущественно метана) из морского дна при высвобождении газогидратов. Это соответствует снижению рабочей частоты, относительно традиционного метода изучения сипов высокочастотных гидролокаторов, поэтому предложенный метод будем относить к низкочастотным. Проведены оценки силы рассеяния с учетом коллективного взаимодействия. Продемонстрирована возможность применения низкочастотных гидроакустических систем для обнаружения сипов на примере результатов морского эксперимента с использованием имитационной пузырьковой струи. Предложен метод обработки данных для обнаружения нестационарных рассеивателей.

Ключевые слова: низкочастотная гидроакустика, фазированная антенная решетка, рассеяние на пузырьках, газовые выходы, пузырьковая струя, сип, акустическое зондирование океана, корреляционная обработка, сила цели, сила рассеяния, метод граничных элементов

DOI: 10.31857/S0320791924040091 EDN: XFIVCK

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение рассеяния звука на пузырьках является классической задачей, в рамках которой в последнее время стала актуальной новая область применения — изучение сипов (от англ. seep — просачивание) — явлений естественного выхода газов из морского дна (преимущественно метана) в виде пузырьковой струи. Газовые «факелы» (газовые выбросы, сипы) встречаются в различных частях Мирового океана [1], в том числе в Черном море, Охотском море и Арктических морях РФ. Практический интерес к изучению сипов связан и с особенностями промышленного освоения шельфа, и с учетом дополнительного выхода парниковых газов в климатических моделях. Перенос метана через пузырьки особенно важен в климатически чувствительном Северном Ледовитом океане, где региональные максимумы атмосферного метана в

сочетании с сокращением площади морского льда, притоком теплых вод из других океанических бассейнов и высоким стоком великих сибирских рек ускоряют последствия изменения климата [2, 3].

Просачивания газа с морского дна можно разделить на выходящие на поверхность и находящиеся исключительно в водной толще. В первом случае, при достаточной интенсивности сипов, они могут быть обнаружены оптическими методами на поверхности [1], последние результаты указывают также на применимость радиолокационных методов [4]. Радиолокация более привлекательна в этом плане, так как менее чувствительна к погодным условиям.

В случае, когда сипы не выходят на поверхность, обнаружение просачиваний и их изучение ведется, по большей части, с помощью высокочастотных (ВЧ) гидролокаторов, с рабочей частотой

десятки—сотни кГц [5, 6]. Судовые эхолоты с вертикальным лучом и гидролокаторы бокового обзора, устанавливаемые на подводных аппаратах, позволяют не только обнаружить пузырьковый поток, но и оценить его параметры и, в конечном итоге, рассчитать поток метана. Для этого учитывается, что гидролокаторы работают на частотах, существенно выше резонансных частот пузырьков. В сформулированных ограничениях возможно решение обратной задачи рассеяния [7], и это является распространенным на сегодняшний день подходом к исследованию сипов. Иногда пузырьки детектируются по сигналу на разностной частоте, возникающему вследствие нелинейности процесса рассеяния. Существуют также работы, посвященные исследованию величины обратного рассеяния и собственных шумов пузырьковых скоплений, возникающих при переходе из грунта в воду [8] и в приповерхностном слое при обрушении волн [9]. Контактные методы измерения сипов дают более подробную и точную информацию [10], но сип предварительно должен быть обнаружен, чтобы судно подошло в нужную точку. Когда сипы отличаются постоянством, т.е. существуют круглогодично в одном и том же месте, то представляет интерес установка стационарных донных акустических станций для длительного мониторинга потока газа [11].

Возможность лоцирования сипов на более низких частотах, несомненно, представляет интерес, в первую очередь, за счет дальнего распространения звука в волноводе, а во-вторых, за счет возможного возникновения резонансных эффектов при рассеянии [12]. Если рассмотреть задачу о максимальном уровне рассеянного сигнала от произвольного объекта, в том числе от группы пузырей, то он будет соответствовать либо геометрическому поперечному сечению этой группы, либо квадрату длины волны, в зависимости от того, какая из величин оказывается больше [12].

Пузырек эффективно рассеивает звук, начиная со своей резонансной частоты, а для природных пузырьков резонансные частоты, исходя из их радиусов, составляют единицы килогерц — длины волн от дециметров до метра. Поэтому при гидролокации в этом диапазоне частот, сипы должны оказаться очень контрастными целями. Существуют определенные сложности технического плана для работы в этом диапазоне. Например, необходимо применять протяженные приемные системы для обеспечения достаточного коэффициента направленности, а также потребуются конструирование мощных низкочастотных (НЧ) излучателей [13].

Однако в литературе отмечается, что сложности при измерении резонансного рассеяния носят главным образом методический характер. Сила цели пузырька на резонансе формально составляет большую величину, но в действительности ограничивается рядом факторов: во-первых, наличием примесей (разный молекулярный состав, наличие нефтяных пленок на поверхности пузырька), что вносит заранее неизвестную поправку, и, во-вторых, коллективным взаимодействием пузырей [14]. По этим двум причинам ожидается, что результаты оценки массовой доли газа в сипе, полученные на окolorезонансной частоте, будут менее стабильными или достоверными, по сравнению с ВЧ. Тем не менее, ниша применения НЧ гидроакустики видится как минимум в первичном обнаружении газовых выбросов на дальних дистанциях. Например, это позволит сокращать время проведения полигонной съемки при картографировании района с сипами.

Настоящая работа посвящена методическим основам локации пузырьковых струй гидроакустическими сигналами на частотах, близких к резонансным частотам пузырьков. Такие частоты являются низкими по отношению к традиционным акустическим методам обнаружения сипов. В краткой теоретической справке рассматривается вопрос об эффективном значении силы цели при локации короткими импульсами, т.е. при неустановившемся режиме колебаний, и при нахождении пузырька в составе достаточно плотной группы.

В части методов обработки сигналов предлагается метод, повышающий контрастность сипов на сонограммах. При обработке может использоваться факт движения струи пузырей, за счет которого, во-первых, возникает эффект Доплера, а во-вторых, рассеиватели перемешиваются, и эхосигнал теряет свои корреляционные свойства [15]. Предложенный метод будет востребован, когда энергетическая дальность обнаружения превосходит глубину места, и звук достигает цели, несколько раз взаимодействуя с дном и поверхностью. В этом случае фактическая дальность обнаружения будет определяться тем, как акустическая система сможет отличать сип от другого рода объектов, например, неоднородностей дна. Ситуация расположения газовых выбросов в мелководных районах очень характерна для Арктического шельфа РФ.

Теоретические оценки и алгоритмы обработки опробованы на основе модельного эксперимента, в котором струя пузырей в морской среде

создавалась компрессором. Такая цель лоцировалась акустическими сигналами в диапазоне 1–3 кГц на дистанции порядка 100 м на открытой акватории с глубинами от 30 до 50 м. Для корректной интерпретации результатов акустических измерений привлекались результаты измерений другими средствами: радиолокатор кругового обзора, подводная стереосъемка, коммерческий высокочастотный акустический доплеровский профилограф течений (*англ.* ADCP — acoustic Doppler current profiler).

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

1.1. Объект исследования

Согласно сделанному литературному обзору, в наблюдаемых природных сипах [5, 6, 8] выход струи на поверхность занимает площадь от 100 до 10000 м². Концентрация пузырей в толще может составлять до 1000 ед. в 1 м³. Для мелкого моря характерные скорости всплытия пузырьков составляют порядка 0.3 м/с. Пузырьки в сипах неоднородны по размерам. Радиус пузырьков, в среднем, лежит в диапазоне от 1 до 10 мм. Как отмечалось выше, рабочие частоты судовых эхолотов значительно выше резонансных частот пузырьков. Сделаем оценки силы рассеяния, учитывая особенности рассматриваемой, более низкочастотной, гидроакустической системы.

1.2. Оценка силы цели пузырька

Рабочие частоты рассматриваемой гидроакустической системы составляют единицы килогерц. В рамках общепринятого приближения существенными являются только сферически-симметричные колебания пузырька. Амплитуда монополярного рассеяния будет составлять [12, 16]:

$$s = a \left[\left(f_0^2 / f^2 - 1 \right) \pm i\delta \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь подразумевается квазинепрерывный режим излучения, a — радиус пузырька, f_0 — резонансная частота пузырька [12], f — частота сигнала, δ — постоянная затухания, обусловленная излучением и теплообменом между водой и воздухом в пузырьке. Для рассматриваемой далее частоты 1090 Гц δ можно оценить по величине как $\delta \approx 2ka$ [12], $k = 2\pi f/c$ — волновое число, c — скорость звука. Знак плюс или минус перед $i\delta$ в (1) определяется по тому, какой знак выбран при записи комплексного временного процесса $e^{\pm i\omega t}$.

Используемая в гидроакустике величина силы цели (*англ.* target strength, TS) одного пузырька при квазинепрерывном возбуждении будет составлять:

$$TS_1 = 20 \lg \frac{s}{R_0}, \quad (2)$$

где $R_0 = 1$ м — необходимая размерная константа.

Авторы [17] отмечают, что при лоцировании коротким импульсом (для необходимого пространственного разрешения) важным фактором является неустановившийся режим колебаний. Короткий импульс, рассеянный на пузырьке, растягивается (см рис. 1а). Поэтому имеются разночтения, как ввести эффективную силу цели в этом случае [18, 19]. Основной подход к определению этой величины основан на отношении суммарных энергий падающего и рассеянного сигналов:

$$TS_{\text{total}} = 10 \lg \frac{\sum_{m=0}^{N-1} |s_m G_m|^2}{R_0^2 \sum_{m=0}^{N-1} |G_m|^2}, \quad (3)$$

где G_m — Фурье-образ пришедшего сигнала $p_0(t)$ в зависимости от номера частоты m , s_m — обозначает величину s , вычисленную согласно (1) на равномерной частотной сетке f_m .

Вместе с этим, гидролокаторы, работающие по пороговому принципу, могут реагировать на пиковое значение поля. В таких случаях эффективную силу цели правильнее определять в виде:

$$TS_{\text{peak}} = 20 \lg \frac{\max |p_s(t)|}{\max |p_0(t)|}, \quad (4)$$

где p_s — искомый рассеянный сигнал, например, вычисленный путем обратного Фурье-преобразования от $s_m G_m$, или с помощью аналитического решения, полученного в [17].

Для примера на рис. 1б построена частотная зависимость силы цели уединенного идеально-го пузыря, радиус a которого варьируется, в случае локации непрерывным тоном и тональными импульсами (радиоимпульсами) длительностью 30 мс и 3 мс с $f_0 = 1090$ Гц, с огибающей в форме функции Ханна. На графике по оси абсцисс отложена частота заполнения, а под силой цели понимается введенная выше эффективная величина (3) или (4).

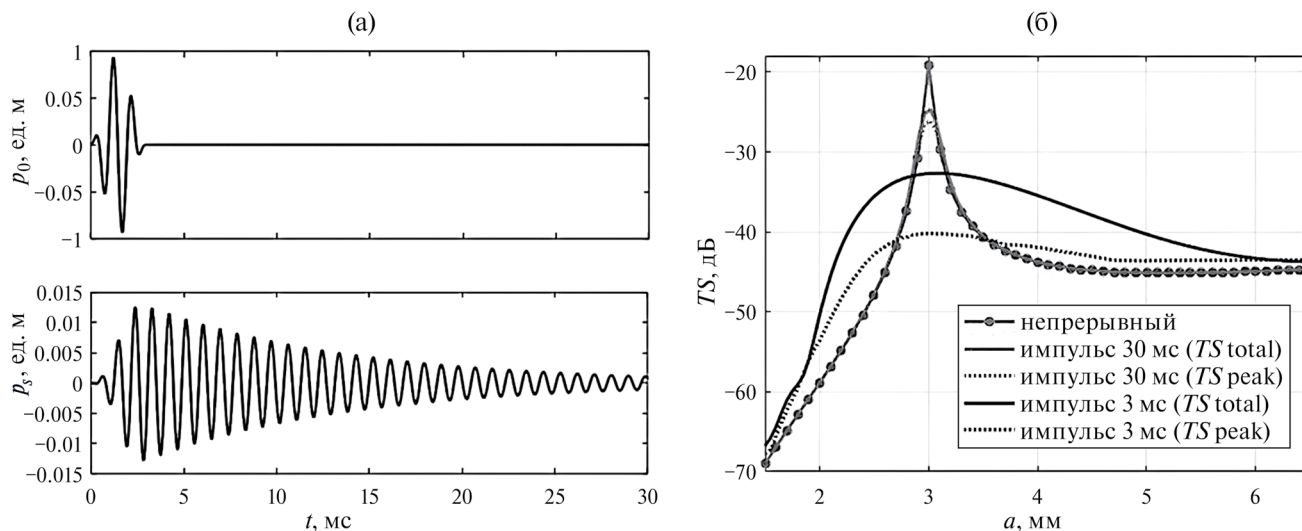


Рис. 1. (а) — Пример неустойчивых колебаний (нестационарного рассеяния). (б) — Зависимость силы цели идеального пузырька при нормальном давлении от радиуса при фиксированной частоте 1090 Гц.

Из графиков следует, что снижение «добротности сигнала» (уменьшение числа периодов внутри импульса) оказывает такое же влияние на амплитудно-частотную характеристику (АЧХ), как снижение физической добротности осциллятора: резонансный пик расширяется и снижается по уровню. Из двух определений эффективной силы цели наиболее близким к «классическому», непрерывному режиму является интегральная энергетическая оценка TS_{total} (3).

Другим важным свойством является то, что после перевода дБ в интенсивность площади под сплошными кривыми на рис. 1 будут с хорошей точностью совпадать (разница менее 10%). Тогда представим, что производится локация группы пузырьков, функция распределения по радиусам которых $g(a)$ равномерна в рассматриваемых пределах. От единицы объема среды будет получен одинаковый по энергии отклик во всех случаях: и когда возбуждается малая фракция пузырей с высокой амплитудой, и когда все фракции пузырей возбуждаются с более низкими амплитудами. Это обосновывает пригодность выбранного режима локации.

1.3. Оценка силы цели группы пузырьков

Для того чтобы учесть коллективное взаимодействие пузырьков, был использован подход на основе интегрального уравнения Гельмгольца [20], для численного решения которого применяется метод граничных элементов (МГЭ) [21]. Проведение

расчетов по этому методу является довольно сложной вычислительной задачей, требовательной к ресурсам компьютера. Была использована созданная ранее оригинальная программная реализация описанного в литературе метода.

МГЭ позволяет решить самосогласованную задачу о нахождении поля в области, внешней по отношению к сложной поверхности. В данном случае рассеивающая поверхность представляла собой совокупность из N сфер радиуса $a = 3$ мм, распределённых случайным образом внутри куба со стороной 1 м. Каждая сфера создавалась из небольшого числа треугольных элементов. При генерации случайных координат центров обеспечивалось выполнение условия на непересечение сфер. Поскольку МГЭ обладает определенными ограничениями в части задания граничных условий на поверхности, то задача решалась в двух постановках:

- «импедансные сферы»: на поверхности каждой сферы задаются «классические» граничные условия, полученные линеаризацией уравнения адиабатического сжатия газа внутри нее [11]:

$$Z = -\frac{p}{v_n} = (i + \delta'') \frac{3\gamma P_0}{2\pi f a},$$

где p — локальное значение давления, v_n — локальное значение нормальной колебательной скорости (по внешней нормали), P_0 — постоянное давление, γ — постоянная адиабаты, δ'' — коэффициент внутренних потерь.

- «мягкие сферы»: граничное условие $p = 0$ позволяет получить контрольное значение уровня рассеяния.

Алгоритм настроен на вычисление обратного рассеяния на заданных частотах. Поскольку в группе пузырей хаотично образуются те или иные решетки, диаграмма направленности рассеянного поля может изменяться. Поэтому результаты усреднены по 3 случайным реализациям положений пузырей. В итоге, результаты расчета, полученные для различных концентраций, приведены на рис. 2. Вертикальными линиями показаны диапазоны значений 3-х реализаций для каждой кривой. Для сравнения на рис. 2 также построены линейные зависимости («имп.»/«мягк. лин.»).

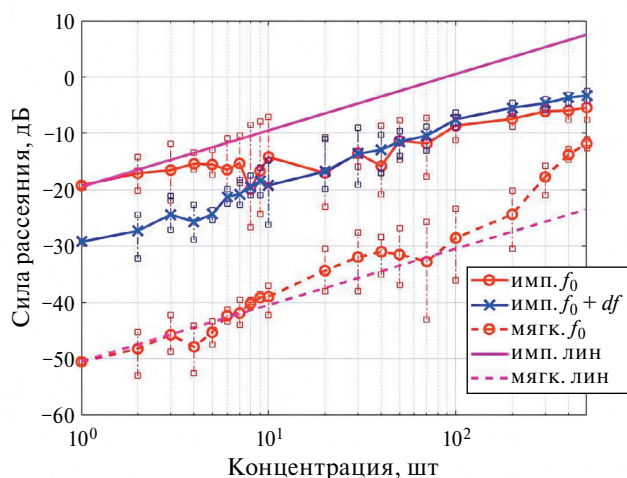


Рис. 2. Сила цели 1 м³ (сила рассеяния) объема жидкости с пузырьками $a = 3$ мм, оцененная МГЭ: на резонансной частоте ($f_0 = 1087$ Гц), вблизи резонанса ($df = 100$ Гц) и в рамках модели мягких сфер.

Построенные величины являются силой цели 1 м³ водного объема с пузырьками, или силой (объемного) рассеяния. На графиках можно наблюдать два эффекта. Во-первых, рассеяние группы резонансных пузырьков имеет тенденцию к насыщению. На резонансе, для концентраций более 10² наблюдается перекрытие сечений рассеяния и, конечно, линейное суммирование индивидуальных сечений рассеяния, справедливое в Борновском приближении, перестает здесь работать. Стоит отметить, что при высоких концентрациях резонансная частота группы пузырьков будет отличаться от частоты одиночного пузырька, что также может влиять на возникновения эффекта насыщения. Во-вторых, уровень рассеяния на «мягких сферах», хоть и ниже резонансного рассеяния, но

при больших концентрациях, наоборот, превышает свою линейную зависимость. Таким образом, из-за волновых эффектов решетка из мягких сфер становится эффективно более плотно заполненной.

Рассмотрим такую ситуацию, что в эксперименте была измерена интенсивность эхосигнала от сипа, соответствующая геометрической площади поперечного сечения этого объекта (забегая вперед, скажем, что именно такая ситуация и реализовалась в эксперименте, описанном ниже). Перед исследователем стоит задача интерпретировать результаты измерения. Опираясь на описанную теорию, он может принять две гипотезы:

- сип содержит фракцию резонансных пузырей в значительном количестве, и для концентрации таких пузырей можно получить оценку снизу. Более высокие концентрации приведут к той же интенсивности рассеянного сигнала из-за описанного выше насыщения;
- сип состоит из нерезонансных пузырей, т.е. их радиусы превосходят резонансный. В этом случае исследователю доступно оценить суммарную поперечную площадь всех пузырей.

Дополнительные измерения или другие наблюдения обычно позволяют разделить эти две гипотезы.

1.4. Алгоритм обработки сигналов для выделения эха от сипа

В данной работе рассматриваются результаты эксперимента, в котором в качестве источника звука использовался всенаправленный пьезокерамический излучатель, в качестве приемников — кабельная гидроакустическая антенна. Синхронизированные сигналы со всех гидрофонов поступают в компьютер.

Первым этапом обработки является формирование диаграммы направленности антенны. Для этого, следуя [22], вычисляется оконное Фурье-преобразование от сигнала по каждому гидрофону. Комплексные значения спектров умножаются на амплитудные и фазовые множители в зависимости от частоты, координаты гидрофона и направления фазирования. После этого комплексные данные по каналам складываются и выполняется обратное Фурье-преобразование. Результаты последовательности окном объединяются и принимаются меры для обеспечения плавности полученной в результате функции.

Далее сигнал по каждому направлению фазирования рассматривается независимо. В базовом варианте обработки, при излучении тональных импульсов выполняется фильтрация в полосе сигнала и вычисление огибающей с временем осреднения, равным половине длительности импульса. В случае применения линейных частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов выполняется корреляционная обработка — свертка с аналитически-заданным исходным сигналом [22].

Для более точной идентификации сипов, например, если по итогам базовой обработки возникает вопрос, действительно ли яркий объект на сонограмме является сипом или нет, применяется модифицированная версия метода межимпульсного вычитания, описанная ниже. Поскольку сип является потоком пузырьков, то ожидается, что тонкая структура его эхосигнала будет изменяться случайным образом во времени. Для импульсов, не идущих друг за другом, в элемент разрешения попадают различные пузыри, или те же пузыри, но смещенные неравномерным образом относительно друг друга в группе. Выполняется следующая специализированная обработка, нацеленная на то, чтобы подавить сигналы, которые являются коррелированными в смысле повторяемости в соседних циклах излучения.

Обозначим через $F_m^{(l)}(t_n)$ — комплексный спектр, вычисленный в l -ом цикле измерения, в окне $[t_n, t_n + T_w]$, считая за 0 момент очередного излучения импульса; индекс m определяет частоту. Задача найти такое преобразование предшествующего (или еще более отстающего) импульса, которое минимизирует остаточную энергию после его вычитания из текущего импульса:

$$D_m^{(l)} = F_m^{(l)} - AF_m^{(l-\Delta l)} e^{iBm+C}, \quad (5)$$

$$\{A, B, C\} = \arg \min_{A, B, C} \sum_m |D_m^{(l)}|^2, \quad (6)$$

где A, B, C — коэффициенты, Δl — сдвиг между сравниваемыми циклами (здесь алгоритм опробовался с $\Delta l = 1, 2, 3$), аргумент t_n опускается, так как вычисления ведутся в каждом окне независимо. Суммирование в (6) ведется по тем индексам m , которые отвечают частотам f_m внутри полосы сигнала.

Набор коэффициентов A, B, C позволяет адаптироваться к таким ситуациям, когда из-за нестабильности работы излучающей системы она может создать импульс другой амплитуды или в результате сбоя синхронизации сдвинется фаза записанного

сигнала, а также, если медленные флуктуации среды изменят времена распространения сигналов для неподвижных объектов. Таким образом, эхо-сигнал, который от цикла к циклу усиливается, ослабляется или сдвигается по времени без изменения формы, будет подавлен операциями (5) и (6). Эхо-сигнал от сипа, за счет изменения своей формы, будет минимально подвержен действию этих операций. Коэффициенты A, B, C , минимизирующие (6), вычисляются методом наименьших квадратов. Окно T_w следует выбирать порядка 3–5 длительностей исходного импульса. На выходе описанной обработки получается огибающая модифицированного сигнала:

$$p_d^2(t_n) = \sum_m |D_m^{(l)}|^2.$$

2. НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Общие сведения

В работе анализируются результаты натурального эксперимента, проведенного в 2021 г. на шельфе в северной части Черного моря, с использованием океанографической платформы. Объектом исследования в данном эксперименте являлся поток воздушных пузырьков, создаваемый компрессором, который поднимался от дна к поверхности. Номинальная производительность компрессора — 130 л/мин. Характеристики сипа (так будем называть искусственный поток) исследовались с помощью акустических сигналов в низком диапазоне частот (1–3 кГц). Эксперимент состоял из двух отдельных серий, первая (основная) была посвящена дистанционному зондированию сипа как акустическими, так и радиолокационными методами, вторая (вспомогательная) серия была посвящена исследованиям сипа с применением «ближкодействующих» методов. На рис. 3 представлены схемы экспериментов основной и вспомогательных серий. В основной части эксперимента (рис. 3а) выход пузырьков производился с глубины 40 м на удалении 100 м от платформы.

На вспомогательном этапе эксперимента, изображенном на рис. 3б, выход пузырькового потока был организован в непосредственной близости с платформой на глубине 25 м. Для измерения скорости течений в рассматриваемом эксперименте использовался ADCP "WorkHorse Monitor 1200 kHz RDI Teledyne", который размещался в приповерхностном слое, непосредственно над заглубленным концом шланга компрессора, и был ориентирован вертикально вниз (рис. 3б).

На рис. 4 представлены измерения вертикальной скорости пузырькового потока с помощью ADCP с размером ячейки 0.25 м. На графике белые области соответствуют некорректным данным, которые отбрасываются автоматически. Черным пунктиром обозначен интервал генерации сипа. Средняя скорость, измеренная ADCP, лежит в диапазоне 0.2–0.4 м/с, что соотносится с характерной скоростью всплытия отдельных пузырьков в реальных сипах для мелкого моря. Пиковые измеренные значения вертикальной скорости составляют порядка 0.7 м/с, такие значения скорости всплытия характерны для цепочек пузырьков и пузырьковых потоков [23].

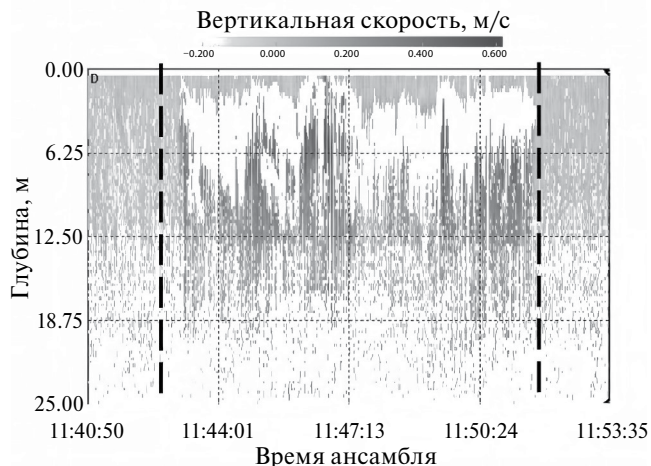


Рис. 4. Измерение вертикальной скорости ADCP во время генерации сипа.

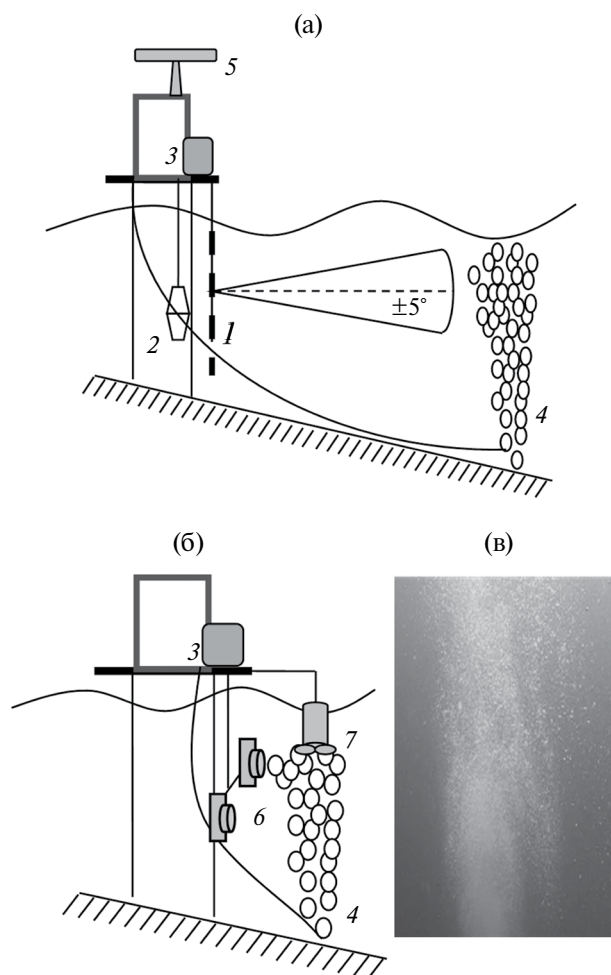


Рис. 3. (а) — Схема натурного эксперимента — дистанционное зондирование: 1 — гидрофонная антенна, 2 — гидроакустический излучатель, 3 — компрессор, 4 — генерируемый сип, 5 — радар. (б) — Схема натурного эксперимента — близкодействующие методы: 6 — стереокамера, 7 — ADCP. (в) — Фото сипа, полученное на одну камеру стереопары.

Параллельно проводилась видеосъемка с использованием погружной синхронизированной стереопары, составленной из двух подводных видеокамер "GoPro". Стойка с камерами погружалась в воду на некотором удалении от сипа. По данным стрееовидеосъемки с помощью библиотеки Open CV (<https://opencv.org/>) были определены характеристики пузырьков для выборки, состоящей из 150 штук.

Различимые на видео пузырьки имеют радиусы, превышающие ожидаемые средние размеры пузырьков в 2–3 мм, а значит, рабочие частоты гидролокатора лежали выше значений резонансных частот для наблюдаемых пузырьков. Но это не исключает возможность присутствия более мелких неоднородностей.

Зависимость вертикальной скорости пузырьков от радиуса для данной выборки приведена на рис. 5. Каждое значение на графике соответствует отдельному, отслеженному по кадрам пузырьку. Вертикальные скорости пузырьков, полученные с помощью стереосъемки, согласуются с данными, полученными ADCP: основная масса сосредоточена в диапазоне 0.3–0.4 м/с, пиковое значение составляет порядка 0.7 м/с.

В основной фазе эксперимента, параллельно с применением гидролокатора, был задействован когерентный радиолокатор кругового обзора, который был установлен на крыше платформы (рис. 3а). Подтверждена возможность обнаружения сипов, выходящих на поверхность, на радиолокационных изображениях, описанная в работе [4]. Пример радиолокационной картины с наблюдаемым сипом представлен на рис. 6.

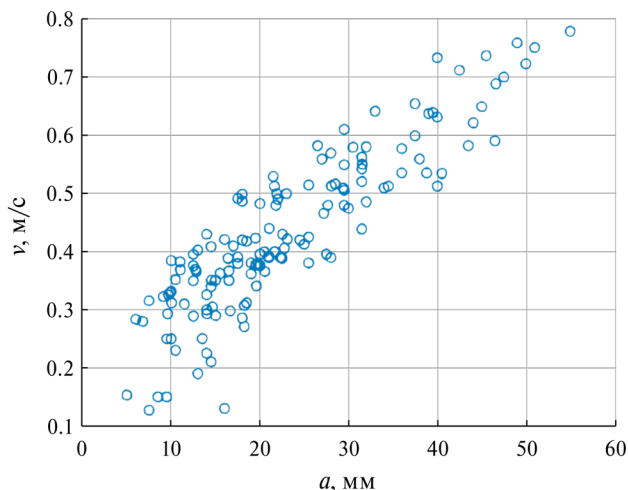


Рис. 5. Зависимость вертикальной скорости от радиуса пузырька.

На радиолокационных изображениях морской поверхности во всех случаях генерации наблюдаются характерные сигнатуры проявления газового выхода над областью генерации, более подробно рассмотренные в статье [24]. Анализ полученных радиолокационных изображений позволил определить координаты сипа в приповерхностном слое в каждом эпизоде, которое хорошо совпадает с дистанцией, определяемой акустическими методами (о чем будет сказано ниже).

2.2. Акустические исследования

Размещение гидроакустической системы показано на рис. 3а. Лоцирующий гидроакустический сигнал создавался всенаправленным пьезокерамическим излучателем, установленным на глубине 14 м под платформой (глубина места 25 м). Рассеянный сигнал регистрировался приемной 32-х элементной гидрофонной антенной, удаленной от излучателя на 10 м. Антенна располагалась вертикально, с центром на глубине 6 м. Расстояние между приемными элементами антенны равно 20 см, что позволяло работать с заполненной апертурой до частоты ~ 3.7 кГц. Каждый датчик имеет ровный отклик в рабочем диапазоне частот 5–12000 Гц и чувствительность около 5 мВ/Па. Обеспечена разница чувствительности всех датчиков менее 3 дБ. Излучающая и приемная системы размещались в водной толще на заданных глубинах с помощью тросов с закрепленным балластом, который позволял снизить влияние течений и поверхностного волнения на положение приборов.

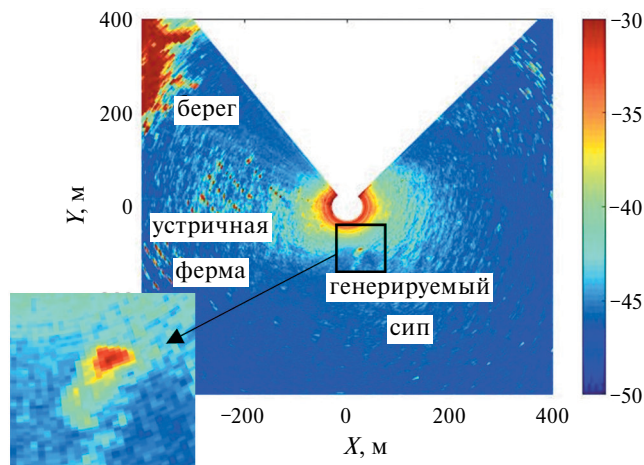


Рис. 6. Радиолокационная картина выхода пузырьковой струи на поверхность.

Гидрофоны пьезокерамического типа были снабжены предусилителями и объединены общим многожильным кабелем. По этому кабелю сигналы поступали на общий 32-канальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП), расположенный в небольшой герметичной емкости на конце антенны под водой. АЦП с сопутствующим электронным блоком передавал данные по стандарту Ethernet по кабелю на поверхность. Такая схема позволяла снизить влияние электрических наводок, однако дальность стабильной передачи информации по Ethernet-кабелю составляет 50 м. В данном эксперименте увеличения дистанции не требовалось, но в случае такой необходимости в кабельной линии, работающей по такому стандарту, должны устанавливаться повторители сигнала.

Фазирование регистрируемых данных позволило разделить принимаемый сигнал по секторам шириной $\theta = 10^\circ$, как описано в разделе 1.4. Например, при синфазном сложении сигнала формировалась диаграмма направленности с осью, параллельной поверхности. В данной геометрии единичный импульсный объем имел форму тора, т.е. отсутствовало разрешение по азимуту.

Возбуждение акустического излучателя производилось сигналами:

- тональные сигналы на частотах 1500, 2000, ... 3000 Гц, длительностью 3 мс каждый, следующие друг за другом с интервалом 200 мс и повторяющиеся в цикле по 1 с (промежуток времени, за который излучались импульсы на всех частотах);

- ЛЧМ 1500–2500 Гц ($\Delta f = 1$ кГц), длительность $t = 100$ мс ($\Delta f/t = 10^4$ 1/с²), цикл 5 с.

Сигналы генерировались цифро-аналоговым преобразователем внешней звуковой карты и усиливались концертным усилителем "Serwin-Vega СХА-10" номинальной мощностью 3 кВт. Для согласования выхода усилителя класса АВ с емкостной нагрузкой использовался сильноточный дроссель, т.е. схемотехническое решение было таково, что образовывался последовательный резонансный контур: излучатель—дроссель—усилитель. Амплитуда излучаемых сигналов на 1 м составляла порядка 1 кПа на частоте 2 кГц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АКУСТИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Базовая обработка

Типовые спектры импульсов, генерируемых в тональном режиме, построены на рис. 7а. Как видно, наиболее эффективная генерация происходила на частотах 2000 и 2500 Гц. Это связано как с механическим резонансом излучателя, так и с резонансом образованного колебательного контура. Однако ширина спектра излученных импульсов соответствует заданной (кроме частоты 1000 Гц) и, таким образом, излучающая система не является

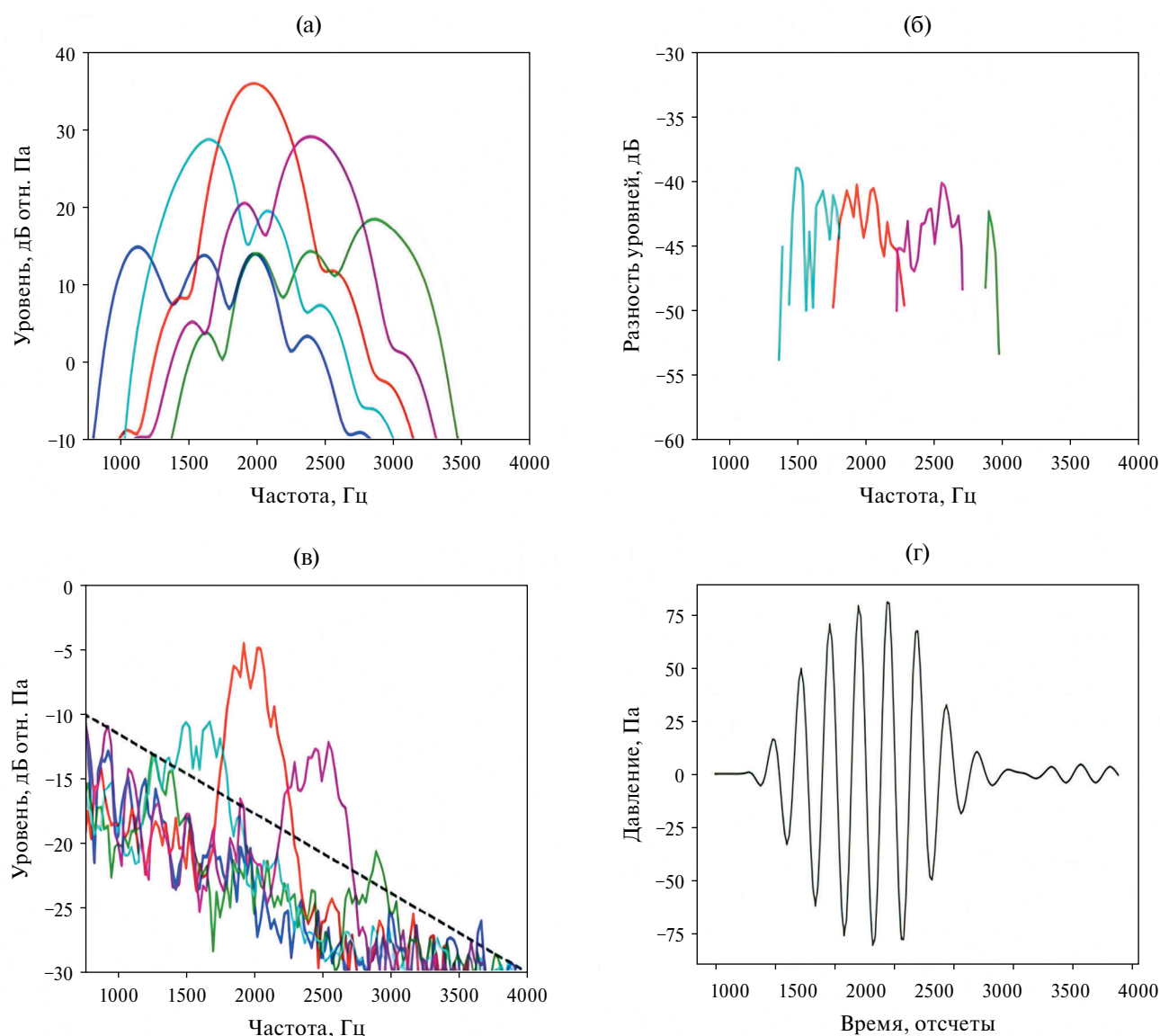


Рис. 7. Спектральные характеристики сигналов, зарегистрированных в эксперименте: (а) — прямой сигнал, (б) — рассеянный на сипе сигнал, (в) — ненормированные уровни рассеяния и (г) — пример формы импульса прямого сигнала на частоте 2000 Гц. Значения (а), (б) и (г) соответствуют уровням сигнала на элементах приемной антенны.

излишне резонансной, т.е. на всех частотах спектр импульсов достаточно узкий, чтобы не происходило резонансного воздействия на большое количество фракций пузырей.

При текущей геометрии, сектор, направленный горизонтально после выполнения фазирования, захватывал рассеянный сигнал части пузырькового потока высотой 17 м. Развертка сигнала по этому сектору построена на рис. 8. Использована форма представления быстрое–медленное время, когда вертикальная ось соответствует номеру импульса, горизонтальная ось соответствует времени внутри цикла. Слева направо можно видеть: прямой сигнал, отражения от поверхности, дна и опор платформы (сливающиеся по времени), реверберационный «хвост», образованный диффузным отражением от дна и поверхности под косыми углами, и позднее всех — отражение от сипа (ограничено пунктирными линиями). Что касается первых двух сигналов, несмотря на то, что приемная система является направленной и эти сигналы приходят с другого направления, они все равно проявляются на графике из-за того, что исходно обладают высокой интенсивностью.

Когда мы говорим про отражение от сипа, мы уверены в его правильной идентификации, потому что эксперимент был построен так, что поток воздуха включался и отключался в определенные заданные моменты времени. А именно, на рис. 8а можно видеть появление сигнала в районе 150 импульса, а на рис. 8б — прекращение (700 импульс).

Для исследовательских целей будем пользоваться такой аргументацией, очевидно, что для природных сипов она не подойдет, и другие признаки сипа будем обсуждать в следующих разделах.

Время, на котором проявляется рассеянный сигнал от сипа, соответствует дистанции 100 м, что совпадает с радиолокационными измерениями и схемой эксперимента.

На рис. 7б построены спектры сигналов от сипа для всех 5 компонент тональной посылки. В действительности, характеристики рассеяния можно анализировать только в тех случаях, где уровень рассеянного сигнала превосходит пунктирную линию как порог. Для таких точек на рис. 7в построен общий спектр рассеяния, составленный по частям из сигналов разных частот и вычисленный как разность между кривыми на рис. 7б и 7а (без компенсации расходимости поля). График на рис. 7в показывает, что в потоке отсутствуют какие-либо доминирующие резонансные частоты, т.е. пузыри распределены по радиусам достаточно равномерно.

Для оценки концентрации газа в сипе и подтверждения достоверности измерений необходимо выполнить правильное нормирование рассеянного сигнала. Найдем силу рассеяния в пузырьковом потоке, выражаемую из формулы [18]:

$$p_s^2 = \frac{p_i^2 \tilde{s}_v V}{r^4}, \quad (7)$$

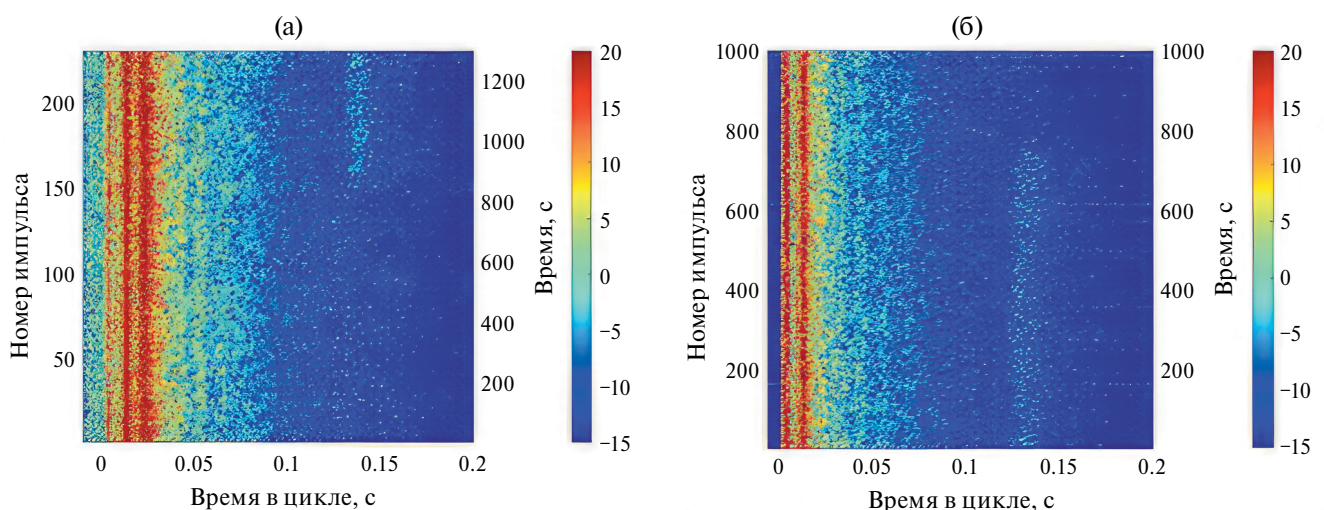


Рис. 8. Временные развертки сигналов, принимаемых антенной, фазированной в направлении на сип: (а) — ЛЧМ-сигнал с применением корреляционной обработки. Белым пунктиром обозначены интервалы времени, которые содержали рассеянный сипом сигнал. (б) — Тональный сигнал 2000 Гц с применением фильтра, согласованного со спектром сигнала.

здесь p_s — амплитуда акустического давления, регистрируемая приемной системой в сигнале, рассеянном на сипе, p_i — амплитуда сферической волны, расходящейся от излучателя (условная амплитуда акустического давления на расстоянии 1 м от него), r — расстояние до объема, содержащего неоднородности, величина $\tilde{s}_V$ имеет размерность 1/м и соответствующая ей логарифмическая величина $10 \lg \tilde{s}_V$ — сила объемного рассеяния (сила цели единичного объема). Реверберирующий объем V можно оценить так:

$$V = 2 \operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) r 2\pi r_{\text{seep}}, \quad (8)$$

где r_{seep} — радиус цилиндрического объема, содержащего сип.

Объемная сила рассеяния построена на рис. 9 в виде зависимости от времени. График еще раз показывает, что для той частоты, где уровень сигнала был наиболее высокий, соотношение сигнал-шум проведенных измерений составило 6 дБ.

Среднее значение силы рассеяния сипа составляет 5 дБ. Исходя из теории, развитой в разделе 1.3: если принять гипотезу 1 — рассеяние происходит на резонансных пузырьках и в режиме насыщения. Тогда концентрация резонансных пузырьков (1.5–3 мм) должна превосходить 50 м^{-3} . Альтернативная гипотеза 2 — такую же силу рассеяния мог создать, например, поток пузырьков

с радиусами 20 мм в концентрации порядка $8 \times 10^3 \text{ м}^{-3}$. Тогда бы объемная доля газа в среде составила 25%. В условиях данного эксперимента, развитые методы пока не позволяют получить более точное распределение.

3.2. Обработка модифицированным методом межимпульсного вычитания

Из графиков на рис. 8 можно заключить, что эхосигнал от сипа является нестабильным. Согласно [15] будет полезным исследование корреляционных свойств эхосигнала. Из записей акустических сигналов, подвергнутых процедуре фазирования и полосовой фильтрации, выбирались фрагменты длительностью 40 мс, идущие последовательно и занимающие одно и то же положение по времени в каждом цикле. Результаты вычисления значений корреляционной функции попарно между этими фрагментами представлены на рис. 10. Здесь и далее для упрощения рассматривается только тональный тип сигнала. Верхний ряд графиков демонстрирует то, что излучающая система воспроизводит в каждом цикле исходный сигнал с высокой степенью точности. Коэффициент корреляции эхосигналов от сипа, полученных в различные моменты времени, варьируется в пределах от 0.4 до 0.6. Другими словами рассеиватель изменяется уже по прошествии 1 с.

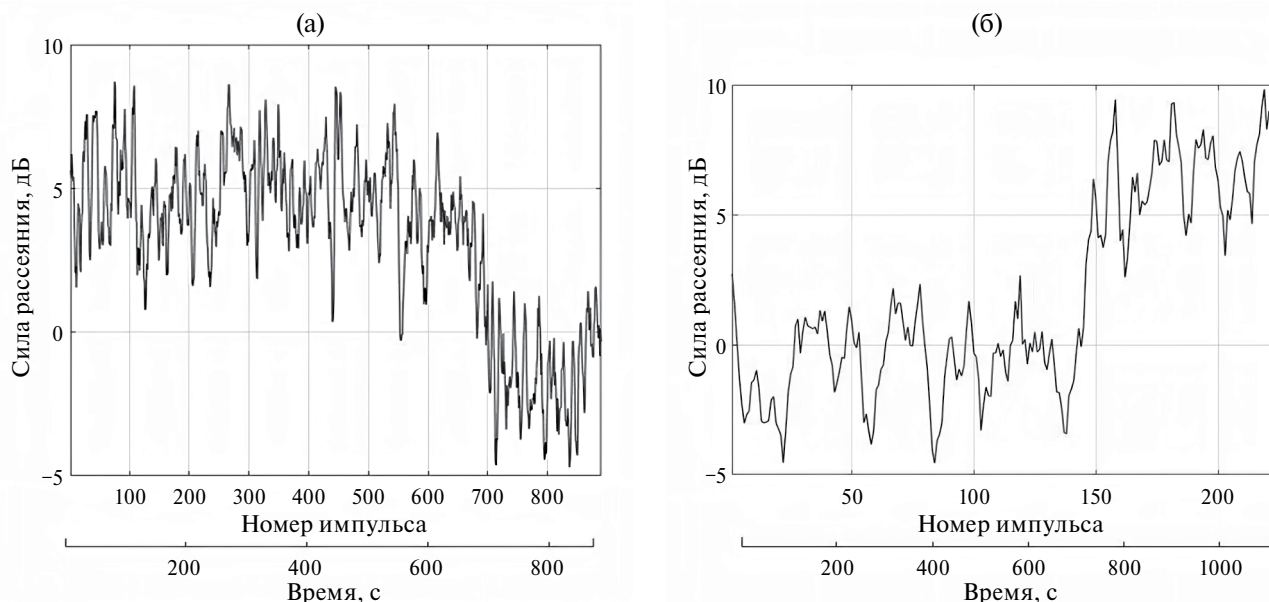


Рис. 9. Сила рассеяния пузырькового столба от времени (номера импульса), лоцирующий сигнал: (а) — тональный сигнал $f = 2000$ Гц, (б) — ЛЧМ-сигнал $f = 1500\text{--}2500$ Гц.

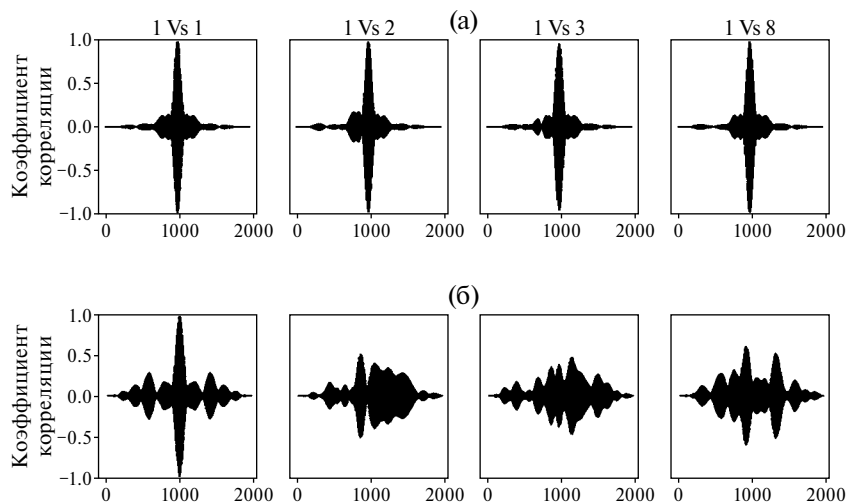


Рис. 10. Корреляционная функция сигналов, полученных в 1-ом цикле и в последующих циклах. Первый столбец — автокорреляции. (а) — Прямые сигналы, (б) — эхосигналы от сипа. Частота сигнала 2.5 кГц, частота дискретизации 24 кГц.

Опираясь на этот факт, можно заключить, что будет полезным применение модифицированного метода межимпульсного вычитания, описанного в разделе 1.4. На самом деле этот метод рассчитан на то, чтобы удалять из сигнала компоненту, коррелированную с предыдущим циклом. Пример результата такой обработки представлен на рис. 11а. Пунктирная кривая получена методом базовой обработки, аналогично рис. 5, и фактически соответствует одной строчке пикселей из того рисунка. Сплошная кривая получена по формулам (13)–(15) с длиной окна $T_w = 12$ мс и значением запаздывания $\Delta l = 2$ цикла.

Алгоритм более чем на 10 дБ ослабил прямой сигнал (обозначено 1), на 6 дБ сторонние отражения и практически не затронул искомый сигнал от сипа (2 — начало временного отрезка, содержащего сигнал, рассеянный сигнал). На рис. 11б построен тот же график, но с применением типичной для гидролокаторов поправки уровня:

$$L'(t) = L(t) + 15 \lg \left[\left(\frac{ct}{2} \right)^2 + r_{\text{near}}^2 \right],$$

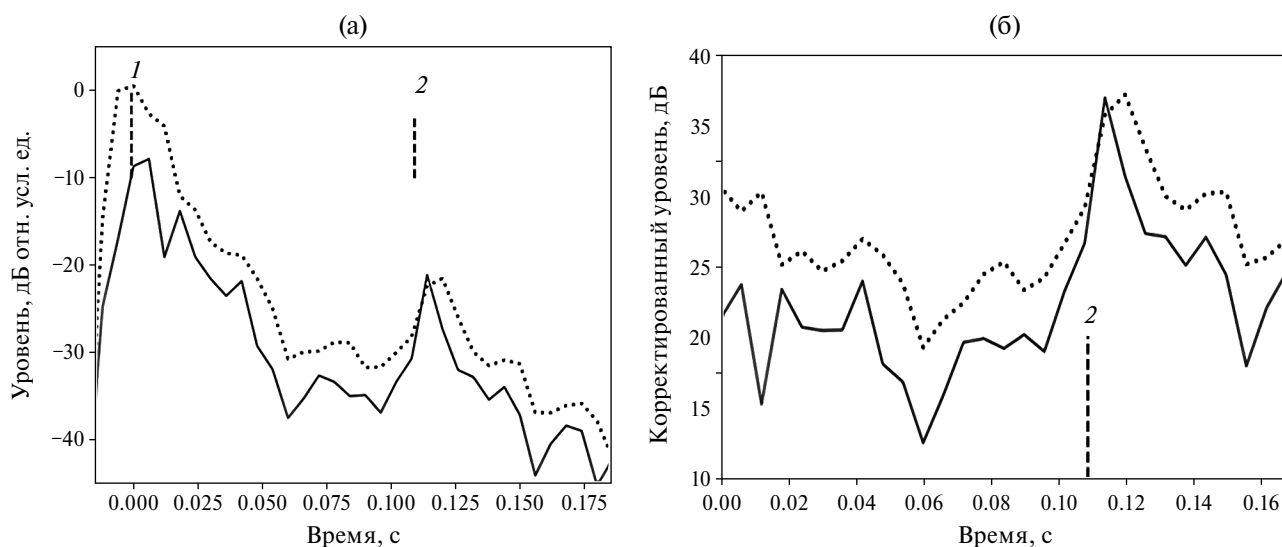


Рис. 11. Сравнение результатов базовой обработки и описанного метода межимпульсного вычитания, частота 2500 Гц, (а) — уровень фазированного сигнала, (б) — уровень фазированного сигнала, скорректированный по дальности.

где аргумент логарифма доставляется в метрах и $r_{\text{near}} = 10$ м. С такой поправкой пик от далекого объекта еще более заметен. В итоге, на основании того, что сигнал должен быть одновременно интенсивным и слабокоррелированным, можно предложить критерий для выделения сипов на сонограммах.

Рассмотрим аналог круговой диаграммы, которая получается при фазировании приемной антенны по всем углам от 0 до 180° в вертикальной плоскости (см. рис. 12). Использована введенная выше корректировка по дальности. На графике можно выделить следующие характерные особенности: приход прямого сигнала, отражение от поверхности, диффузное рассеяния на поверхности и на неровностях дна, изучаемый сип и шумовая дорожка. Сип можно увидеть в 3 единицах углового разрешения, т.е. $\pm 10^\circ$ от горизонта. Межимпульсное вычитание подчеркивает сип и поверхностную реверберацию — нестационарные процессы в море.

Характерной особенностью такого рода сонограмм является также шум моря и дальнего судоходства, который принимается под углами, близкими к оси канала (шумовая дорожка). И когда порог отрисовки активного гидролокатора таков, что на нем отображаются шумы, они усиливаются

при больших значениях по шкале времени (или дальности).

Отношение сигнал-шум в рассмотренном эксперименте, при выбранной конфигурации гидроакустического оборудования и параметрах работы излучающего тракта, при базовой обработке составило порядка 10 дБ, при использовании межимпульсного вычитания — 15 дБ. В эксперименте излучающий тракт не использовался на предельной мощности из-за небольшой дистанции до пузырькового столба. Аппаратура допускала усиление сигнала более чем в 3 раза по интенсивности, т.е. на 10 дБ. Учитывая это, можно провести оценку дальности обнаружения неоднородностей, имеющих силу рассеяния, эквивалентную рассматриваемому имитационному сипу, и она составит порядка 700 м. Использование одновременно вертикальной и горизонтальной фазированных антенн позволит получать пеленга и дальности до сипов в радиусе 700 м от судна. Таким образом, решение задачи первичного обнаружения газовых факелов будет занимать значительно меньше по времени, чем при полигонной съемке высокочастотными гидролокаторами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено численное моделирование рассеяния акустических волн на группе пузырьков с помощью метода граничных элементов. В результате можно сделать вывод о существовании эффекта насыщения силы цели объема, содержащего рассеиватели, при увеличении их концентрации. В рамках натурного эксперимента опробована методика лоцирования газовых факелов НЧ акустическими сигналами в случае, когда рабочие частоты соответствуют резонансным частотам колебаний пузырьков, которые имеют неустойчивый характер. Предложен модифицированный метод межимпульсного вычитания, позволяющий выделить рассеянный сигнал от объектов, которые носят нестационарный характер (волнение, пузырьковая струя). Использованная экспериментальная аппаратура является перспективной схемой первичного обнаружителя газовых сипов.

Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ИПФ РАН: А. В. Купаеву и О. А. Даниличевой за содействие в проведении экспериментальных исследований, а также студенту ННГУ А. В. Витальскому за обработку видеоизображений.

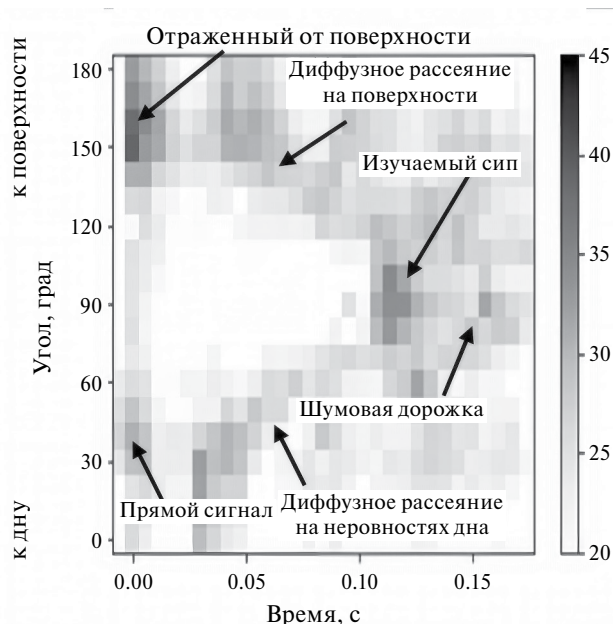


Рис. 12. Сонограмма в зависимости от вертикального угла, усредненная по 8 импульсам, на частоте 2500 Гц с применением метода межимпульсного вычитания. Уровни принимаемого сигнала в дБ относительно условной единицы с корректировкой по дальности соответствуют уровням контрастности.

Постановка и проведение модельного эксперимента, теоретическое моделирование (разд. 1.1–1.3, 2.1) выполнено в рамках госзадания ННГУ (тема № 0729-2020-0037). Акустические исследования (разд. 2.2, 3) выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 20-77-10081, <https://rscf.ru/project/20-77-10081/>.

Акустическое оборудование предоставлено и разработка новых методов обработки выполнена (разд. 1.4) в рамках Программы фундаментальных исследований Государственных академий наук, проект № FFUF-2024-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондур В. Г., Кузнецова Т. В. Исследования естественных нефте- и газопроявлений на морской поверхности по космическим изображениям // Аэрокосмический мониторинг объектов нефтегазового комплекса, Научный мир, 2012. С. 272.
2. Shakhova N., Semiletov I. Methane release and coastal environment in the East Siberian Arctic shelf // J. Marine Systems. 2007. V. 66. P. 227–243. <https://doi.org/10.1016/J.JMARSYS.2006.06.006>
3. James R. H., Bousquet P., Bussmann I., Haeckel M., Kipper R., Leifer I., Niemann H., Ostrovsky I., Piskozub J., Rehder G., Treude T., Vielstadte L., Greinert J. Effects of climate change on methane emissions from seafloor sediments in the Arctic Ocean: A review // Limnology and Oceanography. 2016. V. 61(S1). P. S283–S299. <https://doi.org/10.1002/lno.10307>
4. Ermoshkin A., Molkov A. High-Resolution Radar Sensing Sea Surface States During AMK-82 Cruise // IEEE Journal of selected topics in applied earth observations and remote sensing. 2022. V. 15. P. 2660–2666. <https://doi.org/10.1109/JSTARS.2022.3161119>
5. Shakova N., Semiletov I., Serienko V., Lobkovsky L. et al. The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice // Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences. 2015. V. 373. № 2052. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0451>
6. Weidner E., Weber T. C., Mayer L., Jakobsson M., Chernykh D., Semiletov I. A wideband acoustic method for direct assessment of bubble-mediated methane flux // Continental Shelf Research, 2019. V. 173. P. 104. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2018.12.005>
7. Greinert J., Nutzelt B. Hydroacoustic experiments to establish a method for the determination of methane bubble fluxes at cold seeps // Geo-Marine Letters. 2004. V. 24. № 2. P. 75–84. <https://doi.org/10.1007/s00367-003-0165-7>
8. Li J., White P. R., Bull J. M., Leighton T. G., Roche B., Davis J. W. Passive acoustic localization of undersea gas seeps using beamforming. // Int. J. of Greenhouse Gas Control. 2021. V. 108. Article Number 103316.
9. Prosperetti A., Lu N. Q., Kim H. S. Active and passive acoustic behavior of bubble clouds at the ocean's surface // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 93. № 6. P. 3117–3127.
10. Razaz M., Iorio D. D., Wang B., Daneshgar S., Thurnherr A. M. Variability of a natural hydrocarbon seep and its connection to the ocean surface // Scientific Reports. 2020. V. 10. Article No. 12654. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-68807-4>
11. Муякишин С. И., Заутер Э. Дистанционный акустический метод определения производительности подводного источника газовых пузырьков // Океанология. 2010. Т. 50. № 6. С. 1045–1051.
12. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометиздат, 1982.
13. Бритенков А. К., Норкин М. С., Захаров С. Б., Травин Р. В., Стуленков А. В. Сравнительные исследования вибромеханических характеристик компактных гидроакустических преобразователей продольно-изгибного типа со сложной формой излучающей оболочки // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 6. С. 808–816.
14. Salin M. B., Suvorov A. S. Application of energy relations at modeling scattering by FEM on resonant frequencies // Proc. Meetings on Acoust. 2013. V. 17. Article No. 070081. <https://doi.org/10.1121/1.4790418>
15. Вьюгин П. Н., Грязнова И. Ю., Курин В. В., Кустов Л. М. Экспериментальное исследование прямого и обратного рассеяния акустических волн на тонком пузырьковом слое // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 5. С. 636–640.
16. Акулиничев В. А., Буланов В. А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017.
17. Буланов В. А., Соседко Е. В. Особенности нестационарного и нелинейного рассеяния звука на пузырьках и возможности их спектроскопии // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 4. С. 373–384. <https://doi.org/10.31857/S0320791922040025>

18. Урик Р. Д. Основы гидроакустики (пер. с англ. Гусева Н. М.). Л.: Судостроение, 1978.
19. Bjorno L. Chapter 5 – Scattering of Sound. In *Applied Underwater Acoustics*. Neighbors T.H.; Bradley D., Eds. Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, 2017. P. 302.
20. Шендеров Е. Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989.
21. Kirkup S. The Boundary Element Method in Acoustics. Integrated Sound Software, 1998/2007. (<http://www.cad-cam-cae.com/blog/Kirkup98TBEMIAW.htm>)
22. Салин Б. М., Салин М. Б. Методы измерения би-статических характеристик рассеяния звука дном и поверхностью // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 5. С. 573–581. <https://doi.org/10.7868/S0320791916050166>
23. Бялко А. В. Ламинарные цепочки пузырьков: логарифмически точное решение // *Докл. Акад. наук.* 2011. Т. 436. № 6. С. 747–752.
24. Ermoshkin A. V., Kapustin I. A., Molkov A. A., Semiletov I. P. Manifestation of gas seepage from bottom sediments on the sea surface: theoretical model and experimental observations // *Remote Sensing*. 2024. V. 16. № 2. Art. No. 408. <https://doi.org/10.3390/rs16020408>

APPLICATION OF LOW-FREQUENCY ACOUSTIC SIGNALS TO STUDY UNDERWATER GAS SEEPAGE

D. A. Kosteev^{a,b,*}, N. A. Bogatov^a, A. V. Ermoshkin^{a,b}, I. A. Kapustin^{a,b},
A. A. Molkov^{a,b}, D. D. Razumov^a, M. B. Salin^{a,**}

^a*Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
46, Uljanov st., 603950, Nizhny Novgorod, Russia*

^b*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (UNN), 23 Gagarin av., 603022, Nizhny Novgorod, Russia*

*e-mail: dkosteev@ipfran.ru

**e-mail: mikesalin@ipfran.ru

Remote sensing of seeps, the release of gas (mainly methane) from the seabed, is an urgent task. The importance of detecting seeps in Arctic shelf zone region is constantly growing due to the degradation of underwater permafrost and the release of gas hydrates. Gas bubbles scatter underwater sound and their resonant frequencies correspond are in the kilohertz range for seeps observed in nature. A promising method for detecting and studying seeps is probing with underwater sound near the denoted resonant frequency. This corresponds to a decrease in the operating frequency relative to the traditional method of studying high-frequency sonars, so the proposed method will be classified as low-frequency in this study. This method expands the study area due to the low sound attenuation in water and the high scattering level near at bubble resonances. Estimates of the scattering strength were carried out taking into account collective interaction (group effects) of bubbles. The possibility of using low-frequency hydroacoustic systems to detect seeps has been demonstrated using the results of a full-scale experiment using a simulated bubble jet as an example. A data processing method for detecting nonstationary scatterers is proposed.

Keywords: low-frequency underwater acoustics, phased array antenna, bubble scattering, gas seepage, bubble plum, seep, ocean acoustic sounding, correlation processing, target strength, scattering strength, boundary element method.

ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ДО СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ФОНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2024 г. А. А. Луньков^{a,b,*}, М. А. Шерменева^{a,**}

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5, Москва, 105005 Россия

*e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

**e-mail: shermenewa@mail.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024 г.

После доработки 17.06.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Рассматривается задача оценки положения сосредоточенной неоднородности на стационарной акустической трассе, организованной между одиночным источником звука и вертикальной приемной антенной в мелководном волновод в присутствии фоновых возмущений. В качестве модельных неоднородностей выбираются локальное поднятие дна и солитоноподобная внутренняя волна. Расстояние от источника до неоднородности предлагается определять путем кепстрального анализа амплитуды первой волноводной моды, выделяемой на антенне, с предварительной деформацией частотной оси. С помощью численного моделирования изучается устойчивость этого подхода при наличии нескольких сосредоточенных неоднородностей или дополнительных возмущений: наклон дна, фоновые внутренние волны, ветровое волнение, неровности дна. Приводятся оценки отношения сигнал/шум, которое требуется для реализации предлагаемого подхода.

Ключевые слова: мелководный волновод, акустическое зондирование, широкополосный сигнал, сосредоточенная неоднородность, внутренняя волна, неровности дна, ветровое волнение

DOI: 10.31857/S0320791924040102 EDN: XFGYBR

ВВЕДЕНИЕ

Проблема обнаружения и локализации неоднородностей как естественной, так и искусственной природы в подводной среде является классической в акустике океанов и морей. Наиболее глобальный вариант ее решения — это использование томографического метода [1, 2] в трехмерной постановке с распределенными вокруг исследуемой области источниками и приемниками звука. Однако такой подход чрезвычайно затратен, поэтому часто приходится ограничиваться одиночной излучающей и одной или несколькими приемными системами, формирующими отдельные акустические трассы.

В работе [3] для наблюдения за пространственно-локализованными (сосредоточенными) неоднородностями была теоретически разработана низкочастотная модовая дифференциальная

диагностика. Для ее реализации требуются излучающая и приемная вертикальные антенны. Излучающая антенна создает звуковой импульс, отвечающий одной волноводной моде, которая вследствие межмодового взаимодействия на неоднородностях порождает моды других номеров. Исходная и порожденные моды регистрируются на приемной антенне. Временное стробирование позволяет выделить из принимаемого сигнала импульсы, отвечающие взаимодействию мод на отдельных локализованных неоднородностях, и таким образом осуществлять их зондирование. Свое дальнейшее развитие дифференциальная диагностика получила в работах [4, 5] и была нацелена на применение в акваториях глубиной до нескольких сотен метров (например, в Баренцевом море). Определенные сложности выполнения дифференциальной диагностики могут быть связаны как с

использованием протяженной низкочастотной излучающей антенны, так и с разделением отдельных импульсов при малых расстояниях между антеннами и неоднородностями.

Для мониторинга подводной среды на относительно небольших расстояниях на мелководье развиваются методы высокочастотного акустического зондирования [6–8], которые потенциально обладают большей разрешающей способностью. Но с увеличением частоты увеличивается их чувствительность к мелкомасштабным фоновым возмущениям.

В качестве еще одного метода просветной диагностики, потенциально пригодного для работы на малых расстояниях и низких частотах в мелководных волноводах глубиной до нескольких десятков метров, можно рассматривать метод, основанный на интерферометрической обработке частотных зависимостей модовых амплитуд [9]. Сосредоточенная неоднородность приводит к появлению специфических осцилляций в этих зависимостях, а период осцилляций оказывается однозначно связанным с расстоянием от источника звука до неоднородности. Этот метод имеет сходство с дифференциальной диагностикой, однако предназначен для работы в частотной области и может быть реализован с одиночным ненаправленным излучателем. При использовании преобразования деформации возможна замена приемной антенны на точечный приемник [10]. Здесь следует отметить, что интерферометрия с использованием двумерного Фурье-преобразования от спектрограмм регистрируемых сигналов уже активно применяется для локализации шумовых источников в пассивном режиме [11, 12].

Целью настоящей работы является проверка устойчивости оценок расстояния до сосредоточенной неоднородности, получаемых путем анализа частотной зависимости амплитуды первой моды, при наличии на акустической трассе дополнительных как локальных, так и распределенных возмущений. Поставленная задача решается с привлечением теории взаимодействующих мод и численного моделирования методом широкоугольного параболического уравнения.

1. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ПЕРВОЙ МОДЫ В НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Звуковое поле в конце стационарной акустической трассы, на которой находится J сосре-

доточенных неоднородностей и фоновое адиабатическое возмущение, можно представить в виде суммы локальных мод [13]

$$p(\omega, z; R) = \sum_{m=1}^M A_m(\omega, R) \psi_m(\omega, z; R) = \sum_{m=1}^M \left(C_m(\omega, R) \frac{e^{i \int_0^R q_m(\omega, r) dr}}{\sqrt{R q_m(\omega; R)}} \right) \psi_m(\omega, z; R), \quad (1)$$

где R — длина акустической трассы, $A_m(\omega, r)$ — амплитуды мод, $C_m(\omega, r)$ — модальные коэффициенты возбуждения, ψ_m и $\xi_m(\omega, r) = q_m(\omega, r) + i\alpha_m(\omega, r)$ — вертикальные профили мод и постоянные расстояния, соответственно, M — общее число рассматриваемых мод, которое, вообще говоря, зависит от частоты. Трехмерные эффекты и обратное рассеяние не учитываются. В приближении рассеяния только «вперед» коэффициенты $C_m(\omega, r)$ определяются решением системы M дифференциальных уравнений

$$\frac{dC_m(\omega, r)}{dr} = -\alpha_m(\omega, r) C_m(\omega, r) + \sum_{n \neq m}^M B_{mn}(\omega, r) C_n(\omega, r) e^{i \int_0^r (q_n(\omega, r') - q_m(\omega, r')) dr'}, \quad (2)$$

$$m = 1, \dots, M$$

с начальными условиями $C_m(\omega, 0) = \psi_m(\omega, 0, z_s)$.

Здесь $B_{mn}(\omega, r) = b_{mn}(\omega, r) \sqrt{\frac{q_m(\omega, r)}{q_n(\omega, r)}}$, где $b_{mn}(\omega, r)$ — коэффициенты межмодового взаимодействия. Пусть на трассе находится J локальных неоднородностей, которые занимают интервалы $(r_{sj}, r_{sj} + \Delta r_j)$, $j = 1, \dots, J$, причем $\Delta r_j \ll R$. В этих интервалах происходит взаимодействие мод ($B_{mn} \neq 0$), а в других частях трассы работает адиабатическое приближение ($B_{mn} \approx 0$).

Для дальнейшего анализа рассмотрим моду $m = 1$, которая имеет только одну соседнюю моду и которая, как правило, обладает наименьшим затуханием. В первом приближении (приближение однократного рассеяния на сосредоточенной неоднородности) коэффициент возбуждения первой моды после прохождения неоднородного волновода может быть найден как [14]

$$\begin{aligned}
C_1(\omega, R) \approx & C_1(\omega, 0) e^{-\int_0^R \alpha_1(\omega, r) dr} + \\
& + \sum_{j=1}^J e^{-\int_{r_{sj}+\Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \times \\
& \times \sum_{n=2}^M \int_{r_{sj}}^{r_{sj}+\Delta r_j} B_{1n}(\omega, r) C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^r \alpha_n(\omega, r') dr'} e^{i \int_0^r (q_n(\omega, r') - q_1(\omega, r')) dr'} dr.
\end{aligned} \quad (3)$$

Полагая горизонтальный размер сосредоточенных неоднородностей Δr_j малым по сравнению с периодом интерференционных биений мод $\Lambda_{1n} = 2\pi / (q_1 - q_n)$, перепишем формулу (3) в виде

$$\begin{aligned}
C_1(\omega, R) \approx & C_1(\omega, 0) e^{-\int_0^R \alpha_1(\omega, r) dr} + \\
& + \sum_{j=1}^J e^{-\int_{r_{sj}+\Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \times \\
& \times \sum_{n=2}^M \bar{B}_{1nj}(\omega) C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^{r_{sj}+\Delta r_j} \alpha_n(\omega, r) dr} e^{i \int_0^{r_{sj}} (q_n(\omega, r) - q_1(\omega, r)) dr} \Delta r_j,
\end{aligned} \quad (4)$$

$\bar{B}_{1nj}$ — эффективное значение коэффициента взаимодействия на участке $(r_{sj}, r_{sj} + \Delta r_j)$. Выражение для частотной зависимости модуля амплитуды первой моды $A_1(\omega, R)$ с учетом (1), (4) и отбрасывания слагаемых более высокого порядка малости выглядит так

$$|A_1(\omega, R)| \approx \sqrt{|A_1^{ad}(\omega, R)|^2 + \frac{2C_1^{ad}(\omega, R)}{Rq_1(\omega; R)} \sum_j \sum_{n=2}^M D_{1nj}(\omega) \cos(\Delta q_{1nj}(\omega) r_{sj})}. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения: $A_1^{ad}(\omega, R)$ — амплитуда первой моды на приемнике в адиабатическом приближении (плавная функция частоты), $C_n^{ad}(\omega, r) = C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^r \alpha_n(\omega, r') dr'}$ — коэффициент возбуждения моды номер n на расстоянии r в адиабатическом приближении;

$D_{1nj}(\omega) = C_n^{ad}(\omega, r_{sj} + \Delta r_j) e^{-\int_{r_{sj}+\Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \bar{B}_{1nj}(\omega)$;
 $\Delta \bar{q}_{1nj}(\omega) = (1 / r_{sj}) \int_0^{r_{sj}} (q_1(\omega, r) - q_n(\omega, r)) dr$ — средняя на интервале $(0, r_{sj})$ разность постоянных распространения. Под интегралом порядок постоянных распространения изменен, пользуясь четностью косинуса.

С физической точки зрения выражение (5) описывает интерференцию на приемнике исходной первой моды (рожденной в источнике) и побочных первых мод, рожденных второй и последующими модами на сосредоточенных неоднородностях. Одновременно исходная и порожденная на неоднородности первая мода наблюдались, например,

в эксперименте [15]. С математической точки зрения правая часть (5) под корнем — это суперпозиция плавной функции частоты (первое слагаемое) и $(M - 1) \times J$ осциллирующих функций частоты (остальные слагаемые). Появление осцилляций — явный признак присутствия сосредоточенной(-ых) неоднородности(-ей) на трассе распространения звука. В условиях типичного мелководного волновода, когда коэффициент затухания α_n растет с номером моды и самый интенсивный обмен энергией происходит между модами соседних номеров ($|B_{mn}| \rightarrow \max$ при $m = n + 1$), наибольший вклад в осцилляции в (5) при прочих равных будет вносить взаимодействие со второй модой ($n = 2$) на ближайшей к источнику звука неоднородности ($j = 1$).

Для оценки периода осцилляций запишем разность постоянных распространения в следующей форме [16]

$$q_1(\omega, r) - q_n(\omega, r) \approx \gamma_{1n}(r) \omega^{-\frac{1}{\beta_{1n}(r)}}. \quad (6)$$

Здесь $\gamma_{1n}(r)$ — константа, которая зависит только от номеров мод (1 и n) и параметров волновода;

$\beta_{1n}(r)$ — интерференционный инвариант для пары мод (1 и n). Предполагая адиабатические изменения параметров волновода вдоль трассы достаточно малыми и рассматривая только однотипные моды, можно положить $\beta_{1n}(r) \approx \beta$, где

$$\cos(\Delta q_{1nj}(\omega)r_{sj}) \approx \cos\left(\bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-\frac{1}{\beta}}r_{sj}\right) = \cos\left(\left(\bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-\frac{1+\beta}{\beta}}r_{sj}\right)\omega\right), \quad (7)$$

где $\bar{\gamma}_{1nj}$ — среднее значение γ_{1n} на интервале $(0, r_j)$. Из выражения (7) видно, что период косинуса в частотной области, а именно

$$\Omega_{1nj} = \omega^{\frac{1+\beta}{\beta}} / (\bar{\gamma}_{1nj}r_{sj}), \quad (8)$$

увеличивается с частотой ω , но уменьшается с расстоянием r_{sj} от источника звука до неоднородности. Эта особенность может быть использована для локализации неоднородности на акустической трассе.

Множитель, стоящий перед частотой в крайне правой части (7), допускает интерпретацию на языке времен распространения сигналов, соответствующих отдельным модам. Учитывая, что

$$\Delta t_{1nj}(\omega) = t_{nj}(\omega) - t_{1j}(\omega) = r_{sj} \left(d\Delta q_{1nj}(\omega) / d\omega \right) = \bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-(1+\beta)/\beta}r_{sj} / \beta = 1 / (\Omega\beta),$$

указанный множитель, с точностью до интерференционного инварианта β , есть разность времен распространения n -й и 1-й моды, Δt_{1nj} , на участке между излучателем и j -й сосредоточенной неоднородностью.

2. МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНЫХ МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Как и в [9], исследование возможности локализации сосредоточенных неоднородностей путем анализа частотной зависимости амплитуды первой моды звукового поля проводится в рамках численного моделирования для мелководных волноводов с номинальной глубиной $H = 40$ м. Акустические параметры дна, являющегося однородным жидким полупространством, берутся следующими: скорость звука $c_b = 1600$ м/с, плотность $\rho_b = 1600$ кг/м³, коэффициент затухания $\alpha_b = 0.33$ дБ/л. рассматриваются два типа гидрологических условий: 1) скорость звука в воде является постоянной $c = 1480$ м/с («зимние» условия); 2) скорость звука уменьшается с глубиной

β — интерференционный вариант, введенный С. Чупровым [17]. С учетом (6) и сделанных допущений осциллирующие компоненты в (5) могут быть представлены в виде

по закону $c(z) = 1500.0 - 12.7 \arctg(z - z_{th})$ [м/с], где $z_{th} = 15.0$ м — глубина термоклина («летние» условия). Для первого типа условий в качестве сосредоточенной неоднородности выбирается локальное поднятие дна гауссовой формы $\Delta H(r') = -10 \exp(-r'^2 / 23.6^2)$ [м], а в роли фоновых возмущений выступают (рис. 1а): наклон дна, шероховатость дна, ветровое волнение, дополнительное локальное поднятие дна или фоновый шум. Для второго типа гидрологических условий сосредоточенная неоднородность — солитоноподобная внутренняя волна, приводящая к вертикальному смещению глубины термоклина вида $\Delta \zeta(r') = -10.0 \operatorname{sech}^2(-r'^2 / 90^2)$ [м]. Фоновые возмущения в этом случае (рис. 1б): дополнительные солитоноподобные волны, в том числе формирующиеся в цуг, или линейные фоновые внутренние волны.

Значения интерференционного инварианта β_{12} и коэффициента γ_{12} для пары мод 1–2, рассчитанные по модельным зависимостям $q_1(\omega)$ и $q_2(\omega)$, соответственно составляют 1.23 и 2.9 для невозмущенной «зимней» гидрологии и 2.44 и 0.25 для «летней».

Звуковое поле в волноводе формируется одичным низкочастотным источником, помещенным на глубине $z_s = 15$ м, в полосе частот $f = 50$ –500 Гц. Прием сигнала и последующее выделение мод осуществляется на расположенной в конце трассы вертикальной приемной антенне, элементы которой равномерно распределены от водной поверхности до дна с шагом $\Delta z = 1.0$ м. Расстояние между источником звука и антенной является фиксированным, $R = 5000$ м, во всех численных экспериментах.

Моделирование звуковых полей $p(\omega, z; R)$ проводится с использованием метода широкоугольного параболического уравнения, реализованного в RAM [18] (Range-dependent Acoustic Model — акустическая модель с зависимостью от расстояния).

Шаг по частоте $\Delta f = 1$ Гц. Расчет вертикального профиля первой моды $\psi_1(\omega, z; R)$ в конце акустической трассы выполняется с помощью программного кода KRAKENC [19].

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА СТАЦИОНАРНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ

При известной модели волновода с адиабатическими возмущениями открывается возможность решения обратной задачи по оценке расстояния от излучателя до сосредоточенной неоднородности (группы неоднородностей) r_{sj} , определяя периоды осциллирующих компонент в $|A_1(\omega, R)|$. При

большом числе значимых слагаемых в (5) частотная зависимость $|A_1(\omega, R)|$ имеет сложный квазислучайный характер, отдельные компоненты которой уже не могут быть идентифицированы. Благоприятная ситуация будет складываться, если число сосредоточенных неоднородностей мало ($J > 1$) и реализуется маломодовый режим ($M > 2$).

Для оценки расстояния до сосредоточенной неоднородности в первую очередь осуществляется выделение моды номер 1 в широкой полосе частот из полного поля $p(\omega, z; R)$ с помощью вертикальной антенны, перегораживающей весь волновод по глубине H [13]

$$|A_1(\omega, R)| = \left| \int_0^{H(R)} p(\omega, z; R) \psi_1(\omega, z; R) dz \right|. \quad (9)$$

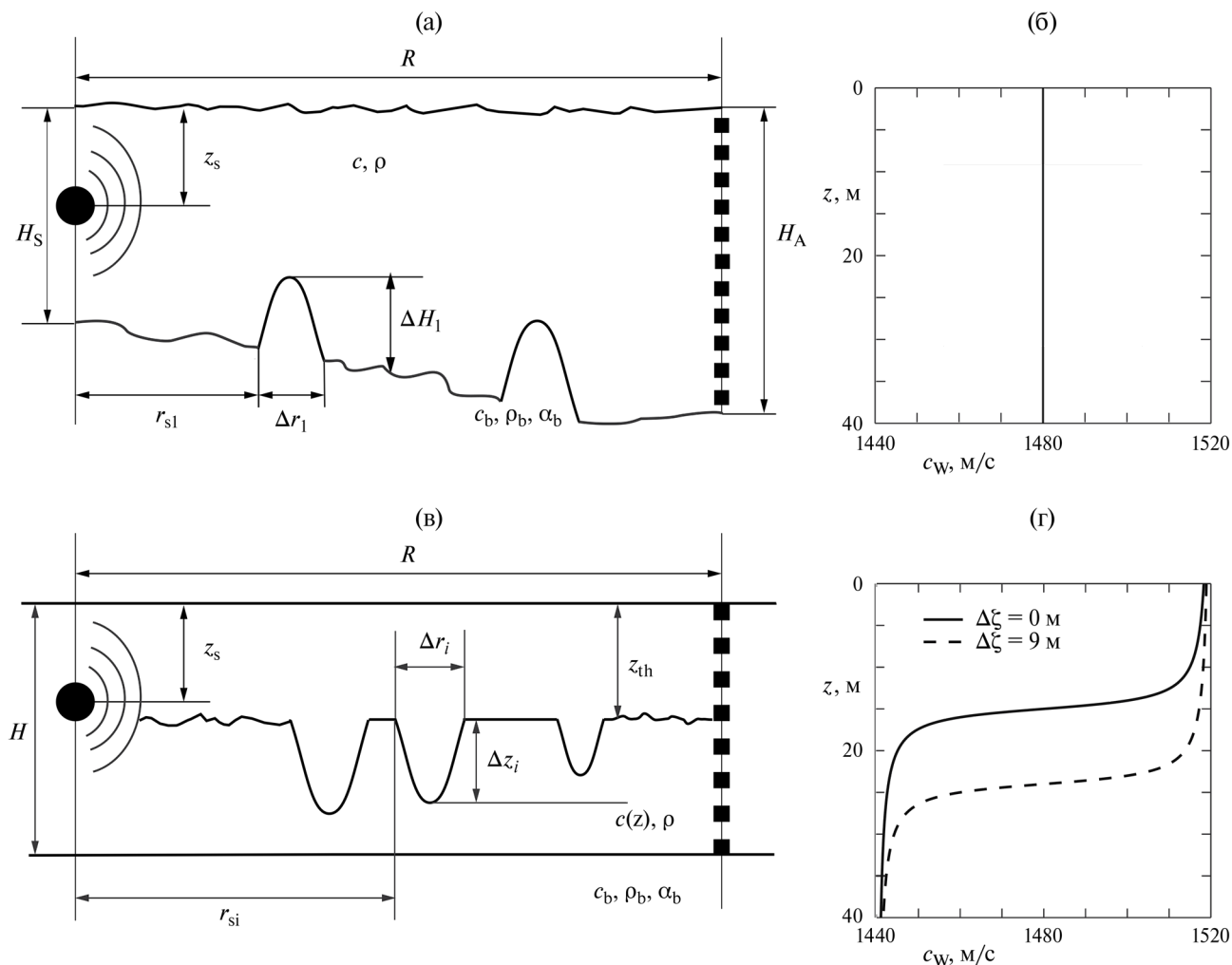


Рис. 1. Схемы модельных волноводов с сосредоточенными неоднородностями в виде: (а) — локального поднятия дна («зимняя» гидрология), (в) — солитоноподобной внутренней волны («летняя» гидрология). (б) — Вертикальный профиль скорости звука при «зимней» гидрологии, (г) — вертикальный профиль скорости звука при «летней» гидрологии.

Частотная зависимость $|A_1(\omega, R)|$ будет иметь максимальный размах осцилляций при расположении источника звука примерно на глубине максимума второй моды ($\psi_2(\omega, z; R) \rightarrow \max$), с которой происходит наибольшее взаимодействие [9]. В дальнейшей записи длину акустической трассы R будем для краткости опускать. Пример частотной зависимости амплитуды первой моды $|A_1(f)|$, где $f = \omega/2\pi$ — частота в герцах, приведен на рис. 2а для случая модельной сосредоточенной неоднородности в виде одиночного локального поднятия дна, расположенного посередине ($r_{s1} = 2.5$ км) акустической трассы длиной $R = 5.0$ км. Параметры численного моделирования подробно описаны в предыдущем параграфе.

В [9] определение периода осцилляций проводилось вручную — по положению соседних максимумов $|A_1(\omega)|$, в [20] было применено построение кепстрограммы (спектрограммы от модуля спектра) для $|A_1(\omega)|$, на которой можно было наблюдать дисперсионные кривые, отвечающие взаимодействию различных пар мод. В настоящей работе предлагается несколько иной, но тоже кепстральный подход, позволяющий без явного измерения периода осцилляций оценивать расстояние до сосредоточенной неоднородности. Следует отметить, что обработка на основе кепстра в подводной акустике применялась ранее — для уточнения времен прихода перекрывающихся импульсов [21, 22].

В полученной с помощью (9) зависимости осуществляется переход к новой переменной

$$\tilde{\omega} = \omega^{-\frac{1}{\beta}}. \quad (10)$$

При такой замене общее выражение (7) для осциллирующих компонент в $|A_1(\tilde{\omega})|$ приобретает вид

$$\cos(\Delta q_{1nj}(\tilde{\omega})r_{sj}) \approx \cos(\tilde{\gamma}_{1nj}r_{sj}\tilde{\omega}). \quad (11)$$

Здесь в отличие от (8) период косинуса $\tilde{\Omega}_{1nj} = 1 / (\tilde{\gamma}_{1nj}r_{sj})$ уже не зависит от переменной $\tilde{\omega}$, определяющей частоту, т.е. $\tilde{\Omega}_{1nj}$ остается постоянным при фиксированных n и j . Результат преобразования горизонтальной оси (10) продемонстрирован на рис. 2б, где показана зависимость $|A_1(\tilde{f})|$, $\tilde{f} = f^{-1/\beta}$. Отметим, что подобная процедура схожа с операцией «ворпинга» [23].

Теперь для обнаружения отдельных осциллирующих компонент (11) в спектре первой моды $|A_1(\tilde{\omega})|$ удобно воспользоваться преобразованием Фурье

$$|\tilde{A}_1(\tilde{\gamma}r)| = \left| \int_{\tilde{\omega}_1}^{\tilde{\omega}_2} |A_1(\tilde{\omega})| e^{-i(\tilde{\gamma}r)\tilde{\omega}} d\tilde{\omega} \right|. \quad (12)$$

Здесь $|\tilde{A}_1(\tilde{\gamma}r)|$ — величина наподобие кепстра, которую в дальнейшем для краткости будем называть просто кепстром. Если в кепстре $|\tilde{A}_1(\tilde{\gamma}r)|$ присутствуют выраженные максимумы, то это говорит о наличии на акустической трассе сосредоточенной(-ых) неоднородности(-ей). В идеальном случае пик, соответствующий j -й сосредоточенной неоднородности и n -й моде, будет находиться в точке с координатой $\tilde{\gamma}r = \tilde{\gamma}_{1nj}r_{sj}$. Однако здесь возникает проблема идентификации конкретного максимума (определение соответствующих ему номеров n и j), что необходимо для оценки расстояния до сосредоточенной неоднородности r_{sj} . Некоторое содействие в решении этого вопроса могут оказать следующие физические соображения: 1) коэффи-

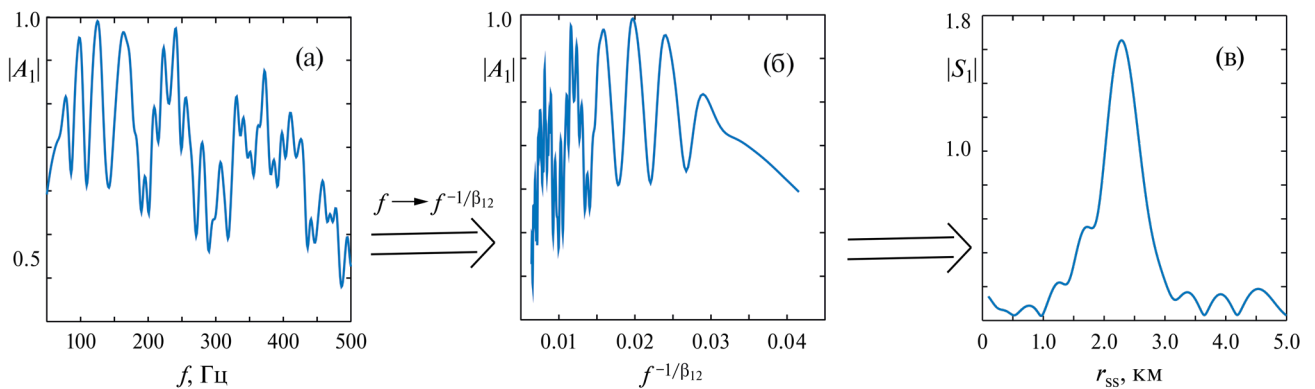


Рис. 2. Алгоритм оценки расстояния до неоднородности на стационарной акустической трассе по спектру сигнала первой моды на примере локального поднятия дна: (а) — частотная зависимость амплитуды первой моды, $|A_1(f)|$; (б) — результат деформации частотной оси, $|A_1(\tilde{f})|$; (в) — модуль преобразования Фурье (кепстр) от $|A_1(\tilde{f})|$.

циент $\bar{\gamma}_{lnj}$ быстро растет с номером моды n , $\bar{\gamma}_{lnj} \sim (n^2 - 1)$ — для донно-поверхностных мод, $\bar{\gamma}_{lnj} \sim ((n - 3/4)^{2/3} - (1/4)^{2/3})$ — для придонных мод [24]; 2) модальный коэффициент затухания α_n тоже быстро растет с номером моды n : $\alpha_n \sim n^2$. Таким образом, можно ожидать, что наибольшую амплитуду будет иметь пик, отвечающий взаимодействию моды 1 с модой $n = 2$ на ближайшей к источнику звука сосредоточенной неоднородности $j = 1$ (в предположении, что неоднородности имеют примерно одинаковый размер). В зависимости $|A_1(\bar{\gamma}r)|$ он будет занимать крайнее левое положение. Зная это положение и коэффициент $\bar{\gamma}_{lnj}$, можно приближенно оценить расстояние до неоднородности r_{sj} . На рис. 2в показан результат определения расстояния для случая одной сосредоточенной неоднородности посередине трассы. Здесь по горизонтальной оси уже отложено перебираемое расстояние от источника звука $r_{ss} = \bar{\gamma}r / \bar{\gamma}_{lnj}$. Точность оценки положения составляет около 10 %. Изучению ситуаций с несколькими неоднородностями и фоновыми возмущениями посвящена следующая часть статьи.

Отметим, что если рассмотреть более широкий диапазон значений $\bar{\gamma}r$, то можно обнаружить пики, отвечающие взаимодействию и с другими модами. На рис. 3 проиллюстрированы зависимости $|A_1(f)|$ и $|A_1(\bar{\gamma}r)|$ при различных положениях r_s сосре-

доточенной неоднородности на трассе. Наблюдаемые на рис. 3б прямые полосы отвечают взаимодействию мод 1–2, 1–3, 1–4, 1–5 и 1–6. Пары мод 1–3, 1–4, 1–5 и 1–6 могут быть использованы для оценки расстояния наравне с 1–2 при учете подходящих значений $\bar{\gamma}_{lnj}$, причем расположение пиков хорошо соответствует зависимости $\bar{\gamma}_{lnj} \sim (n^2 - 1)$.

4. УСТОЙЧИВОСТЬ ОЦЕНКИ РАССТОЯНИЯ ДО СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Дальнейшее исследование границ применимости предлагаемого подхода к локализации сосредоточенной неоднородности требует введения в модельные акустические волноводы (см. рис. 1а и 1б) дополнительных локальных или распределенных возмущений, которые могут являться либо адиабатическими (не вызывают взаимодействия мод) либо неадиабатическими (приводят к взаимодействию мод). Подробное описание возмущений и их влияния на оценку расстояния дается далее для двух моделей волноводов. Каждый тип возмущения рассматривается отдельно. Параметры исходных сосредоточенных неоднородностей даны в разделе 2. Оценка расстояния осуществляется на основе пары взаимодействующих мод 1 и 2 (как показано на рис. 2). Если не указано иное, сосредоточенная

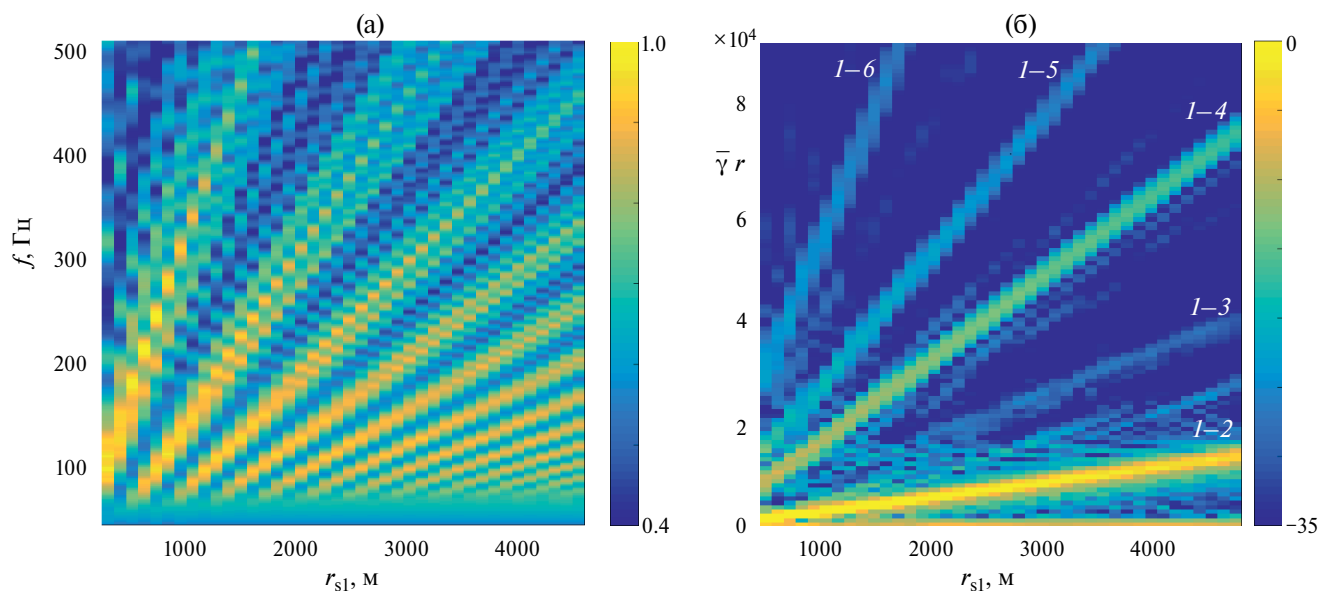


Рис. 3. (а) — Частотная зависимость амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ и (б) — соответствующая ей зависимость (кепстр) $|A_1(\bar{\gamma}r)|$, определяемая по формуле (12) и изображенная в логарифмическом масштабе (дБ), при различных расстояниях от источника звука до локального поднятия дна. Цифрами отмечены пары взаимодействующих мод.

неоднородность находится посередине трассы, т.е. на расстоянии $r_{s1} = 2500$ м от источника звука.

Локальное поднятие дна («зимняя» гидрология)

Наклон дна

Фоновый наклон дна задается в виде линейной функции: $H(r) = H_s + r \operatorname{tg} \varphi$. Глубина в месте расположения источника остается фиксированной $H_s = 40$ м, а угол наклона принимается или положительным $\varphi = +0.11^\circ$ или отрицательным $\varphi = -0.11^\circ$, что

дает значение глубины в конце трассы $H(R) = 50$ м или 30 м и отвечает областям протяженного шельфа. При таких параметрах наклона это возмущение можно рассматривать как адиабатическое.

На рис. 4 проиллюстрированы частотные зависимости амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ для разных расстояний до локального поднятия дна r_{s1} при наличии и в отсутствие наклона дна. Обращает на себя внимание смещение зависимости в область высоких частот при увеличении глубины вдоль

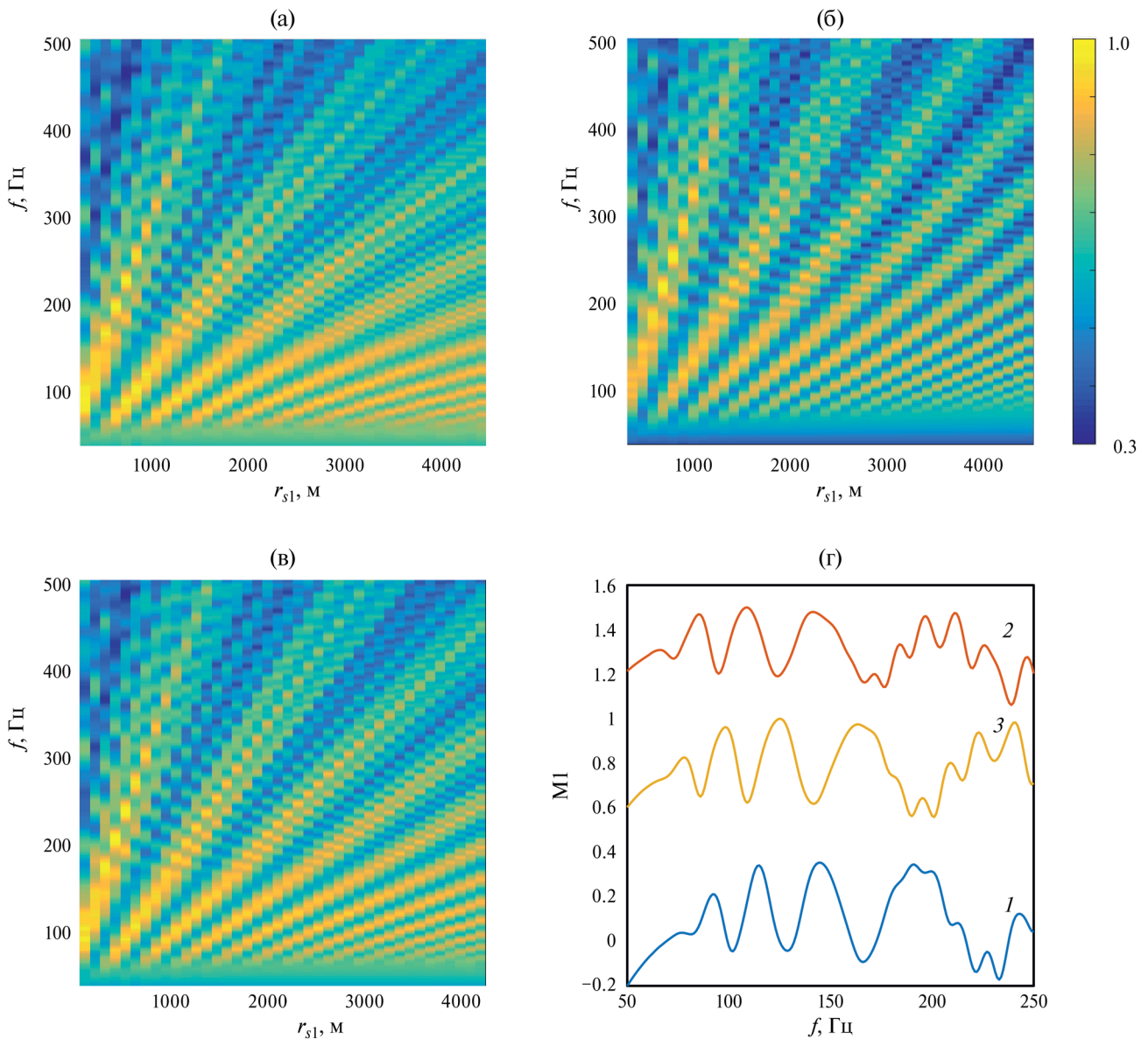


Рис. 4. Частотная зависимость амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ для разных расстояний от источника звука до локального поднятия дна r_s и различных наклонов дна: (а) — линейное возрастание глубины от 40 до 50 м, (б) — линейное уменьшение глубины от 40 до 30 м; (в) — горизонтальное дно на глубине 40 м; (г) — разрезы картин (а)–(в) при $r_{s1} = 2500$ м (1 — а, 2 — б, 3 — в). В (г) зависимости умышленно подвергнуты сдвигу по вертикали для большей наглядности.

трассы и смещение в сторону низких частот при уменьшении глубины по сравнению с волноводом, где дно не имеет наклона. Несмотря на смещение структура частотной зависимости не искажается и на ее основе может быть проведена оценка расстояния до сосредоточенной неоднородности. Выбирая множитель $\bar{\gamma}_{12}$ равным γ_{12} для невозмущенного волновода, значение расстояния оказывается недооцененным (2.1 км) при увеличении глубины вдоль трассы и переоцененным (2.6 км) при уменьшении.

Дополнительное локальное поднятие дна

В качестве наиболее простого варианта неадиабатической неоднородности берется второе локальное поднятие дна, идентичное по своим параметрам первому. В этом случае число осциллирующих слагаемых в (5) возрастает вдвое по сравнению с одиночной неоднородностью. Пусть расстояние до первого поднятия остается фиксированным $r_{s1} = 2500$ м, а расстояние до второго r_{s2} — варьируется в пределах от 2700 до 4500 м.

На рис. 5а в яркостном виде отражены частотные зависимости амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ для последовательности расстояний до второго локального поднятия дна r_{s2} из указанного диапазона. Можно видеть, что присутствие второй

локальной неоднородности значительно усложняет картину осцилляций в частотной области. Но взятие кепстра $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$ (рис. 5б) дает возможность локализовать первую (ближайшую к источнику звука) сосредоточенную неоднородность, а при некоторых дистанциях и обе неоднородности. Вторая неоднородность проявляется в виде дополнительного максимума меньшей амплитуды. Случай с большим количеством сосредоточенных неоднородностей будет рассмотрен позже на примере цуга солитонов внутренних волн.

Шероховатость дна

Одним из видов распределенной по трассе неоднородности, приводящей к взаимодействию мод, является шероховатость нижней границы волновода. Шероховатость дна, выражающаяся в вариациях глубины волновода ΔH вдоль трассы, описывается пространственным спектром вида [25]

$$B_{\Delta H}(K_x) = a_{\Delta H} \left(\left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^2 + K_x^2 \right)^{-q}, \quad (13)$$

где L_0 — характерный горизонтальный масштаб неровностей, который выбирается равным 100 м, безразмерный параметр $q = 1.125$, амплитуда $a_{\Delta H}$

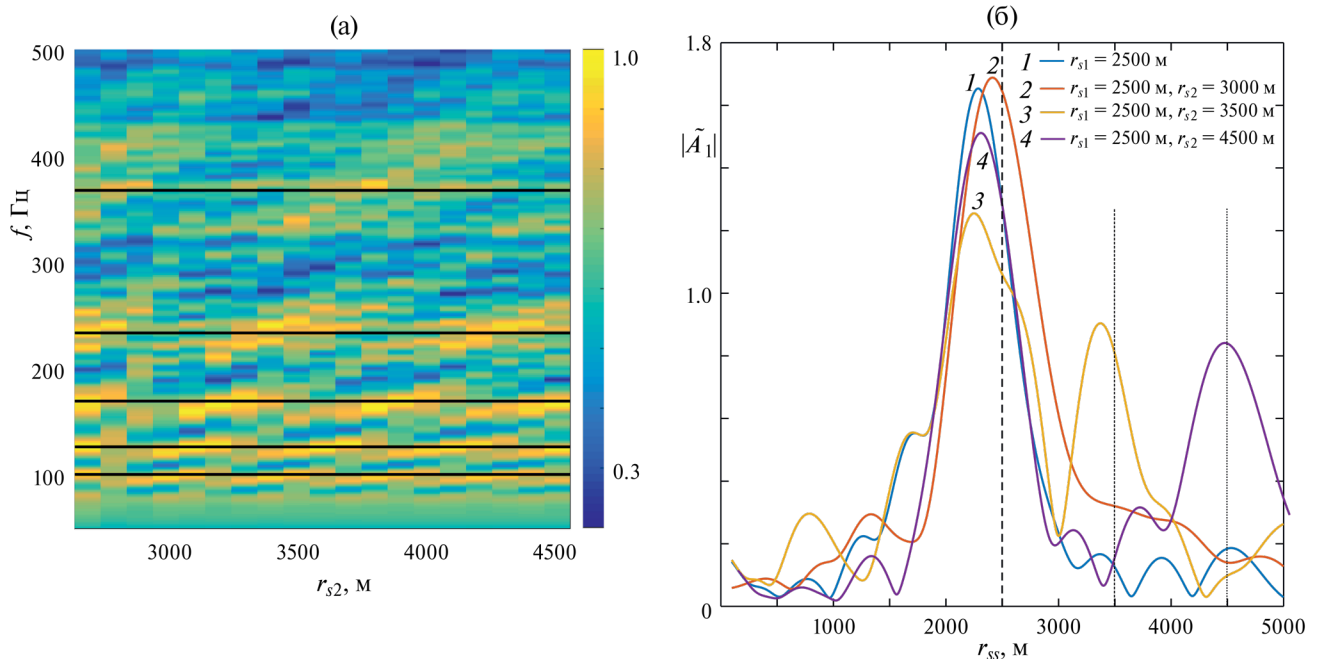


Рис. 5. (а) — Частотная зависимость амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ при наличии двух локальных поднятий дна при изменении расстояния r_{s2} от источника до второго поднятия, черные горизонтальные линии указывают положение максимумов в случае одного поднятия; (б) — кепстр $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$ для выборочных значений расстояния r_{s2} . Расстояние от источника до первой неоднородности $r_{s1} = 2500$ м фиксировано. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

определяется через дисперсию неровностей дна $\sigma_{\Delta H}^2$

$$a_{\Delta H} = \sigma_{\Delta H}^2 \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^{2q-1} \frac{\Gamma(q)}{\Gamma(q-1/2)\Gamma(1/2)}. \quad (14)$$

Здесь Γ — гамма-функция. Среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\Delta H}$ варьируется в пределах от 0 до 2 м.

Результаты прямого численного моделирования для отдельных реализаций неровностей, удовлетворяющих (13), и последующая оценка расстояния с помощью (12) показывают, что в кепстре с увеличением дисперсии шероховатостей появляются дополнительные «паразитные» максимумы (рис. 6а). При $\sigma_{\Delta H} = 2$ м они становятся сравнимыми по высоте с максимумом, отвечающим исходной сосредоточенной неоднородности, локализация которой становится невозможной. Это отвечает ситуации, когда в (5) накапливается много значащих слагаемых.

Ветровое волнение

Распределенная неадиабатическая неоднородность на свободной верхней границе волновода главным образом связана с ветровым волнением. Пространственный спектр $B_{\Delta h}(K, \Theta)$ колебаний уровня жидкости Δh может быть получен на основе частотного спектра Пирсона–Неймана [26], дисперсионного соотношения $\Omega = \sqrt{gK}$ и характеристики направленности $\sim \cos^2 \Theta$,

$$B_{\Delta h}(K, \Theta) = \frac{2.4}{\sqrt{g^5 K^9}} e^{-2 \left(\frac{1}{v} \sqrt{\frac{g}{K}} \right)^2} \frac{\cos^2 \Theta}{\pi}, \quad (15)$$

где K — волновое число, Ω — частота волнения, Θ — направление ветра, v — скорость ветра, $g = 9.81$ м/с² — ускорение свободного падения, $\cos^2 \Theta$ — характеристика направленности,

учитывающая слабую анизотропию поля поверхностных волн. При моделировании случайных реализаций смещений верхней границы волновода с помощью методики, описанной в [27], скорость ветра v выбирается равной 10 или 12 м/с (среднеквадратичное отклонение поверхности $\sigma_{\Delta h} = 0.8$ или 1.3 м), а направление акустической трассы соответствует углу $\Theta = 0$ (фактически рассматриваются поверхностные волны, фронты которых перпендикулярны трассе). Используется приближение «замороженной» среды. Ввиду невозможности задать неровности верхней границы в коде RAM, расчеты проводятся методом поперечных сечений в рамках теории взаимодействующих мод [28]. Результаты численных экспериментов показывают (рис. 6б), что при скорости ветра 12 м/с несмотря на рост побочных максимумов в кепстре отчетливо виден единственный пик, положение которого на горизонтальной оси близко к реальному расстоянию до неоднородности. Однако ширина пика значительно увеличивается по сравнению с волноводом без волнения. При скоростях ветра более 12 м/с можно ожидать его разрушение.

Фоновый шум

Сумма полезного сигнала $p_S(\omega, z)$ и шума $p_N(\omega, z)$ в спектральной области представляется как

$$p_{SN}(\omega, z) = \sqrt{S} p_S(\omega, z) + \sqrt{N} p_N(\omega, z), \quad (16)$$

где S/N — отношение сигнал/шум на одиночном приемнике, $p_S(\omega, z)$ определяется в соответствии с (1) или вычисляется методом широкоугольного параболического уравнения, причем $p_S(\omega, z)$ и $p_N(\omega, z)$ нормированы так, что $\langle |p_S(\omega, z)|^2 \rangle_{\omega, z} = \langle |p_N(\omega, z)|^2 \rangle_{\omega, z} = 1$. Используя модель Крона и Шермана [29] для шума, генерируемого на взволнованной поверхности, случайная реализация спектра такого шума на глубине z может быть вычислена с помощью следующего соотношения:

$$p_N(\omega, z) = \sum_{m=1}^{M(\omega)} \psi_m(\omega, z_0(\omega)) \psi_m(\omega, z) \int_{r_1}^{r_2} \hat{S}(\omega, r) H_0^1(\xi_m(\omega) r) \sqrt{2\pi r} dr, \quad (17)$$

где $H_0^1(\dots)$ — функция Ханкеля; $\hat{S}(\omega, r)$ — комплексная спектральная амплитуда «шумового кольца», расположенного на расстоянии r ; множитель $\sqrt{2\pi r}$ позволяет учесть, что шум приходит со всех направлений в горизонтальной плоскости. Действительная и мнимая части $\hat{S}(\omega, r)$ распределены по нормальному закону. Значения r_1 и r_2 определяют эффективную ширину «шумового кольца». При

расчете $r_1 = 1$ м, $r_2 = 10^4$ м и берется модель невозмущенного плоскостойкого волновода. Глубина шумовых источников z_0 выбирается зависящей от частоты $z_0(\omega) = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi c}{2\omega}$, чтобы добиться равномерности спектра шума в частотной области [30].

Из полученного спектра сигнала (16), как и ранее, с помощью (9) выделяется частотная

зависимость первой моды, которая подвергается кепстральному анализу. Расчеты проводятся для отношения сигнал/шум S/N от -7 до 10 дБ. Когда отношение сигнал/шум опускается до -7 дБ,

локализация сосредоточенной неоднородности становится невозможной (рис. 6в). Столь высокая устойчивость к шуму поверхностного волнения объясняется тем, что он сконцентрирован главным

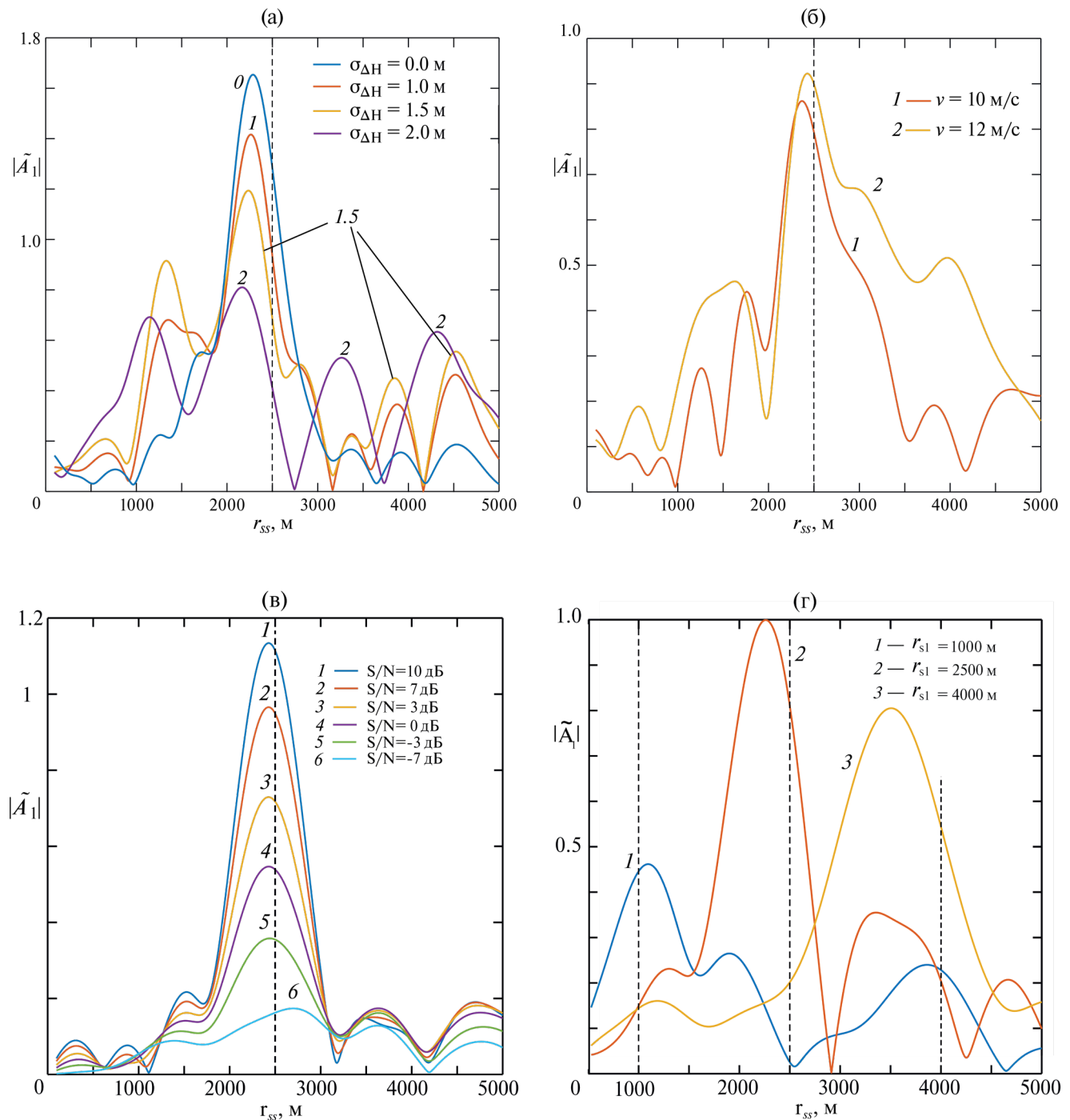


Рис. 6. Оценка расстояния по кепстру $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$ для случая одного локального поднятия дна в присутствии (а) — шероховатостей дна с заданным среднеквадратичным отклонением, (б) — ветрового волнения при разных скоростях ветра, (в) — фоновых поверхностного шума различной интенсивности, и (г) — для случая внутреннего солитона в присутствии фоновых внутренних волн. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

образом в модах высших номеров, которые отфильтровываются модовой антенной.

Солитон внутренних волн («летняя» гидрология)

Фоновые внутренние волны

Для солитоноподобной внутренней волны в качестве распределенного возмущения вводятся, как и в работе [31], короткопериодные (частота выше 1 ц/ч) фоновые внутренние волны первой гравитационной моды, которые приводят к вариациям $\Delta\zeta(r')$ глубины термоклина z_{th} с расстоянием. Вариации $\Delta\zeta(r')$ задаются простейшей моделью с пространственным спектром вида

$$B_{\Delta\zeta}(K_x) = \frac{a_{\Delta\zeta}}{K_x^2}. \quad (18)$$

Максимальная длина волны в спектре предполагается равной длине акустической трассы, $\Lambda_{x\max} = \frac{2\pi}{K_{x\min}} = R$, а минимальная $\Lambda_{x\min} = 100$ м. Амплитуда $a_{\Delta\zeta}$ выбирается таким образом, чтобы среднеквадратичное значение смещений термоклина составляло $\sigma_{\Delta\zeta} = 1$ м. В отличие от солитонов фоновые волны не вызывают заметного межмодового взаимодействия на коротких трассах и низких частотах, т.е. выступают как адиабатическая

неоднородность. Вычисления для отдельных реализаций показывают, что наличие такого фона не препятствует обнаружению и локализации одиночного солитона (рис. 6г). Отметим, что степень выраженности (амплитуда) пика в кепстре немонотонно зависит от расстояния r_{s1} от источника до неоднородности.

Два разнесенных солитона

По аналогии со случаем локального поднятия дна (рис. 5), одиночный солитон на фиксированном расстоянии $r_{s1} = 2500$ м можно рассмотреть в паре со вторым таким же солитоном, находящимся на разных удалениях r_{s2} (рис. 7). Как и при локальном поднятии, присутствие второго солитона усложняет частотную зависимость амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ (рис. 7а). На кепстре (рис. 7б) первый (ближайший к излучателю) солитон внутренних волн проявляется всегда, а пик, отвечающий второму, может сильно меняться по амплитуде, а также сдвигаться по расстоянию, и его не во всех случаях возможно выделить на фоне неинформативных побочных максимумов.

Цуг солитонов

Нередко по мере своего распространения на шельфе одиночный солитон трансформируется в пакет (цуг) интенсивных внутренних волн.

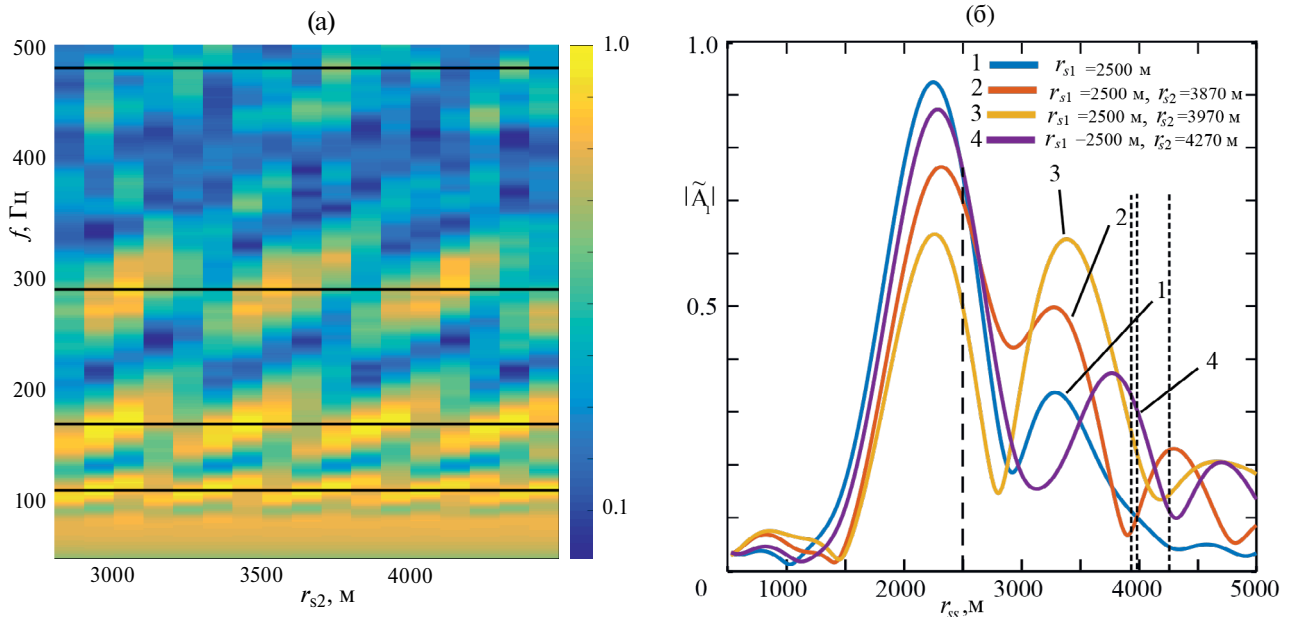


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но для двух солитонов внутренних волн. Обозначения на рисунке (б): 1 — случай одиночного солитона; 2 и 4 — случай 2-х солитонов, но пик, соответствующий второму, выражен плохо; 3 — случай 2-х солитонов, максимумы, соответствующие им, хорошо выражены. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

Наличие таких пакетов приводит к целому ряду эффектов при распространении звука: горизонтальной рефракции или даже фокусировке акустических волн [32], резонансному взаимодействию волноводных мод [33] и др. Модель цуга берется из работы [34] и представляет собой последовательность из семи солитонов, растянувшуюся в пространстве на полтора километра. Амплитуда солитонов монотонно уменьшается от $\Delta\xi_1 = 9$ м до $\Delta\xi_7 = 3$ м, а ширина — от $\Delta r_1 = 270$ м до $\Delta r_7 = 145$ м.

На рис. 8 проиллюстрированы частотные зависимости $|A_1(f)|$ при различных положениях солитонов внутренних волн на трассе и при различном их количестве. По горизонтали отложено расстояние до первого солитона, r_{s1} . Можно видеть, что даже при цуге солитонов положение интерференционных полос почти не меняется по сравнению со случаем одиночного солитона, однако полосы являются четкими только на частотах 50–250 Гц. Использование кепстрального анализа дает положение

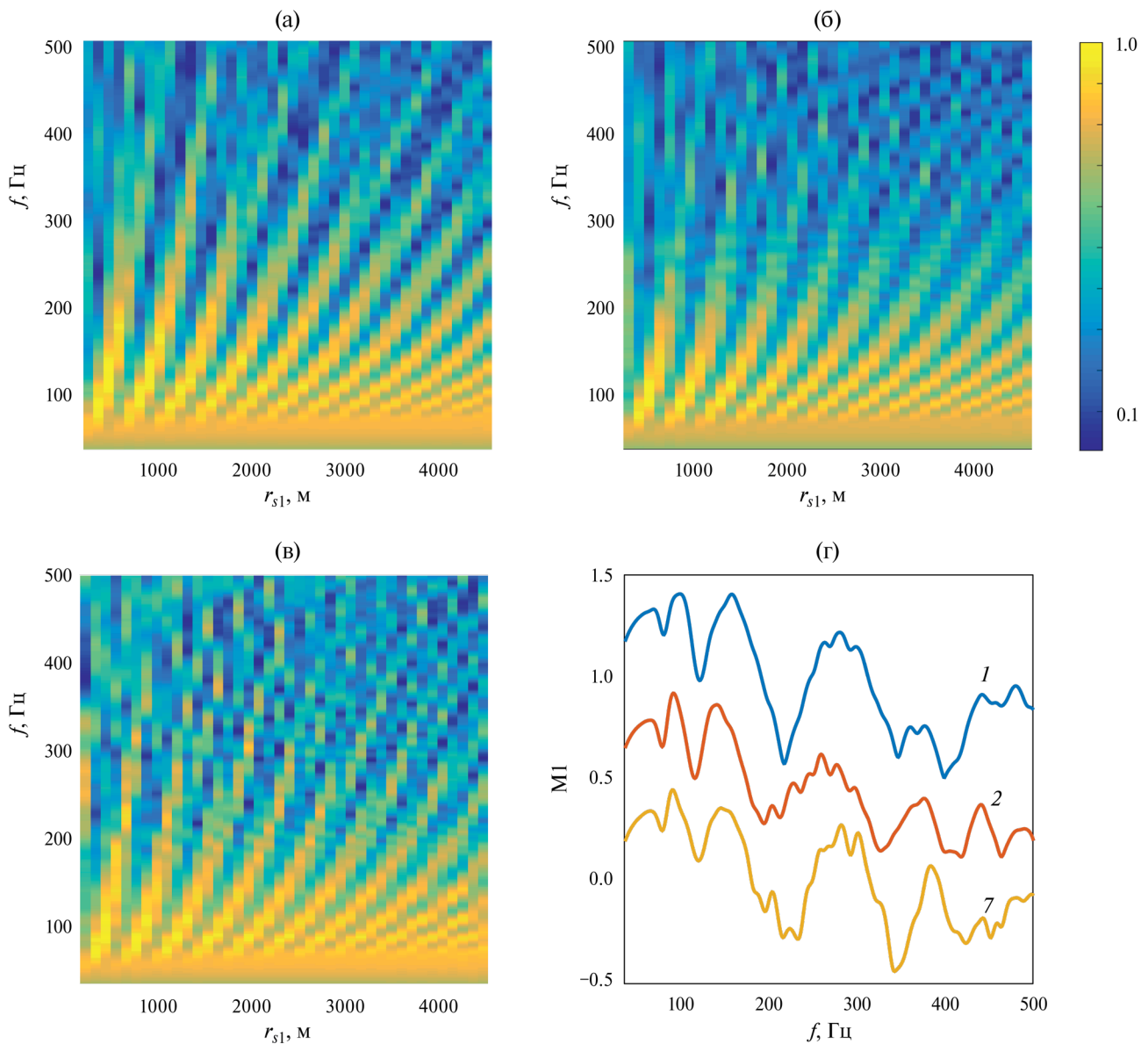


Рис. 8. Частотная зависимость амплитуды первой моды $|A_1(f)|$ для разных расстояний от источника звука в зависимости от числа солитонов: (а) — один солитон, (б) — 2 солитона, (в) — 7 солитонов (цуг), (г) — разрезы картин (а)–(в) при $r_{s1} = 2500$ м (цифры на рисунке соответствуют числу солитонов). В (г) зависимости умышленно подвергнуты сдвигу по вертикали для большей наглядности.

первого солитона в цуге. Отметим, что картины типа рис. 8а–8в были получены в работе [35], но для усредненной по глубине интенсивности звукового поля и более высоких частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены аналитические выражения, описывающие зависимость амплитуды первой моды звукового поля от частоты при наличии адиабатических и неадиабатических неоднородностей в мелком море. На основе полученных выражений предложен метод определения положения сосредоточенной неоднородности на трассе с помощью кепстрального анализа частотной зависимости амплитуды первой моды звукового поля. Для реализации метода требуется одиночный широкополосный источник звука и вертикальная приемная антенна, перегораживающая волновод по глубине. Соотношение между частотой сигнала и глубиной волновода должно быть таким, чтобы реализовывался маломодовый режим распространения звука. С помощью численного моделирования исследована устойчивость метода на примере диагностики локального поднятия дна и солитона внутренних волн при наличии дополнительных возмущений различной природы. Метод позволяет достаточно уверенно регистрировать наиболее выраженную сосредоточенную неоднородность на трассе.

Приведем некоторые численные результаты. Для случая двух локальных поднятий дна (расстояния равны $r_{s1} = 2500$ м и $r_{s2} = 3000$ м, высота и ширина 10 и 100 метров (рис. 5б, кривая 2), соответственно) имеем, что местоположение первой неоднородности удается определить с погрешностью 3.2% (2420 м вместо 2500 м), в то время как вторую неоднородность «увидеть» не удастся. При увеличении r_{s2} до 3500 м (рис. 5б, кривая 3), местоположение первой неоднородности определяется с точностью 9.6% (2260 м вместо 2500 м), а второй с точностью 3.4%.

Для случая внутреннего солитона в присутствии фоновых внутренних волн (высота и ширина солитона равны 9 м и 270 м, соответственно, рис. 6г) имеем: при $r_s = 2500$ м погрешность метода составляет 9.2% (2270 м вместо 2500 м), при r_s , равном 4000 и 1000 м, погрешности равны 12% и 10% соответственно.

Следующим шагом в исследованиях должна быть проверка работоспособности метода в натурном эксперименте.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10121, <https://rscf.ru/project/22-72-10121/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: Rays and modes // *Reviews of Geophysics*. 1983. V. 21. № 4. P. 777–793.
2. Буров В. А., Сергеев С. Н., Шуруп А. С., Щербина А. В. Томографическое восстановление характеристик дна мелкого моря // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 5. С. 583–583.
3. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 2. С. 285–289.
4. Лучинин А. Г., Хилько А. И. Низкочастотная акустическая томография мелкого моря с использованием маломодовых импульсов // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51, № 2. С. 228–241.
5. Гринюк А. В., Бурдуковская В. Г., Зверев В. А., Кравченко В. Н., Коваленко В. В., Лучинин А. Г., Малеханов А. И., Трофимов А. Т., Трусова О. И., Смирнов И. П., Стромков А. А., Хилько А. И. Экспериментальное исследование модовой селекции в мелком море // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 316–329.
6. Sabra K. G., Conti S., Roux P., Akal T., Kuperman W. A., Stevenson J. M., Tesei A., Guerrini P. Experimental demonstration of a high-frequency forward scattering acoustic barrier in a dynamic coastal environment // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. № 6. P. 3430–3439.
7. Lei B., Yang K., Ma Y. Forward scattering detection of a submerged object by a vertical hydrophone array // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. V. 136. № 6. P. 2998–3007.
8. Хилько А. И., Смирнов И. П., Мареев Е. А., Сидоров К. А., Коновалов В. Е., Коваленко В. В. Обнаружение локализованных неоднородностей в рефракционных волноводах при зондировании фокусированными высокочастотными акустическими импульсами // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. Т. 65. № 7. С. 544–562.
9. Луньков А. А., Шерменева М. А. Взаимодействие мод на сосредоточенной неоднородности в мелководном акустическом волноводе в широкой полосе частот // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 5. С. 1–10.
10. Lunkov A. A., Shermeneva M. A. Application of Warping Transform for the Analysis of the Acoustic Mode Coupling due to a Local Inhomogeneity in Shallow Water // *Phys. Wave Phenom.* 2023. V. 31. № 6. P. 396–405.

11. *Pereselkov S. A., Kuz'kin V. M.* Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // *J. Acoust. Soc. Am.* 2022. V. 151. №. 2. P. 666–676.
12. *Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P.* Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // *J. Sound Vib.* 2023. V. 544. P. 117–388.
13. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. Springer. N.Y., 2012. 540 p.
14. *Бреховских Л. М., Годин О. А.* Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
15. *Gao D. Z., Wang N., Wang H. Z.* A dedispersion transform for sound propagation in shallow water waveguide // *J. Comput. Acoust.* 2010. V. 18. №. 3. P. 245–257.
16. *Грачев Г. А.* К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. №. 1. С. 67–71.
17. *Чупров С. Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // *Акустика океана. Современное состояние* // Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
18. *Collins M. D., Westwood E. K.* A higher-order energy-conserving parabolic equation for range dependent ocean depth, sound speed, and density // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 89. № 3. P. 1068–1075.
19. *Porter M.* The KRAKEN normal mode program / La Spezia, Italy. SACLANT Undersea Research Centre, 1991 (https://oalib-acoustics.org/website_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html)
20. *Григорьев В. А., Луньков А. А.* Взаимодействие мод на киле тороса в широкой полосе частот // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. №. 4. С. 453–464.
21. *Зверев В. А., Павленко А. А., Соколов А. Д., Шаронов Г. А.* Слепая деревербрация в глубоком море // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. №. 1. С. 76–82.
22. *Зверев В. А., Стромков А. А.* О возможностях кепстрального анализа в уточнении взаимных задержек и амплитуд сигналов // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. №. 5. С. 657–663.
23. *Bonnel J., Nicolas B., Mars J. I., Walker S. C.* Estimation of modal group velocities with a single receiver for geoacoustic inversion in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 128. №. 2. P. 719–727.
24. *Кузькин В. М.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263
25. *Rouseff D., Ewart T. E.* Effect of random sea surface and bottom roughness on propagation in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1995. V. 98. №. 6. P. 3397–3404.
26. *Пирсон В. Дж.* Ветровые волны // В кн.: Ветровые волны. Пер. с англ. М.: ИЛ, 1962. С. 42–124.
27. *Кузькин В. М., Лаврова О. Ю., Переселков С. А., Петников В. Г., Сабинин К. Д.* Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. №. 1. С. 74–86.
28. *Луньков А. А., Петников В. Г., Черноусов А. Д.* Затухание звука на океанском шельфе на небольших расстояниях от источника в присутствии поверхностного волнения // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. №. 2. С. 180–186.
29. *Cron B. F., Sherman C. H.* Spatial-correlation functions for various noise models // *J. Acoust. Soc. Am.* 1962. V. 34. №. 11. P. 1732–1736.
30. *Carey W. M., Evans R. B.* Ocean ambient noise: measurement and theory. Springer Science & Business Media, 2011.
31. *Луньков А. А., Петников В. Г.* Флуктуации фазы сфокусированных низкочастотных звуковых полей в мелком море // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. №. 5. С. 655–664.
32. *Badiey M., Katnelson B. G., Lynch J. F., Pereselkov S., Siegmann W. L.* Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. №. 2. P. 613–625.
33. *Zhou J., Zhang X., Rogers P. H.* Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90. №. 4. P. 2042–2054.
34. *Zhou J. X., Zhang X. Z., Rogers P. H., Wang D., Luo E.* Anomalous sound propagation in shallow water due to internal wave solitons // *Proc. of OCEANS'93. IEEE*, 1993. V. 1. P. I87–I92.
35. *Yang T. C., Huang C. F., Huang S. H., Liu J. Y.* Frequency striations induced by moving nonlinear internal waves and applications // *IEEE J. of Oceanic Engineering*. 2016. V. 42. №. 3. P. 663–671.

ESTIMATION OF THE DISTANCE TO A CONCENTRATED INHOMOGENEITY ON AN ACOUSTIC PATH IN A SHALLOW SEA IN THE PRESENCE OF BACKGROUND DISTURBANCES

A. A. Lunkov^{a,b,*}, M. A. Shermeneva^{a,**}

^a*Institute of General Physics named after. A.M. Prokhorov Russian Academy of Sciences,
st. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia*

^b*Moscow State Technical University named after. N.E. Bauman,
st. 2-ya Baumanskaya 5, Moscow, 105005 Russia*

^{*}*e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru*

^{**}*e-mail: shermeneva@mail.ru*

We consider the problem of estimating the position of a concentrated inhomogeneity on a stationary acoustic path organized between a single sound source and a vertical receiving antenna in a shallow waveguide in the presence of background disturbances. A local bottom rise and a soliton-like internal wave are chosen as model inhomogeneities. It is proposed to determine the distance from the source to the inhomogeneity by cepstral analysis of the amplitude of the first waveguide mode isolated on the antenna, with preliminary deformation of the frequency axis. Using numerical modeling, the stability of this approach is studied in the presence of several concentrated inhomogeneities or additional disturbances: bottom slope, background internal waves, wind waves, bottom irregularities. Estimates of the signal-to-noise ratio required to implement the proposed approach are provided.

Keywords: shallow waveguide, acoustic sounding, broadband signal, concentrated heterogeneity, internal wave, bottom irregularities, wind waves.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ КАВИТАЦИОННОГО ПОРОГА МОРСКОЙ ВОДЫ В НАТУРНЫХ УСЛОВИЯХ

© 2024 г. Н. П. Мельников

*Волжский государственный университет водного транспорта,
ул. Нестерова 5, Нижний Новгород, 603950 Россия*

e-mail: melnikov50@mail.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 05.03.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Приводятся и обсуждаются результаты измерений кавитационных порогов и некоторых гидрологических и гидрохимических параметров морской воды в различных районах Мирового океана. Показана устойчивая временная изменчивость величины кавитационных порогов на временных масштабах нескольких суток. Выявлена суточная, полусуточная и другие периодичности изменения величины кавитационных порогов.

Ключевые слова: порог кавитации, кавитационная прочность морской воды

DOI: 10.31857/S0320791924040112 EDN: XFFTWJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Понижение давления в жидкости приводит к появлению в ней мельчайших пузырьков и каверн, движение которых под действием неоднородных полей давления порождает большое количество явлений, называемых кавитацией. Теоретические расчеты показывают, что разрыв абсолютно чистой жидкости происходит при очень больших напряжениях, порядка 1400 кг/см^2 [1]. Разрыв реальных жидкостей происходит при напряжениях порядка нескольких атмосфер. Максимальное значение этой величины получил Бриггс — от 260 до 270 атм, благодаря особо тщательной очистке воды [2]. В современной литературе принято считать, что такое значительное расхождение значений критических напряжений обусловлено присутствием в жидкости мельчайших неоднородностей, обычно называемых «зародыши кавитации» [3–6]. Зародышами кавитации могут быть мельчайшие пузырьки, гидрофобные твердые взвеси и другие неоднородности. При приложении к жидкости растягивающего напряжения «зародыши кавитации» превращаются в пузырьки и каверны. Таким образом, невозмущенная жидкость имеет некую прочность на разрыв, обычно называемую кавитационной прочностью жидкости.

Кавитация возникает при достижении в жидкости некоторого критического напряжения. Кроме того, любое воздействие на жидкость приводит к изменению её физических, химических и других свойств. Поэтому говорят о «кавитационном пороге» жидкости, который зависит не только от свойств невозмущенной жидкости, но и от способа её возмущения [7]. Акустическая волна в жидкости достаточно высокой интенсивности может инициировать в ней кавитацию (акустическая кавитация). Понижение давления в потоках жидкости также приводит к появлению кавитации (гидродинамическая кавитация). Многочисленные кавитационные явления, такие как: кавитационная эрозия поверхностей, вблизи которых возникает кавитация, сонолюминесценция — излучение акустических и ударных волн, направленная диффузия, коагуляция пузырьков под действием сил Бьеркнеса, градиентная коагуляция пузырьков и др. имеют пороговый характер. Поэтому различают несколько видов порогов кавитации: порог «направленной» диффузии, порог градиентной и Бьеркнесовской коагуляции, порог динамической устойчивости (порог «газовой» кавитации), порог статической устойчивости (порог «паровой» кавитации). Пороги «газовой» и «паровой» кавитации связаны с различными видами пульсаций

пузырьков в акустическом поле. Все эти процессы фиксируются экспериментальными методами.

Критерии возникновения кавитации и методики измерения порога кавитации описаны в работах [7–9]. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы, обзор которых приведен в [6], показывают, что величина кавитационных порогов зависит от концентрации и распределения по размерам зародышей кавитации.

В нашей работе мы исследуем величину порога акустической кавитации при потере динамической устойчивости пузырьков, пульсирующих под воздействием акустического поля (порог «газовой» кавитации). В качестве критерия возникновения кавитации используется появление акустического шума выше некоторой критической величины [8].

Натурные измерения кавитационных порогов морской воды проводились с учетом того, что кавитационная прочность является случайной величиной [8].

Экспериментальная установка для измерения кавитационных порогов морской воды в натурных условиях позволяет:

- обеспечить единство методики измерения кавитационного порога в различных экспериментах;
- обеспечить постоянную относительную ошибку измерения величины кавитационного порога исследуемой жидкости;
- максимально сократить время измерения и свести к минимуму воздействие измерительной системы на величину кавитационной прочности жидкости [8].

Натурные измерения кавитационных порогов (КП) морской воды P_{mk} в различных районах Мирового океана показали, что существуют как пространственная, так и временная изменчивость ее величины [7, 10–18]. Сезонная изменчивость величины P_{mk} обсуждается в [10]. Установлено, что в высокоширотных районах (севернее широты 40°N) пороги кавитации P_{mk} летом в июле выше, чем весной в марте. Для более южных широт вплоть до экватора проявляется другая закономерность — величины P_{mk} в весенний период выше, чем в летний период. В работах [16, 18] были проведены исследования суточной изменчивости P_{mk} . Исследования проводились в открытой части Атлантического океана, в заливе Петра Великого Японского моря и в дельте реки Меконг. В открытой части Атлантического океана были установлены: средняя суточная периодичность изменения P_{mk} , а также средняя периодичность порядка 8, 3.0 и 1.5 ч. В районе

залива Петра Великого установлена средняя суточная периодичность изменчивости P_{mk} , а также более короткая периодичность порядка 14.3, 7.6, 6.0, 2.6, 1.5 и 1.08 ч. В дельте реки Меконг изменчивость обусловлена приливными явлениями и в среднем составляет 24 ч.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных измерений порогов акустической кавитации, полученные в 11 и 14 рейсах НИС «Академик Александр Виноградов». Все измерения величины кавитационных порогов были проведены на частоте 10 кГц. Полученные экспериментальные значения параметров морской воды были сведены в таблицу с указанием номера станции, горизонта, даты и времени измерения, широты и долготы, силы ветра и волнения. Измерения величины кавитационных порогов и параметров морской воды проводились одновременно.

В 11 рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» был сделан разрез по 150°E от 4°S до 4°N для глубин от 2 до 25 м, а также несколько суточных станций с координатами: станции № 1181 — $94^\circ10'\text{E}$, $1^\circ05'\text{S}$; № 1183 — $104^\circ09'\text{E}$, $4^\circ04'\text{S}$; № 1184 $134^\circ24'\text{E}$, $9^\circ58'\text{S}$; № 1185 — $144^\circ48'\text{E}$, $6^\circ04'\text{S}$.

Разрез был проведен в период времени с 19.03.1988 г. по 21.03.1988 г. На рис. 1а–1б для разреза приведены изолинии величины кавитационных порогов P_{mk} . Па. Пространственная изменчивость кавитационных порогов P_{mk} (рис. 1а) при проходе с юга на север имеет волнообразный характер: на широтах от 3°S до $2^\circ40'\text{S}$; от $01^\circ40'\text{S}$ до $01^\circ20'\text{S}$; от 0.4°S до 0.4°N ; от 01°N до $01^\circ40'\text{N}$; от $01^\circ50'\text{N}$ до $01^\circ58'\text{N}$; от 03°N до $03^\circ50'\text{N}$ наблюдается максимум значений кавитационных порогов. На глубине 25 м P_{mk} изменяется в пределах от 2.8×10^5 до 3.5×10^5 Па, причем идет плавное уменьшение величины P_{mk} при движении судна на север. Соответственно, на широтах между этими значениями наблюдаются минимумы величины кавитационных порогов: на глубине 25 м от 2.2×10^5 до 2.4×10^5 Па. Изменчивость P_{mk} с глубиной имеет классический характер: увеличивается с увеличением глубины без инверсий. Кроме того, эта изменчивость носит явный периодический по пространству характер.

Изменчивость температуры и солёности по пространству и во времени в этом районе крайне незначительна. Изменчивость же кавитационных порогов существенна и составляет на глубине 25 м около 25%. Изменчивость щёлочности по

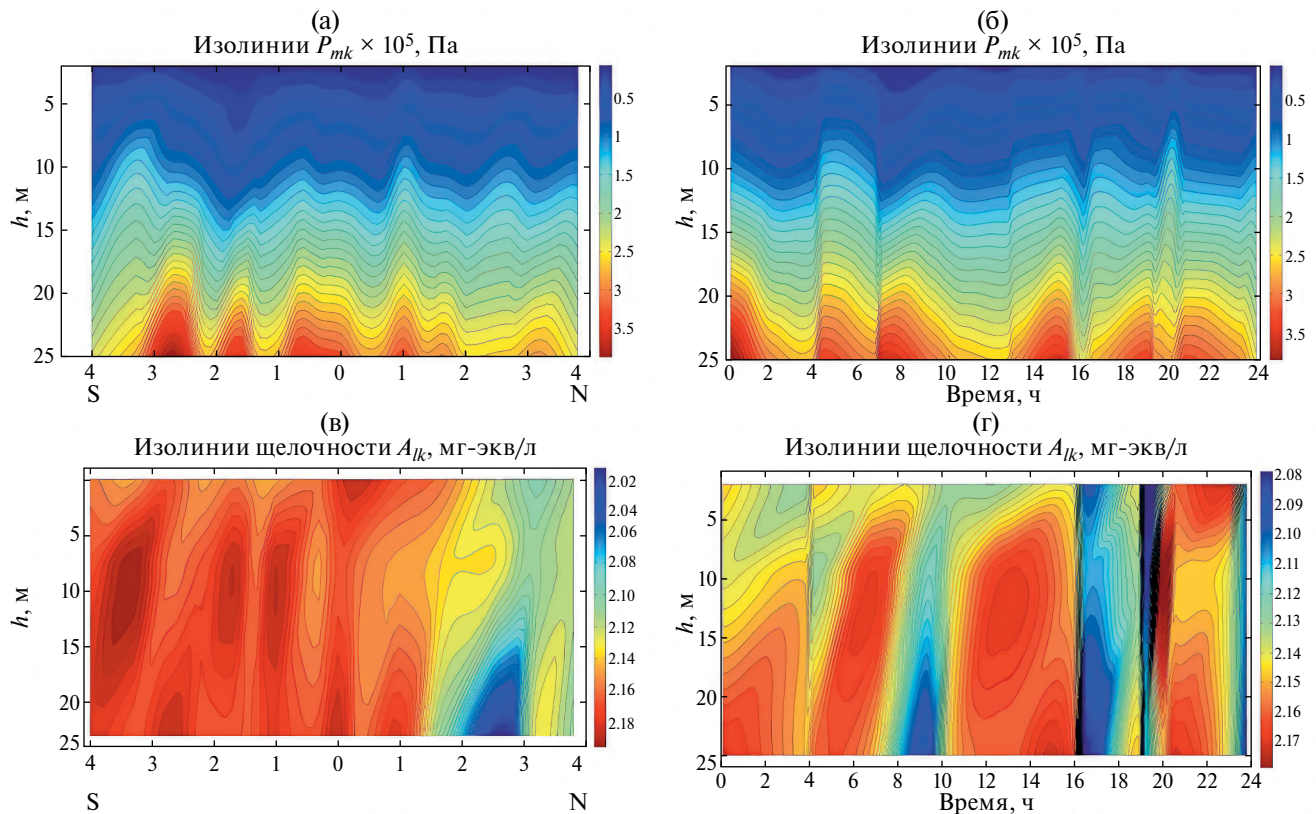


Рис. 1. (а), (в) — Пространственная изменчивость. Изолинии: (а) — КП, $P_{mk} \times 10^5$ Па; (в) — щелочность, A_{lk} , мг-экв/л; по оси абсцисс отложена широта в градусах. По оси ординат отложена глубина в метрах. (б), (г) — Временная изменчивость. Изолинии: (б) — КП, $P_{mk} \times 10^5$ Па; (г) — щелочность, A_{lk} , мг-экв/л; по оси абсцисс отложено время в часах. По оси ординат отложена глубина в метрах.

пространству (рис. 1б) также имеет периодический характер в районе от 4°S до 2°N . Севернее величина щелочности уменьшается и имеет «изрезанный» характер по широте и глубине. Такое распределение величин кавитационных порогов и щелочности по пространству наводит на мысль о существенном влиянии на их величину временного фактора (времени суток). Чтобы выяснить существование такой зависимости, были построены временные ряды величины кавитационных порогов щелочности в пределах от 00.0 до 24.0 ч. Эти зависимости приведены на рис. 1в–1г. На них можно выделить несколько характерных периодов: для $P_{mk} \sim 8$ ч, ~ 4 ч, ~ 3 ч; для $A_{lk} \sim 8$ ч, ~ 5 ч, 2.5 ч.

На рис. 2 приведены зависимости величины кавитационных порогов P_{mk} , Па от времени суток T , час для суточных станций №№ 1181, 1183 и 1184 на глубине $h = 10$ м.

Рассмотрим временную изменчивость P_{mk} на станции № 1181. Начало работ на станции —

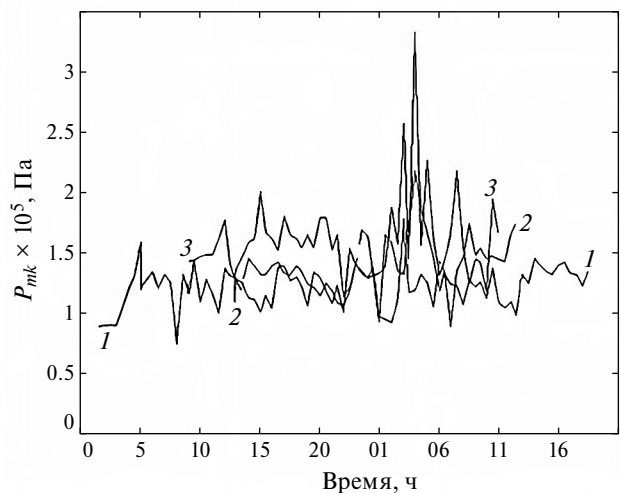


Рис. 2. Зависимость величины КП, $P_{mk} \times 10^5$ Па от времени в часах. Кривая 1 — станция № 1181; Кривая 2 — станция № 1183; Кривая 3 — станция № 1184. Глубина 10 м.

21.02.1988 г. с 01.5 ч. Окончание работ — 22.02.1988 г., 18.5 ч. Интервал измерений 0.5 ч. Временная зависимость P_{mk} для станции № 1181 (кривая 1) имеет несколько характерных периодов ~24 ч, ~15 ч, ~7 ч и ~5 ч. Рассмотрим подробно характер изменчивости P_{mk} . С $T = 1.5$ ч до $T = 5.0$ ч наблюдается возрастание P_{mk} с малой величины 0.89×10^5 Па до 1.37×10^5 Па. Затем до $T = 11.5$ ч величина кавитационных порогов осциллирует около величины 1.2×10^5 Па. С $T = 12.0$ ч до $T = 18.5$ ч в среднем величина кавитационных порогов увеличивается, достигая максимального значения $P_{mk} = 1.35 \times 10^5$ Па в $T = 18.0$ ч. С $T = 18.5$ ч до $T = 22.0$ ч величина кавитационных порогов уменьшается с $P_{mk} = 1.32 \times 10^5$ Па до $P_{mk} = 1.10 \times 10^5$ Па. В $T = 23.0$ ч имеет место увеличение P_{mk} до 1.30×10^5 Па и затем идет некоторое плато со средней величиной $P_{mk} = 1.35 \times 10^5$ Па до момента времени $T = 1.0$ ч. Такая суточная изменчивость повторяется и для вторых суток измерений. Для массива измерений с $T = 1.5$ ч до $T = 18.5$ ч первых суток и для массива измерений вторых суток коэффициент корреляции равен 0.52.

Станция № 1183 (кривая 2) была проведена 12.03.1988 г. с $T = 12.5$ ч по $T = 14.0$ ч 13.03.1988 г. Интервал измерений 0.5 ч. Временная зависимость P_{mk} имеет характерные периоды ~24 ч, ~13 ч, ~8 ч и ~5 ч. В период времени с $T = 12.5$ ч до $T = 15.0$ ч величина кавитационных порогов плавно увеличивается с $P_{mk} = 1.21 \times 10^5$ Па до $P_{mk} = 1.76 \times 10^5$ Па. Затем величина кавитационного порога уменьшается до $P_{mk} = 1.6 \times 10^5$ Па и осциллирует от минимальных величин $P_{mk} = 1.6 \times 10^5$ Па и $P_{mk} = 1.57 \times 10^5$ Па до максимальных величин $P_{mk} = 1.68 \times 10^5$ Па и $P_{mk} = 1.71 \times 10^5$ Па до момента времени $T = 20.0$ ч. Затем, в течении двух с половиной часов величина кавитационной прочности спадает до величины $P_{mk} = 1.25 \times 10^5$ Па ($T = 22.5$ ч). Затем величина P_{mk} совершает две осцилляции и в момент времени $T = 04.0$ ч достигает величины $P_{mk} = 1.91 \times 10^5$ Па, после чего идет уменьшение ее величины и в момент времени $T = 07.0$ ч P_{mk} достигает минимального значения $P_{mk} = 1.14 \times 10^5$ Па за весь период измерения. Затем идет подъем до величины $P_{mk} = 1.58 \times 10^5$ Па ($T = 10.0$ ч) и некоторые колебания около величины $P_{mk} = 1.45 \times 10^5$ Па до момента времени $T = 3.5$ ч. Завершаются измерения в $T = 14.0$ ч величиной кавитационного порога $P_{mk} = 1.45 \times 10^5$ Па.

Станция № 1184 (кривая 3) была проведена 15.03.1988 г. с $T = 09.00$ ч по $T = 11-30$ ч 16.03.1988 г. с интервалом 0.5 ч. С 09-00 до 12-00 идет увеличение P_{mk} с 1.43×10^5 Па до 1.77×10^5 Па, после чего

начинается спад до 1.01×10^5 Па, который заканчивается в 15-00 ч. Затем идет несколько «осцилляций» P_{mk} небольшой «амплитуды» и с периодом около 7 ч. Начиная с 00-30 до 03-30, идет резкое возрастание P_{mk} с 1.30×10^5 Па до 2.56×10^5 Па. Затем спад до 1.45×10^5 Па ($T = 04-00$ ч) и подъем до 3.32×10^5 Па ($T = 04-30$ ч), снова спад ($P_{mk} = 1.58 \times 10^5$ Па) и подъем ($P_{mk} = 2.56 \times 10^5$ Па). С 05-30 до 07-30 ч начинается уменьшение с $P_{mk} = 2.56 \times 10^5$ Па до 1.65×10^5 Па. Затем в 08-00 ч выброс до $P_{mk} = 2.17 \times 10^5$ Па, и далее до 11-30 спад с небольшими осцилляциями до $P_{mk} = 1.62 \times 10^5$ Па. Для станции № 1184 можно выделить периоды ~24 ч, ~16 ч, ~7 ч.

Для выявления мелкомасштабной временной изменчивости были проведены измерения с интервалом 10 минут на станции № 1185 на горизонте 25 м. Результаты измерения приведены на рис. 3. Измерения начались с 08-55 ч и продолжались по 17-45 ч. Отметим достаточно большой разброс значений P_{mk} на всем временном интервале измерений. Дисперсия каждого значения P_{mk} изменяется в пределах от 0.85×10^5 до 3.33×10^5 . В начале измерений наблюдаются три осцилляции с периодом около одного часа. Весь процесс продолжается с 09-05 до 11-35. В 11-45 наблюдается максимальное значение $P_{mk} = 9.94 \times 10^5$ Па, затем в 11-55 уменьшение $P_{mk} = 3.00 \times 10^5$ Па. Далее идет монотонное увеличение P_{mk} в течении 40 минут от $P_{mk} = 3.00 \times 10^5$ Па до $P_{mk} = 6.84 \times 10^5$ Па. После чего в течении трех часов с 12-35 по 15-45 с интервалом 10 минут идут колебания порогов от величины

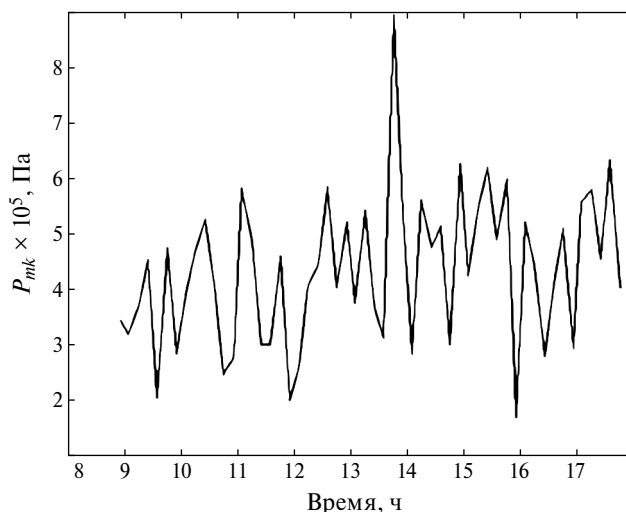


Рис. 3. Зависимость величины КП, $P_{mk} \times 10^5$ Па от времени в часах. Станция № 1185. Глубина 25 м.

$P_{mk} = 6.84 \times 10^5$ Па до $P_{mk} = 3.83 \times 10^5$ Па. Затем в 15–55 величина кавитационного порога достигает минимального значения $P_{mk} = 2.70 \times 10^5$ Па и делает три осцилляции с периодом около 30 минут со значительными колебаниями величины от $P_{mk} = 2.70 \times 10^5$ Па до $P_{mk} = 7.31 \times 10^5$ Па.

В 14 рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» с целью изучения временной зависимости величины кавитационных порогов были проведены четыре суточных станции: станция № 1430, начало 07.04.1989 г., 14-00; окончание 10.04.1989 г., 20-45, координаты 42°N, 152.2°E; станция № 1457, начало 20.04.1989 г., 03-55, окончание 21.04.1989 г., 08-00, координаты 15,0°N, 140°E; станция № 1469, начало 27.04.1989 г., 22-00, окончание 28.04.1989 г., 19-20, координаты 19.17°N, 129°E; станция № 1472, начало 30.04.1989 г., 18-00, окончание 01.05.1989 г., координаты 20.27°N, 127.3°E.

Рассмотрим суточную изменчивость P_{mk} и других параметров морской воды: общее содержание неорганического углерода ΣCO_2 , ммоль/л, общую щелочность A_{lk} , мг-экв/л, концентрацию биогенных элементов — нитриты NO_2 , мкг/л; фосфаты PO_4 , мкг/л; кремний Si, мкг/л, а также температуру T , °C, соленость S , ‰ и общее газосодержание V , мл/л на станции № 1430. Это район субарктической водной массы находится в субарктической фронтальной зоне Тихого океана [7]. На рис. 4 приведены изолинии этих параметров на глубинных разрезах от 5 м до 70 м. Изменчивость величины P_{mk} (рис. 4а) имеет несколько особенностей. В интервале 00-00...05-00 наблюдается инверсия величины P_{mk} с глубиной. Величина P_{mk} с глубиной практически не меняется и остается низкой, около 1.25×10^5 Па вплоть до глубины 55 м. Затем, с 08-35 и до 14-30 происходит резкое увеличение величины P_{mk} до 5×10^5 Па на глубине 10–20 м. А на больших глубинах величина P_{mk} увеличивается до величин около 4×10^5 Па. Таким образом, инверсия P_{mk} с глубиной продолжается, на небольших глубинах (около 10 м) величина P_{mk} значительна и уменьшается с глубиной. В интервале с 15-00 до 01-00 величина P_{mk} практически не меняется на всех глубинах и остается равной около 2.5×10^5 Па. В интервале с 01-00 до 05-00 величина P_{mk} на глубинах около 10 м остается небольшой (около 2×10^5 Па) и растет с увеличением глубины до 40 м до величин около 4.5×10^5 Па. А на больших глубинах опять уменьшается до 3.5×10^5 Па. И только в небольшом временном интервале с 7-00 до 10-00 следующих суток инверсия исчезает, и величина кавитационной прочности меняется с глубиной классическим

образом. Таким образом, в течение всего периода измерений происходит четыре значительных изменения величины кавитационных порогов, при этом наблюдается её инверсия с глубиной. Сравнение изменчивости кавитационной прочности с другими параметрами морской воды показало, что схожий характер имеет только временная изменчивость общего содержания неорганического углерода ΣCO_2 , ммоль/л, общей щелочности A_{lk} , мг-экв/л и концентрации кремния Si, мкг/л.

На рис. 5 приведены изолинии величин кавитационных порогов P_{mk} (рис. 5а, 5г, 5ж), изолинии общего содержания неорганического углерода ΣCO_2 , ммоль/л, (рис. 5б, 5д, 5з) и изолинии общей щелочности A_{lk} , мг-экв/л, (рис. 5в, 5е, 5и) для суточных станций № 1457 (рис. 5а–5в), № 1469 (рис. 5г–5е), № 1472 (рис. 5з–5и). Эти измерения проходили при выполнении НИС «Академик Александр Виноградов» меридионального разреза в Филиппинском море приблизительно от 15°N до 21°N и от 140°E до 126°E. Это район Северного пассатного течения. На трех станциях наблюдается инверсия величины кавитационных порогов с глубиной. Высокие величины P_{mk} перемежаются низкими значениями, причем низкие значения, как правило, наблюдаются в темное время суток, а высокие значения — в светлое время суток. Величина суммы неорганического значения углерода ΣCO_2 на станции № 1457 (рис. 5в) в светлое время суток (07-00...19-00 ч) имеет низкое значение, а в темное время суток (20-00...06-00 ч) высокое значение. На станции № 1469 имеем другой ход зависимости величины ΣCO_2 от времени. В светлое время суток с 09-00 до 16-00 ч величина ΣCO_2 превышает значения ΣCO_2 в темное время суток (2-00...08-00 ч) в 1.4 раза и достигает величины 2.3 ммоль/л. На станции № 1472 величины ΣCO_2 перемежаются с течением суток от значений 1.7 ммоль/л до 2.2 ммоль/л. Изменчивость во времени щелочности на станциях различна. На станции № 1457 от 04-00 до 01-00 ч следующих суток значения A_{lk} , мг-экв/л, минимальны и меняются слабо, с 02-00 до 07-00 ч значения A_{lk} , мг-экв/л вырастают на 4%. На станциях 1469 и станции 1472 изменчивость значения щелочности не превышает 4%.

С 28 мая по 7 апреля 1989 г. в Северо-западной части Тихого океана, в районе Субарктической фронтальной зоны в 14-м рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» были проведены измерения кавитационных порогов, а также комплексные измерения различных параметров морской воды. В этом районе течение Кюросио и течение Оясио

движутся на восток параллельно друг другу. Границы между течениями подвижны и между течениями расположены субарктические и субтропические воды, которые в свою очередь разделяются вторичными фронтами. Таким образом, этот район имеет двухфронтальную структуру.

На рис. 6а, 6в, 6д, 6ж, 6и приведены изолинии величины кавитационной прочности на различных горизонтах. На этих рисунках проявляется двухфронтальная структура величины

кавитационной прочности. Необходимо отметить, что величина кавитационной прочности существенно меняется даже на близких горизонтах. Так, на горизонтах 70 и 50 м в северном участке района измерений имеется значительное различие. На горизонте 70 м имеют место повышенные значения кавитационной прочности. На горизонте 50 м область повышенных значений кавитационной прочности разделена узкой зоной пониженных значений кавитационной прочности. Глубины 10 м и

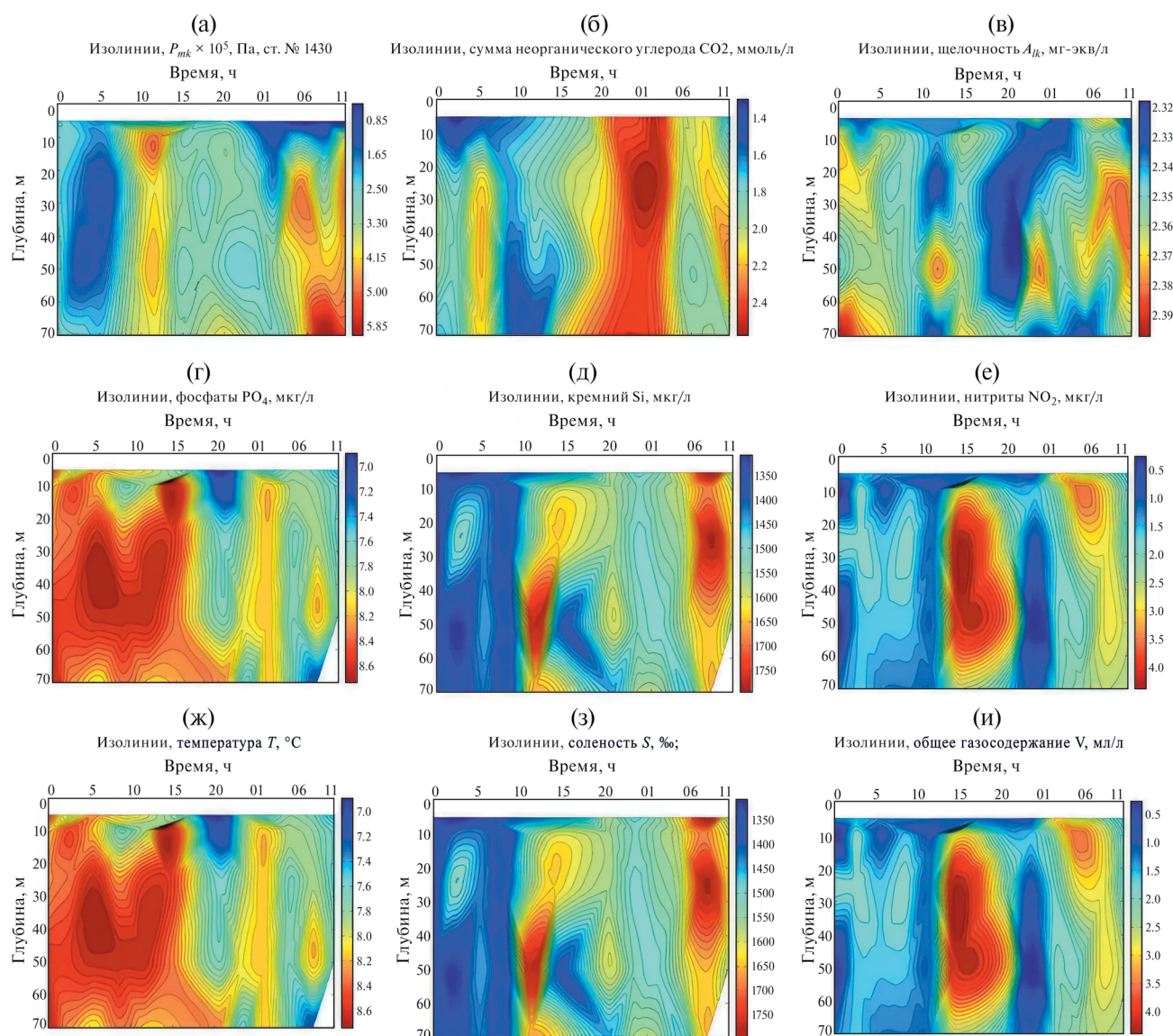


Рис. 4. Временная изменчивость. Станция № 1430. (а) — изолинии $P_{mk} \times 10^5$ Па; (б) — изолинии ΣCO_2 , ммоль/л; (в) — изолинии щелочности A_{alk} , мг-экв/л; (г) — изолинии фосфаты PO_4 , мкг/л; (д) — изолинии концентрации кремния Si , мкг/л, (е) — изолинии концентрации нитритов NO_2 , мкг/л; (ж) — изолинии температуры T , °C; (з) — изолинии солёности S , ‰; (и) — изолинии общего газосодержания V , мл/л. По оси абсцисс отложено время в часах. По оси ординат отложена глубина в м.

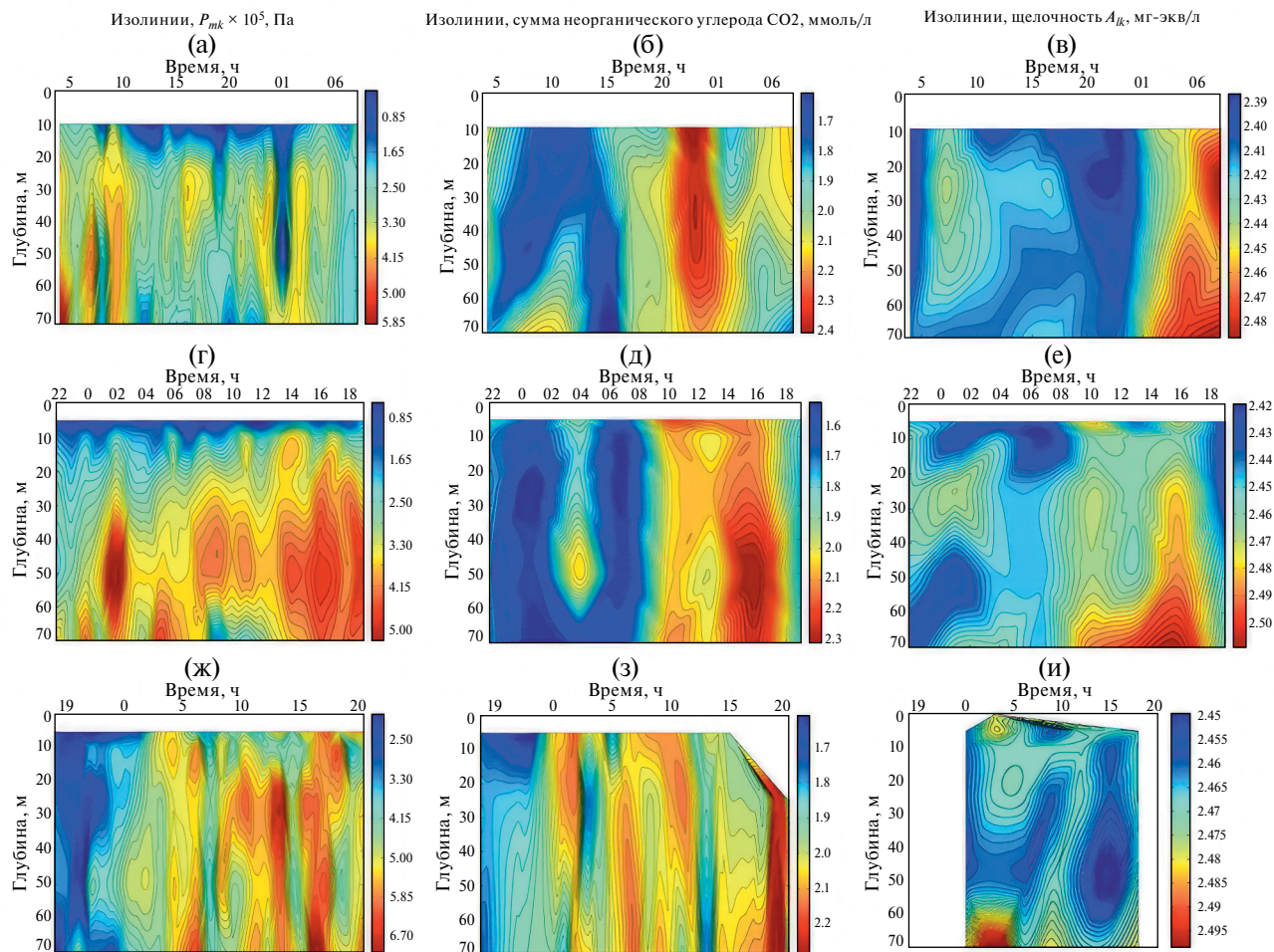


Рис. 5. Временная изменчивость. (а), (г), (ж) — изолинии $P_{mk} \times 10^5$ Па; (б), (д), (з) — изолинии ΣCO_2 , ммоль/л; (в), (е), (и) — изолинии щелочности A_{ik} , мг-экв/л. (а), (б), (в) — Станция № 1457; (г), (д), (е) — станция № 1469; (ж), (з), (и) — станция № 1472. По оси абсцисс отложено время в часах. По оси ординат отложена глубина в м.

25 м в этой части района измерений представляют собой область повышенных значений кавитационной прочности. Северная и южная часть полигона имеют высокие значения кавитационной прочности. Между ними находится широкая полоса малых значений кавитационной прочности. Ширина полосы составляет от 37°N до 39°N. Представляется, что эта часть района измерений состоит из трансформированных вод субтропической и субарктической структур.

Концентрация зародышей кавитации в морской воде имеет суточную изменчивость и связана с суточной миграцией зоопланктона с глубины на поверхность и обратно. Этот процесс неизбежно приводит к временной изменчивости величины кавитационной прочности. Таким образом, и пространственная и временная изменчивость

величины кавитационной прочности накладываются друг на друга и образуют сложный суммарный характер ее изменчивости.

С целью выявления изменчивости кавитационной прочности во времени все полученные значения ее величины были распределены последовательно во времени от нуля до двадцати четырех часов. На рис. 6б, 6г, 6е, 6з, 6к приведены изолинии величин кавитационных порогов на глубинах: (г) — 10 м, (е) — 25 м, (з) — 50 м, (к) — 70 м. На этих рисунках можно отметить, что в некотором временном интервале от 10-00 до 16-00 ч на всех глубинах величины кавитационных порогов увеличиваются приблизительно в 3.5 раза. Изменчивость кавитационной прочности на всех глубинах носит крайне неоднородный характер. На глубине 70 м на широте от 37°N до 41°N тонкая полоса малых

значений прорезает область высоких значений кавитационной прочности. На глубине 50 м такие ярко выраженные неоднородности отсутствуют. На глубинах 25, 10 и 5 м область малых значений кавитационной прочности имеет больший временной интервал.

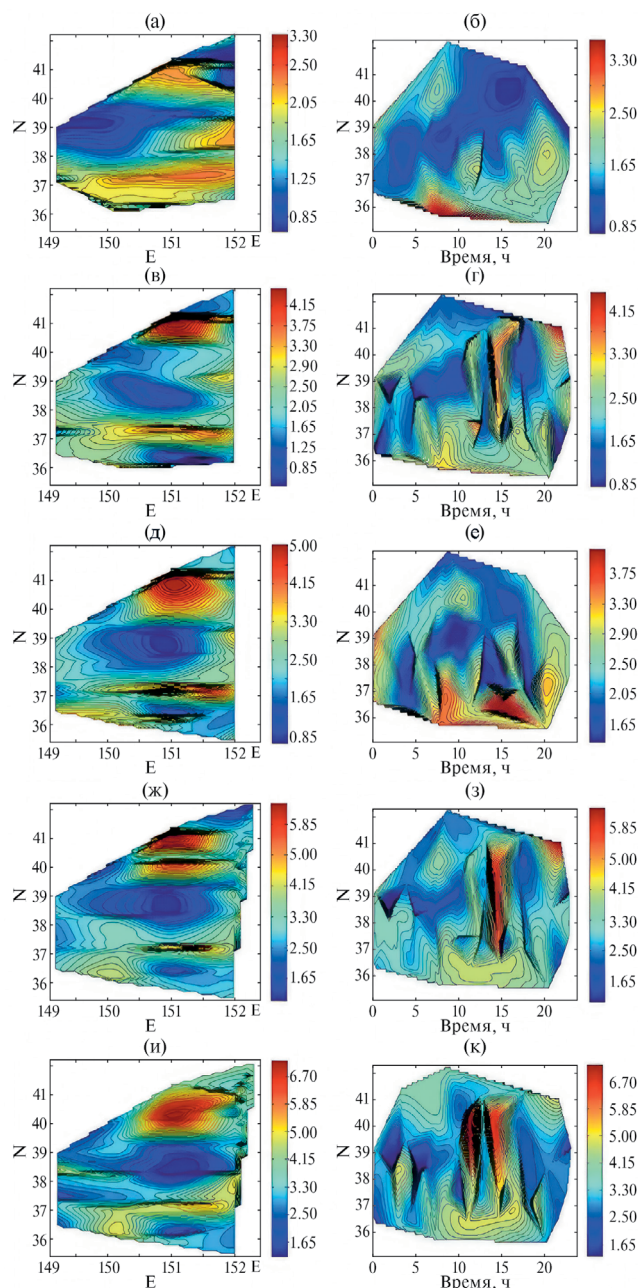


Рис. 6. (а), (в), (д), (ж), (и) — Пространственная изменчивость, изолинии $P_{mk} \times 10^5$ Па. (б), (г), (е), (з), (к) — Временная изменчивость, изолинии $P_{mk} \times 10^5$ Па. (а), (б) — Глубина 5 м; (в), (г) — глубина 10 м; (д), (е) — глубина 25 м; (ж), (з) — глубина 50 м; (и), (к) — глубина 70 м. По оси абсцисс отложено время в часах.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Так как величины кавитационных порогов обусловлены наличием зародышей кавитации, то значительная временная изменчивость этих величин может быть связана с вертикальной суточной миграцией зоопланктона. Кушинг [19] показал, что поведение мигрирующего зоопланктона сложно и многообразно. Это поведение в процессе миграции может быть разделено на пять стадий.

Первая стадия — это подъем зоопланктона с глубины на поверхность приблизительно за два часа до захода солнца, а иногда, и за десять часов. Вторая стадия — уход зоопланктона с поверхности на глубину в полночь, характерное для сумеречных мигрантов. Третья стадия — возвращение зоопланктона к поверхности перед восходом солнца после полуночного опускания. Четвертая стадия — с рассветом быстрый уход зоопланктона на глубину. Пятая стадия — дневной уровень нахождения зоопланктона постоянно изменяется, иногда даже в течении одного дня.

Поведение зоопланктона обладает чрезвычайным разнообразием и в разные сезоны, и для разного возраста. Даже суточный цикл обладает различными видами отклонений от общей схемы поведения. А иногда присутствуют аномалии в поведении суточного цикла. Следовательно, изменчивость концентрации и распределения по размерам зародышей кавитации обеспечивается поведением зоопланктона со всеми его аномалиями.

Временная изменчивость кавитационной прочности морской воды в различных водных массах, как показывают многочисленные экспериментальные данные, носит схожий характер. Величина кавитационных порогов значительно меняется за очень короткий временной интервал. Поскольку величина кавитационных порогов определяется концентрацией и распределением по размерам зародышей кавитации, то ее изменчивость должна быть обусловлена вертикальной миграцией этих зародышей. Таким механизмом перемещения зародышей кавитации может быть миграция зоопланктона. А свойство зоопланктона превращаться из аэрофобной взвеси в аэрофильную взвесь также способствует появлению в некоторой момент времени на некотором горизонте зародышей кавитации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Акуличев В. А.* Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. М.: Наука, 1978. 279 с.
2. *Briggs L. V.* Limiting Negative Pressure of Water // *J. Appl. Phys.* 1950. V. 21. P. 721–722.
3. *Yilmaz E., Hammit F. G., Keller A.* Cavitation inception thresholds in water and nuclei spectra by light-scattering technique // *J. Acoust. Soc. Am.* 1976. V. 59. № 2. P. 329–338.
4. *Рой Н. А.* Обзор. Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации // *Акуст. журн.* 1957. Т. 3. № 1. С. 3–18.
5. *Сиротюк М. Г.* Обзор. Ультразвуковая кавитация // *Акуст. журн.* 1962. Т. 8. № 3. С. 255–272.
6. *Перник А. Д.* Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 439 с.
7. *Мельников Н. П., Елистратов В. П.* Мезомасштабная пространственная изменчивость кавитационных порогов морской воды // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 2. С. 187–195.
8. *Гуленко И. И., Корец В. Л., Мальков В. В.* Некоторые вопросы методики измерения кавитационных порогов // Симпозиум по физике акусто-гидродинамических явлений. Сухуми, 1975. С. 35–39.
9. *Ilyichev V. I., Koretz V. L. and Melnikov N. P.* Spectral characteristics of acoustic cavitation // *Ultrasonics.* 1989. V. 27. P. 357–361.
10. *Акуличев В. А., Ильичев В. И.* Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 2. С. 167–179.
11. *Akulichev V. A., Penkin S. I., Shekhovtsev D. N.* Acoustic Cavitation in Tubes and Resonators // *Proc. of the 10th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics* (Edit. Akira Nakamura), Osaka: TeikohsaPress. 1984. P. 185–188.
12. *Rusby J. S. M.* The onset of sound wave distortion and cavitation in water and sea water // *J. Sound Vib.* 1970. V. 13. № 3. P. 257–267.
13. *Akulichev V. A., Ilyichev V. I.* Acoustic cavitation in sea water // *Proc. of the Int. Symp. of Propeller and Cavitation*, Shanghai: Editorial Office of Shipbuilding of China. 1986. P. 201–205.
14. *Корец В. Л., Мельников Н. П.* Зависимость кавитационного порога от статического давления // *Акуст. журн.* 1983. Т. 29. № 2. С. 199–203.
15. *Ильичев В. И., Елистратов В. П., Корец В. Л., Кузнецов Г. Н., Мельников Н. П.* Пространственная изменчивость кавитационных порогов в некоторых динамически активных зонах Мирового океана // *ДАН СССР.* 1990. Т. 312. № 4. С. 974–977.
16. *Ильичев В. И., Корец В. Л., Мельников Н. П.* Временная изменчивость кавитационной прочности морской воды // *ДАН СССР.* 1991. Т. 317. № 2. С. 458–461.
17. *Ильичев В. И., Елистратов В. П., Корец В. Л., Мельников Н. П.* Широкая изменчивость кавитационной прочности морской воды // *ДАН.* 1992. Т. 324. № 5. С. 1108–1110.
18. *Ильичев В. И., Корец В. Л., Мельников Н. П., Поздняков Н. В.* Кавитационная прочность воды в зоне смешения речных и морских вод // *Докл. Акад. наук.* 1994. Т. 335. № 2. С. 243–245.
19. *Cushing B. H.* The vertical migration of planktonic crustacea // *Biological Reviews-Cambridge Philosophical Society.* 1951. V. 26. № 2. P. 158–192.

VARIABILITY OF THE CAVITATION THRESHOLD OF SEA WATER UNDER NATURAL CONDITIONS

N. P. Melnikov

Volga State University of Water Transport, 5, Nesterov st, Nizhny Novgorod, 603951, Russia

**e-mail: melnikov50@mail.ru*

The results of measurements of cavitation thresholds and some hydrological and hydrochemical parameters of seawater in various areas of the World Ocean are presented and discussed. The stable temporal variability of the cavitation thresholds on the time scales of several days is shown. The daily, semi-daily and other periodicities of changes in the magnitude of cavitation thresholds were revealed.

Keywords: Cavitation threshold Cavitation strength of seawater.

СОВМЕСТНОЕ ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА КОГЕРЕНТНОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2024 г. М. А. Раевский^а, В. Г. Бурдуковская^{а,*}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, БОКС-120, 603950 Россия

*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28.02.2024 г.

После доработки 26.04.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Аналитически и численно исследуется совместное влияние случайных внутренних волн и развитого ветрового волнения на когерентность и эффективность пространственной обработки узкополосных акустических сигналов в мелком море. Предложена теоретическая модель для корреляционной матрицы многомодового сигнала на апертуре горизонтальной антенной решетки (АР), использующая различие пространственно-временных масштабов флуктуаций акустического поля, обусловленных ветровыми и внутренними волнами. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий в летний период. Коэффициент усиления антенны анализируется для трех методов пространственной обработки: метода ФАР, метода оптимальной линейной обработки и метода оптимальной квадратичной обработки. Основное внимание уделяется зависимости коэффициента усиления АР от интенсивности ветрового волнения и расстояния R между источником и антенной. Показано, что несмотря на гидрологию летнего типа, ветровое волнение может оказывать существенное влияние на коэффициент усиления горизонтальной антенны в широком диапазоне расстояний $R \sim 10\text{--}100$ км.

Ключевые слова: мелкое море, ветровое волнение, случайные внутренние волны, когерентность, многократное рассеяние, горизонтальная антенна, коэффициент усиления

DOI: 10.31857/S0320791924040121 EDN: XFCDUF

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические модели, описывающие флуктуации акустических сигналов в океанических волноводах, имеют как самостоятельное, так и прикладное значение. Эти модели достаточно хорошо разработаны [1] для глубоководных подводных звуковых каналов (ПЗК), где основным фактором флуктуаций акустического поля являются случайные внутренние волны. Аналогичные вопросы для статистических задач распространения звука в мелком море исследованы значительно хуже, что обусловлено как разнообразием флуктуаций среды распространения, так и недостаточной разработкой статистических моделей, описывающих эти флуктуации. Не последнюю роль играет при этом и региональная изменчивость случайных гидрофизических полей в мелком море: внутренних волн, неровностей донного рельефа, неоднородностей

донного грунта и т.д. Даже хорошо изученные спектры ветрового волнения требуют дальнейшего развития для условий распространения звука в области шельфа. Тем не менее, в настоящий момент имеется много экспериментальных данных о флуктуациях среды распространения в мелком море, которые позволяют использовать их для разработки статистической теории акустических сигналов в мелководных звуковых каналах и различных прикладных исследований. Наиболее важным, как нам представляется, является изучение влияния на статистические характеристики акустических сигналов ветрового волнения и случайных внутренних волн — факторов, постоянно присутствующих в типичных гидрофизических условиях. Исходя из этого, в данной работе рассматриваются вопросы влияния ветрового волнения и случайных внутренних волн (наиболее значимых флуктуаций среды) на

статистические характеристики узкополосных акустических сигналов и эффективность их пространственной обработки на апертуре горизонтальных антенных решеток (АР). Ранее аналогичные результаты были получены [2–10] в предположении изолированного воздействия ветрового волнения или внутренних волн (за исключением работ, где рассматривались интенсивность [11] и функции когерентности [12] акустических мод). Здесь мы учтем, что в реальных условиях, как правило, оба фактора воздействия присутствуют одновременно. При этом, как это будет показано далее, результирующее влияние ветрового волнения и внутренних волн не сводится к суммарному эффекту и поэтому требует обобщения полученных ранее результатов на уровне развития теоретической модели, описывающей флуктуации сигнала в звуковом канале с нерегулярной свободной поверхностью и флуктуациями скорости звука. В рамках этой модифицированной модели проведено численное моделирование пространственных корреляционных функций тонального сигнала и коэффициента усиления горизонтальной АР в мелком море с гидрологией летнего типа при различной интенсивности ветрового волнения на фоне внутренних волн. Исследование для летней гидрологии имеет особый интерес, поскольку традиционно считается, что ветровое волнение в этом случае большой роли не играет. Мы покажем, что и корреляционные характеристики акустического поля и коэффициент усиления АР в звуковом канале летнего типа могут существенно (не только количественно, но и качественно) зависеть от интенсивности ветрового волнения.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоскостой акустический волновод с регулярным профилем скорости звука $c(z)$. Предполагаем, что в нем имеются крупномасштабные флуктуации скорости звука $\Delta c(\mathbf{r}, z, t)$ из-за случайных внутренних волн и случайные неровности свободной поверхности $\zeta(\mathbf{r}, t)$, обусловленные ветровым волнением. В качестве модели дна рассматривается полупространство с произвольной плоскостойкой структурой. Имея в виду описание низкочастотных акустических волн (в диапазоне $f \leq 500$ Гц), будем использовать модовое разложение акустического поля. Давление $p(r, z, t)$ в дальней зоне представим в виде суперпозиции нормальных мод плоскостойкого волновода:

$$p(r, z, t) = \sum_{p=1}^N \frac{a_p(r, t) \varphi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \times \exp \left[i \left(k_p r - \omega t - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (1)$$

где ω — частота излучения, $\varphi_p(z)$ — ортонормированные собственные функции, k_p — волновые числа. В отсутствие флуктуаций среды коэффициенты a_p определяются глубиной источника $z_{\text{и}}$ (с точностью до численного коэффициента $a_p = \varphi_p(z_{\text{и}})$). При наличии флуктуаций скорости звука и нерегулярной поверхности коэффициенты разложения $a_p(r, t)$ являются случайными функциями времени t и горизонтальных координат $\mathbf{r}$. Корреляционные характеристики звукового поля описываются парными корреляторами $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций $\Delta c(\mathbf{r}, z, t)$ и смещение свободной поверхности. Мы ограничимся рассмотрением пространственных функций когерентности модовых амплитуд

$$N_p(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_p^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle, \quad (2)$$

которые позволяют анализировать статистические характеристики акустического поля в волноводе, усредненные по интерференционной структуре [13]. В частности, функции когерентности поля давления с поперечным (по отношению к направлению распространения волны) разнесением точек наблюдения описывается выражением

$$\begin{aligned} & \langle p(x, y_1, z, t) p^*(x, y_2, z, t) \rangle = \\ & = \sum_{p=1}^N (k_p x)^{-1} N_p(x, y_1, y_2, t) \varphi_p^2(z), \end{aligned} \quad (3)$$

где предполагается, что волна распространяется вдоль оси x . В дальнейшем объемные флуктуации Δc и неровности поверхности ζ предполагаются статистически однородными по $\mathbf{r}$ и стационарными, поэтому коррелятор и N_p зависит от аргументов x , $\rho = y_1 - y_2$ и не зависит от времени t (аргумент t в дальнейшем опускается). Флуктуации среды являются крупномасштабными, что позволяет описывать эффекты рассеяния с помощью уравнений переноса. Для функций когерентности $N_p(\rho, x)$ оно получено как в случае флуктуаций скорости звука [13], так и в случае нерегулярной свободной поверхности (при малых значениях параметра

Рэлея) [14]. Для ненаправленного (в горизонтальной плоскости) источника оно имеет вид:

$$\frac{\partial N_p(\rho, x)}{\partial x} = \sum_{p_1} W_{pp_1}(\rho, x) N_{p_1}(\rho, x) - 2\left(\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|\right) N_p(\rho, x). \quad (4)$$

Здесь мнимая часть волнового числа $\operatorname{Im} k_p$ обусловлена затуханием в регулярном волноводе, вероятность перехода $W_{pp_1}(\rho, x)$ и декремент затухания когерентной компоненты γ_p выражаются через спектр поверхностного волнения [14], либо спектр флуктуаций скорости звука [13], обусловленных внутренними волнами. Если сделать естественное предположение о некоррелированности ветрового волнения и фоновых внутренних волн, то их совместное воздействие на акустическое поле будет описываться тем же уравнением (4), где $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p являются суммой выражений, соответствующих ветровому волнению и внутренним волнам. Такой подход, в принципе, возможен, но он связан с большим объемом вычислений и, главное, не позволяет дать наглядную физическую интерпретацию получаемых при численном моделировании результатов. Более перспективным представляется использование двухмасштабной модели флуктуаций, основная идея которой обсуждалась в

работе [14]. К сожалению, при этом были сделаны и другие допущения, которые существенно ограничивают применимость полученных ранее результатов. Здесь мы откажемся от этих ограничений, что позволяет получить теоретическую модель, позволяющую описывать корреляционные функции сигнала и исследовать эффективность пространственной обработки на значительном удалении АР от источника (порядка нескольких сотен километров). Основным физическим предположением является разделение флуктуаций акустического поля на медленные, крупномасштабные (обусловленные внутренними волнами), и сравнительно быстрые, мелкомасштабные, причиной которых является ветровое волнение. Первые, для краткости, будем называть низкочастотной компонентой сигнала (НК), а вторые — высокочастотной компонентой (ВК). При этом статистические характеристики ВК обусловлены, в основном, ветровым волнением, поскольку доплеровские сдвиги частоты и углы рассеяния из-за внутренних волн малы и не оказывают значимого влияния на формирование корреляционных функций и энергии мод ВК. Поэтому для высокочастотной компоненты функция когерентности $N_p(\rho, x)$ описывается уравнением переноса (4), где $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p выражаются через пространственный спектр ветрового волнения $B(k_x, k_y)$:

$$W_{pp_1}(\rho, x) = \frac{\pi}{2k_p k_{p_1}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_1}}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B(k_p - k_{p_1}, k_y) \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (5)$$

$$\gamma_p = \frac{1}{2k_p} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(k_p - \eta \cos \theta, \eta \sin \theta) d\theta, \quad (6)$$

где $d\varphi_p/dz$ — производные собственных функций на поверхности, $k_0 = \omega/c(0)$.

Важно отметить, что в случае ветрового волнения уравнения (4) (6) описывают не только взаимодействие между всеми модами, локализованными в волноводе, но и излучение их энергии за критический угол волновода. Этот эффект анализируется как взаимодействие мод дискретного и сплошного спектров и учитывается в формуле (6) для декремента γ_p (подробнее см. [14]). В результате уравнение переноса (4) учитывает взаимодействие (из-за ветрового волнения) между всеми модами дискретного спектра, а также их взаимодействие со всеми модами сплошного спектра.

Пространственно-временные флуктуации НК являются медленными и крупномасштабными, как и сами внутренние волны, характерные частоты которых всегда меньше частоты Вайсяля $N(z)$ (т.е. $10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ с}^{-1}$), горизонтальные масштабы корреляции порядка $10^3 \dots 10^4 \text{ м}$, а вертикальная индикатриса рассеяния существенно меньше критического угла волновода. Все это позволяет описывать флуктуации НК с помощью модового аналога [15] метода плавных возмущений (МПВ). При этом вводится понятие модовых лучей, т.е. лучей, выходящих из источника с углами скольжения $\theta_p = \arccos\left(\frac{k_p c(z_u)}{\omega}\right)$. Функции когерентности

модовых амплитуд $N_p(\rho, x)$ выражаются через структурную функцию фазовых флуктуаций $D_p(\rho, x)$ (вычисляемых вдоль траекторий модовых лучей в геометрикооптическом приближении):

$$N_p(\rho, x) = \varphi_p^2(z_u) \exp\left(-\frac{1}{2} D_p(\rho, x)\right), \quad (7)$$

причем в [15] предполагалось, что энергия мод сохраняется. В нашем случае этот метод требует обобщения, поскольку из-за ветрового волнения

$$\tilde{N}_p(\rho, x) = \varphi_p^2(z_u) \exp\left[-\frac{1}{2} D_p(\rho, x) - 2\gamma_p x - 2|\operatorname{Im} k_p| x\right] + N_p(\rho, x) - \varphi_p^2(z_u) \exp\left[-2\gamma_p x - 2|\operatorname{Im} k_p| x\right], \quad (8)$$

где $N_p(\rho, x)$ — решение уравнения переноса (4) с коэффициентами $W_{pp_1}(\rho, x)$ и γ_p , соответствующими ветровому волнению. Полученное выражение допускает наглядную физическую интерпретацию: первое слагаемое описывает низкочастотную компоненту сигнала, обусловленную внутренними волнами, но учитывает и влияние ветрового волнения на энергию акустических мод, второе слагаемое соответствует высокочастотным флуктуациям акустических мод из-за ветрового волнения и является решением уравнения переноса (4) с коэффициентами (5), (6) для рассеянной компоненты поля (поэтому из $N_p(\rho, x)$ вычитается вклад когерентной компоненты). Важно при этом отметить, что эффекты декорреляции сигнала, обусловленные внутренними волнами и ветровым волнением,

и затухания в дне возникает эффект ослабления энергии акустических мод, который формулой (7) не учитывается. С хорошей точностью этот эффект можно учесть, используя декремент затухания $\gamma_p + |\operatorname{Im} k_p|$, где γ_p имеет вид (6). В итоге для функций когерентности модовых амплитуд при совместном воздействии на акустическое поле внутренних волн и ветрового волнения получим формулу:

не являются аддитивными, поскольку энергия мод для низкочастотной компоненты сигнала зависит от уровня ветрового волнения.

Для получения конкретных результатов необходимо уточнить статистические модели флуктуаций, обусловленных ветровым волнением и фоновыми внутренними волнами. Будем предполагать, что ветровое волнение является развитым, и для его частотного спектра будем использовать спектр JONSWAP [16], полученный в ходе широкомасштабных натурных экспериментов. Угловой спектр волнения будем считать изотропным. В этом случае, используя дисперсионное соотношение для гравитационных волн $\Omega(k) = \sqrt{gk}$, для коэффициентов уравнения переноса из формул (5), (6) получим выражения:

$$\gamma_p = \frac{g^2}{8\pi k_p} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega) \Omega^{-3} d\phi, \quad (9)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_p - \eta \cos \phi)^2 + \eta^2 \sin^2 \phi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (10)$$

$$W_{pp_1}(\rho, x) = \frac{g^2}{8k_p k_{p_1}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_1}}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^3} \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (11)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_p - k_{p_1})^2 \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (12)$$

Флуктуации показателя преломления, обусловленные фоновыми внутренними волнами, будем также считать изотропными в горизонтальной плоскости и характеризовать локальным частотно-модовым спектром $F_\mu(\Omega, j, z)$. Для него ранее [1] было получено выражение

$$F_\mu(\Omega, j, z) = \mu_0^2 \left(\frac{n}{n_0} \right)^3 \Phi(\Omega) H(j) \quad (13)$$

где $\Phi(\Omega)$, $H(j)$ — нормированные на единицу частотный и модовый спектры энергии внутренних

волн, $n(z)$ — профиль частоты Брента–Вайсяля, n_0 — ее характерное значение, μ_0^2 — дисперсия флуктуации показателя преломления вблизи поверхности.

Спектры, предлагаемые для описания фоновых внутренних волн в мелком море, по сути, являются модификациями известной модели Гаррета–Манка. Наиболее последовательно это сделано в работе [17], по результатам длительных наблюдений на океаническом шельфе (эксперимент SWARM95), которые позднее были верифицированы в эксперименте SW06 [18]. В результате для частотного и модового спектров $\Phi(\Omega)$ и $H(j)$ были предложены зависимости

$$\Phi(\Omega) = N_\Omega \frac{\sqrt{\Omega^2 - \Omega_i^2}}{\Omega^2 \sqrt{n^2 - \Omega_i^2 + \Omega^2}}, \quad (14)$$

$$d_p \left[z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] = 4k_0^2 \sum_{j=1}^{\infty} \int_{\Omega_L}^{n(z_p(x'))} F_\mu(\Omega, j, z_p(x')) k_y^{-1} \left[1 - \cos \left(k_y \frac{x'}{x} \rho \right) \right] d\Omega, \quad (17)$$

где $F_\mu(\Omega, j, z_p(x'))$ — частотно-модовый спектр флуктуаций показателя преломления, определяемого формулами (13)–(16), и Ω_L , k_y имеют вид:

$$\Omega_L^2(x) = \Omega_i^2 + n^2(z_p(x)) \operatorname{tg}^2(\theta_p(x)), \quad (18)$$

$$k_y = \sqrt{\Omega^2 - \Omega_L^2} / n_0 B, \quad (19)$$

$z_p(x)$ — траектория модового луча, $\theta_p(x)$ — его угол скольжения.

Данная теоретическая модель позволяет рассчитывать корреляционную матрицу сигнала на апертуре АР и тем самым прогнозировать эффективность его пространственной обработки в

$$N_{mn}(R) = \sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(\rho = d | m - n | \cos \varphi_A, R) \exp \left[i k_p d (m - n) \sin \varphi_A \right], \quad (20)$$

где z_A — глубина АР. При пространственной обработке сигнала удобно использовать нормированную корреляционную матрицу $\|\bar{N}_{mn}(R)\|$ с элементами

$$\bar{N}_{mn}(R) = \frac{N_{mn}(R)}{\sqrt{N_{mm}(R)} \sqrt{N_{nn}(R)}}, \quad (21)$$

$$H(j) = N_j \frac{1}{(j^2 + j_*^2)^{p/2}}, \quad (15)$$

где для параметров спектра $H(j)$ предложены значения $j_* = 1$ и $p = 3$ (N_Ω и N_j — нормировочные константы). По результатам тех же экспериментов SWARM95 для дисперсии флуктуаций было получено значение $\mu_0^2 = 2 \times 10^{-6} \dots 4 \times 10^{-6}$. В дальнейшем мы будем использовать именно эти результаты.

Используя соотношения для пространственно- и частотно-модового спектров флуктуаций показателя преломления в приближении ВКБ [1], для структурной функции $D_p(\rho, x)$ можно получить следующую формулу:

$$D_p(\rho, x) = \int_0^x d_p \left[z_p(x'), \theta_p(x'), \frac{x'}{x} \rho \right] dx', \quad (16)$$

различных океанологических условиях (в частности, при произвольных профилях скорости звука и частоты Брента–Вайсяля).

Будем полагать, что горизонтальная эквидистантная АР с межэлементным расстоянием d , равным половине длины волны, находится на глубине z_A . Горизонтальное расстояние от источника до центра антенны обозначим R , угол ее ориентации (по отношению к источнику) φ_A произволен. Антенна находится в дальней зоне и кривизной фазового фронта акустических мод на ее апертуре можно пренебречь. Для этого необходимо выполнение условия $R \gg k_p d^2 M^2 / 8\pi$, где M — число элементов АР. В этом случае для элементов корреляционной матрицы сигнала на апертуре АР получим следующее выражение:

соответствующими межэлементным коэффициентам корреляции сигнала. В качестве помехи рассмотрим модель океанического шума, некоррелированного на элементах АР. Для него нормированная корреляционная матрица является единичной.

Для оценки эффективности пространственной обработки мы выберем коэффициент усиления G , т.е. величину выходного отношения сигнал/

шум (ОСШ), отнесенного к величине ОСШ на одном элементе. Для сравнения будем рассматривать следующие методы пространственной обработки: метод формирования диаграммы направленности (ФАР), компенсированной в направлении на источник (коэффициент усиления G_0), метод оптимальной линейной обработки [19]

$$G_0(R) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \bar{N}_{mn}(R) \exp[-ik_A d(m-n) \sin \varphi_A], \quad (22)$$

$$G_1(R) = \lambda_1(R), \quad G_2(R) = \left[\sum_i \lambda_i^2(R) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

где $k_A = \omega/c(z_A)$, $\lambda_i(R)$ – собственные значения корреляционной матрицы $\|\bar{N}_{mn}\|$, $\lambda_1(R)$ – максимальное собственное значение.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На основании предлагаемой теоретической модели были проведены численные расчеты пространственной когерентности сигнала и коэффициентов усиления АР, соответствующих различным способам пространственной обработки. Численное моделирование проводилось для горизонтально однородного (в отсутствие ветрового волнения и внутренних волн) волновода летнего типа. При этом, как и в работе [10], использовался модельный волновод, в котором профили скорости звука и частоты Брента–Вяйсяля задаются аналитическими выражениями:

$$n(z) = n_0 \exp(-z/B), \quad (24)$$

$$A(z) = c_0 \left[1 + \frac{G n_0^2 B}{2} \left(\exp\left(-\frac{2z}{B}\right) - 1 \right) + \gamma_A z \right], \quad (25)$$

где $\gamma_A = 1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ – адиабатический градиент скорости звука, $G = 2.45 \left(\frac{1 + 0.05r}{1 - r} \right)$ и для параметра r , который характеризует относительную роль солености и температуры, выбрано типичное значение $r = 0.2$. Моделирование проводилось для волновода с глубиной дна $H = 150 \text{ м}$ и параметрами $B = 70 \text{ м}$, $n_0 = 0.01 \text{ с}^{-1}$, $c_0 = 1500 \text{ м/с}$.

Соответствующие профили $n(z)$ и $c(z)$ приведены на рис. 1. Для частотно-модового спектра

(коэффициент усиления G_1) и метод оптимальной квадратичной обработки [20, 21] (коэффициент усиления G_2). Учитывая нормировку корреляционной матрицы сигнала $\|\tilde{N}_{mn}\|$ и некоррелированность шума на элементах АР, для этих величин имеем следующие выражения:

флуктуаций показателя преломления (обусловленных внутренними волнами) использовались формулы (13)–(15) с параметрами $j^* = 1$, $p = 3$, $\mu_0^2 = 4 \times 10^{-6}$, а для инерционной частоты значение $\Omega_i = 9.6 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, что соответствует широте 40° (региону проведения экспериментов SWARM 95 и SW06). В качестве модели дна использовалось жидкое полупространство, с плотностью $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ и коэффициентом затухания $\delta = 0.1 \text{ дБ/км Гц}$. Для скорости звука в дне c_l рассматривались значения: $c_l = 1800 \text{ м/с}$, типичное для неконсолидированных осадков, и $c_l = 2200 \text{ м/с}$ (полуконсолидированные осадки).

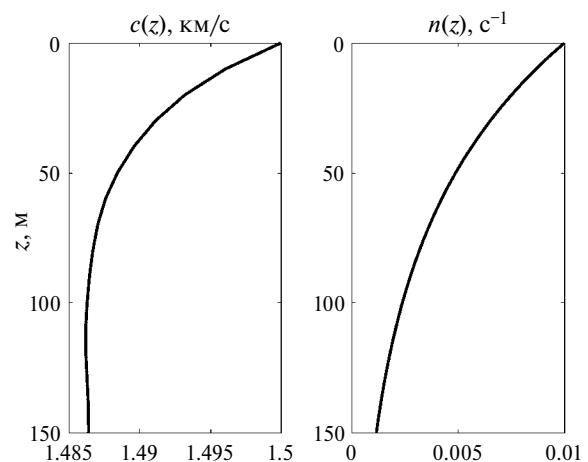


Рис. 1. Профили скорости звука и частот Брента–Вяйсяля.

Расчеты проводились для частоты излучения $f = 250 \text{ Гц}$, при этом источник располагался на глубине $z_{\text{и}} = 50 \text{ м}$ или вблизи поверхности ($z_{\text{и}} = 15 \text{ м}$). Приемная АР со стандартным межэлементным расстоянием, равным половине длины волны ($d = 3 \text{ м}$),

расположена вблизи дна на глубине $z_A = 150$ м и ориентирована по отношению к источнику либо перпендикулярно ($\varphi_A = 0$), либо под углом $\varphi_A = 30^\circ$.

При моделировании предполагалось, что уровень и статистические характеристики фона внутренних волн (а значит, и флуктуаций показателя преломления) остаются неизменными, а интенсивность ветрового волнения может меняться в зависимости от метеорологических условий. Для последних рассмотрены три ситуации: скорость ветра V равна нулю (ветровое волнение отсутствует), умеренное волнение ($V = 10$ м/с), сильное волнение ($V = 15$ м/с).

Рассмотрим вначале результаты расчетов для коэффициента поперечной корреляции $K(\rho, R)$ сигнала на горизонте расположения АР, который, в основном, и определяет эффективность его пространственной обработки на апертуре горизонтальной антенны. Значение $K(\rho, R)$, усредненное по интерференционной структуре (либо непосредственно в предположении некоррелированности мод), вычисляется по формуле:

$$K(\rho, R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(\rho, R)}{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) \tilde{N}_p(0, R)}. \quad (26)$$

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов коэффициента корреляции при различной скорости ветра V и нескольких значениях расстояния R между источником и антенной. Слева приведены расчетные кривые для неконсолидированных осадков, справа — для полуконсолидированных осадков (глубина источника $z_{\text{и}} = 50$ м). Видно, что, несмотря на гидрологию летнего типа, ветровое волнение оказывает существенное влияние на когерентность акустического поля. Это отражается и на уровне остаточных корреляций (соответствующих большим значениям ρ), и на значении эффективного масштаба корреляции $L_{\text{кор}}$ (на уровне e^{-1}). Например, для дистанции $R = 10$ км уровень остаточных корреляций без ветрового волнения (когда они обусловлены фоновыми внутренними волнами) равен 0.7–0.8, при умеренном волнении равен 0.2–0.3, при сильном волнении 0.1–0.15. Ветровое волнение значительно влияет и на эффективный масштаб корреляции. Например, на дистанции $R = 100$ км ветровое волнение, как следует из результатов расчетов, в 1.5–2 раза уменьшает масштаб корреляции сигнала в сравнении со случаем фоновых внутренних волн (то есть $V = 0$).

Объяснение отмеченного выше влияния ветрового волнения на когерентность акустического поля сигнала для канала с летней гидрологией связано с высшими модами, которые эффективно рассеиваются на ветровом волнении и, хотя также эффективно затухают в дне, в итоге оказывают значительное влияние на когерентность многомодового сигнала.

Сравнение результатов расчетов для полуконсолидированных и неконсолидированных осадков показывает, что зависимости коэффициента корреляции от скорости ветра V и дистанции R близки, но и имеются некоторые количественные различия, которые в основном проявляются на коротких дистанциях. Как нам представляется, это объясняется тем, что профиль волновода и его глубина при проведении этих расчетов не меняются. Поэтому структура и дисперсионные характеристики мод с фазовыми скоростями $c_p < 1800$ м/с изменяются незначительно, а высшие моды, которые появляются при увеличении скорости звука в дне (для них $1800 < c_p < 2200$ м/с) сравнительно быстро затухают и оказывают влияние на коэффициент корреляции лишь на коротких дистанциях $R < 50 \dots 100$ км. Эффективный масштаб корреляции при всех значениях скорости ветра монотонно уменьшается при увеличении расстояния R между антенной и источником. В случае умеренного и сильного волнения при изменении R от 50 до 200 км $L_{\text{кор}}$ меняется в сравнительно узком диапазоне $(20 \dots 35)\lambda$ (для частоты $f = 250$ Гц длина волны $\lambda = 6$ м). Интересно при этом отметить, что $L_{\text{кор}}$ для дистанции $R = 50$ км в этом случае равен $(25 \dots 35)\lambda$, что неплохо совпадает с хорошо известным значением $L_{\text{кор}} = 30\lambda$ ("Carey number"), которое было предложено [22, 23] при обобщении результатов экспериментов в мелком море для диапазона частот $f = 300 \dots 400$ Гц и на дистанциях $R < 50$ км. Если быть более точным, W. Carey предложил для масштаба корреляции диапазон $(20 \dots 40)\lambda$, а "Carey number" является средним значением для этого интервала.

В отсутствие ветрового волнения для масштаба корреляции на расстоянии от источника $R = 50$ км получаем оценку $L_{\text{кор}}$ порядка 40λ (при этом необходимо исключить вклад остаточных корреляций, обусловленных когерентной компонентой поля). Это значение также соответствует предложенному W. Carey диапазону $(20 \dots 40)\lambda$. Разумеется, более обстоятельное сравнение предлагаемой модели с экспериментальными данными требует отдельного исследования. В этом плане отметим работу [23],

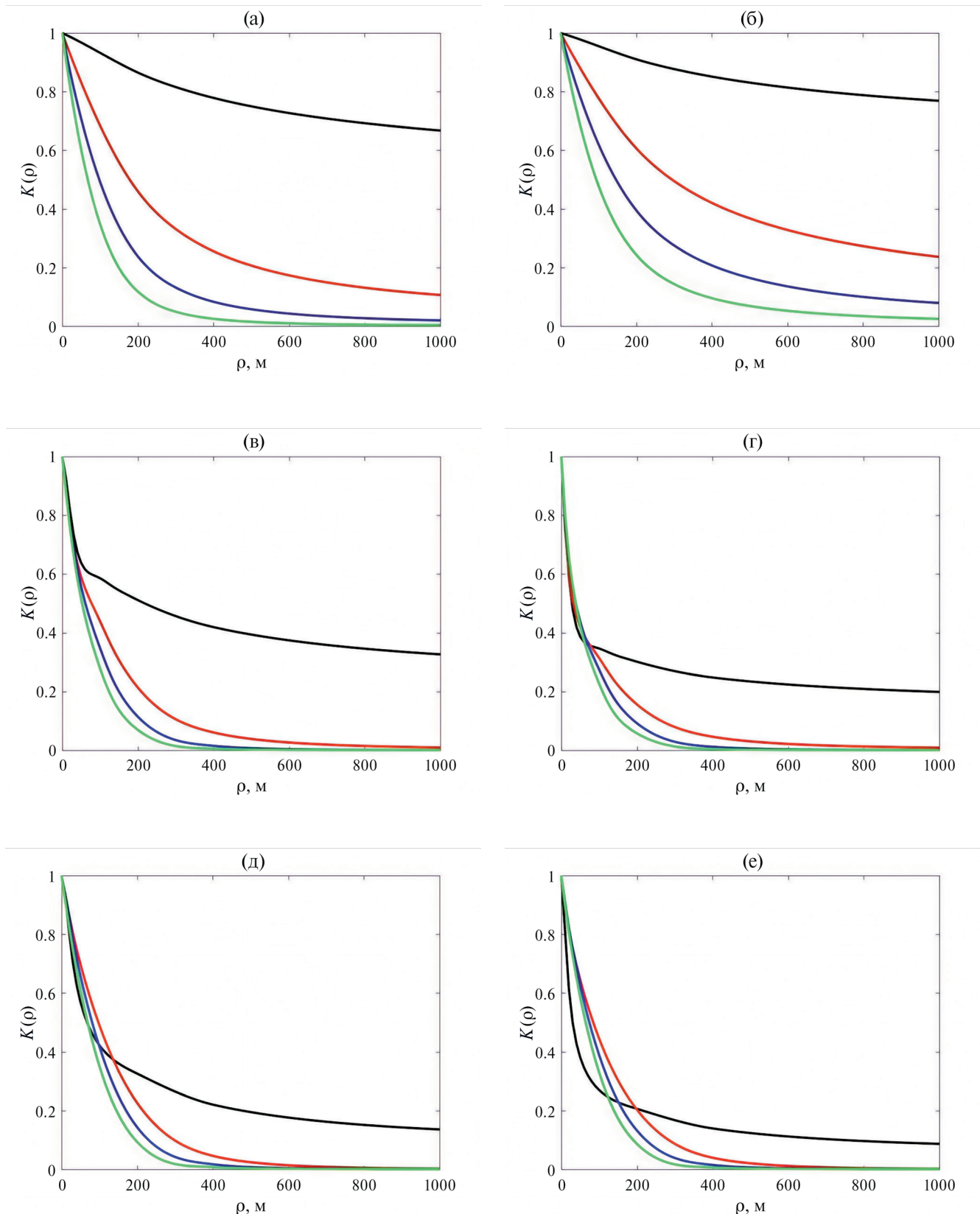


Рис. 2. Коэффициент поперечной корреляции при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с на расстоянии $R = 10$ км (черная кривая), $R = 50$ км (красная), $R = 100$ км (синяя), $R = 200$ км (зеленая). (а, в, д) — Неконсолидированные донные осадки, (б, г, е) — полуконсолидированные.

где проводилось подобное сравнение для функции когерентности и коэффициента усиления антенны (с использованием метода ФАР). При проведении численных расчетов авторы рассматривали модельные гауссовы функции корреляции как для неровностей границы волновода, так и для объемных флуктуаций. Расчет функции когерентности низкочастотных сигналов и коэффициента усиления АР проводился в рамках теории адиабатических мод, хотя при выбранных значениях масштаба корреляции ветрового волнения и неровностей дна (50 м) и горизонтального масштаба флуктуаций скорости звука (100 м) необходимо учитывать взаимодействие мод и применимость адиабатического приближения весьма проблематична. Таким образом, вопрос об адекватной теоретической модели, описывающей когерентность акустических сигналов в мелком море, остается открытым.

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования для коэффициента усиления горизонтальной АР с различным числом элементов. На рис. 3 приведены результаты численных расчетов коэффициента усиления антенны, соответствующих методу ФАР (G_0) и оптимальным методам обработки сигнала (G_1 и G_2) для АР с числом элементов $M = 201$, т.е. длиной антенны $L = 100\lambda$, в случае неконсолидированных осадков и глубины источника $z_{\text{и}} = 50$ м. Из результатов расчетов следует, что ветровое волнение существенно влияет не только на количественные значения коэффициента усиления G_i , но и на характер его зависимости от расстояния между АР и источником. Следует при этом отметить, что влияние ветрового волнения максимально на сравнительно малом удалении АР от источника $R < 50 \dots 100$ км. Это объясняется влиянием высших и средних мод, у которых фазовые скорости c_p превышают скорость звука на поверхности $c(0)$. Эти моды интенсивно рассеиваются на ветровом волнении, но при увеличении длины акустической трассы затухают и остаются низшие моды, которые имеют $c_p < c(0)$ и экспоненциально малы вблизи поверхности волновода. Когерентность этих мод определяется объемными флуктуациями, т.е. внутренними волнами. Именно поэтому, значения коэффициентов G_i (как это следует из результатов моделирования) слабо реагируют на уровень ветрового волнения при большом удалении АР от источника ($R \sim 200 \dots 300$ км).

Рассмотрение выигрыша оптимальных методов обработки в сравнении с методом ФАР показывает, что для перпендикулярно ориентированной антенны G_1 и G_0 практически совпадают, а G_2

превышает G_0 на 2 дБ. В случае антенны, ориентированной под углом к источнику, G_0 существенно проигрывает (до 8 дБ) оптимальным методам на малом удалении АР от источника, но при увеличении дистанции значения G_0 приближаются к G_1 (этот эффект объясняется затуханием высших мод и увеличением, вследствие этого, эффективности фазовой компенсации для метода ФАР [3]). Выигрыш квадратичной обработки G_2/G_1 при $\varphi_A = 30^\circ$ растет с увеличением скорости ветра и достигает 2.5 дБ.

Результаты моделирования для короткой антенны с числом элементов $M = 51$ (т.е. длиной антенны $L = 25\lambda$) представлены на рис. 4, из них следует, что и в этом случае влияние ветрового волнения, в основном, проявляется на сравнительно малых расстояниях $R < 50 \dots 100$ км. На большем удалении АР от источника значения коэффициента усиления для каждого способа обработки сигнала также слабо зависят от скорости ветра и угла ориентации антенны. Хотя основные закономерности, отмеченные выше, сохраняются, но влияние флуктуаций среды на коэффициент усиления короткой АР сравнительно мало. К примеру, для перпендикулярно ориентированной антенны выигрыш квадратичной обработки не превышает $0.5 \dots 1$ дБ, а изменения G_i при удалении АР от источника менее 4 дБ.

Из результатов моделирования также следует, что на когерентность и эффективность пространственной обработки сигнала может существенно влиять глубина источника. В качестве примера приведем данные численных расчетов в случае неконсолидированных осадков и источника, расположенного вблизи поверхности ($z_{\text{и}} = 15$ м) для антенны с числом элементов $M = 201$. Результаты этих расчетов приведены на рис. 5. Из сравнения их с аналогичными при $z_{\text{и}} = 50$ м (см. рис. 3) видно, что изменились и сами значения коэффициентов усиления G_i и их зависимости от дистанции, отличия достигают 2 дБ. Выигрыш квадратичной обработки в сравнении с линейной также увеличился и достигает $2 \dots 3$ дБ. Влияние ветрового волнения в этом случае более значительно, поскольку источник, расположенный вблизи поверхности, не возбуждает низшие моды волновода и, соответственно, в модовом спектре сигнала повышается вклад средних и высоких мод, которые эффективно рассеиваются на ветровом волнении.

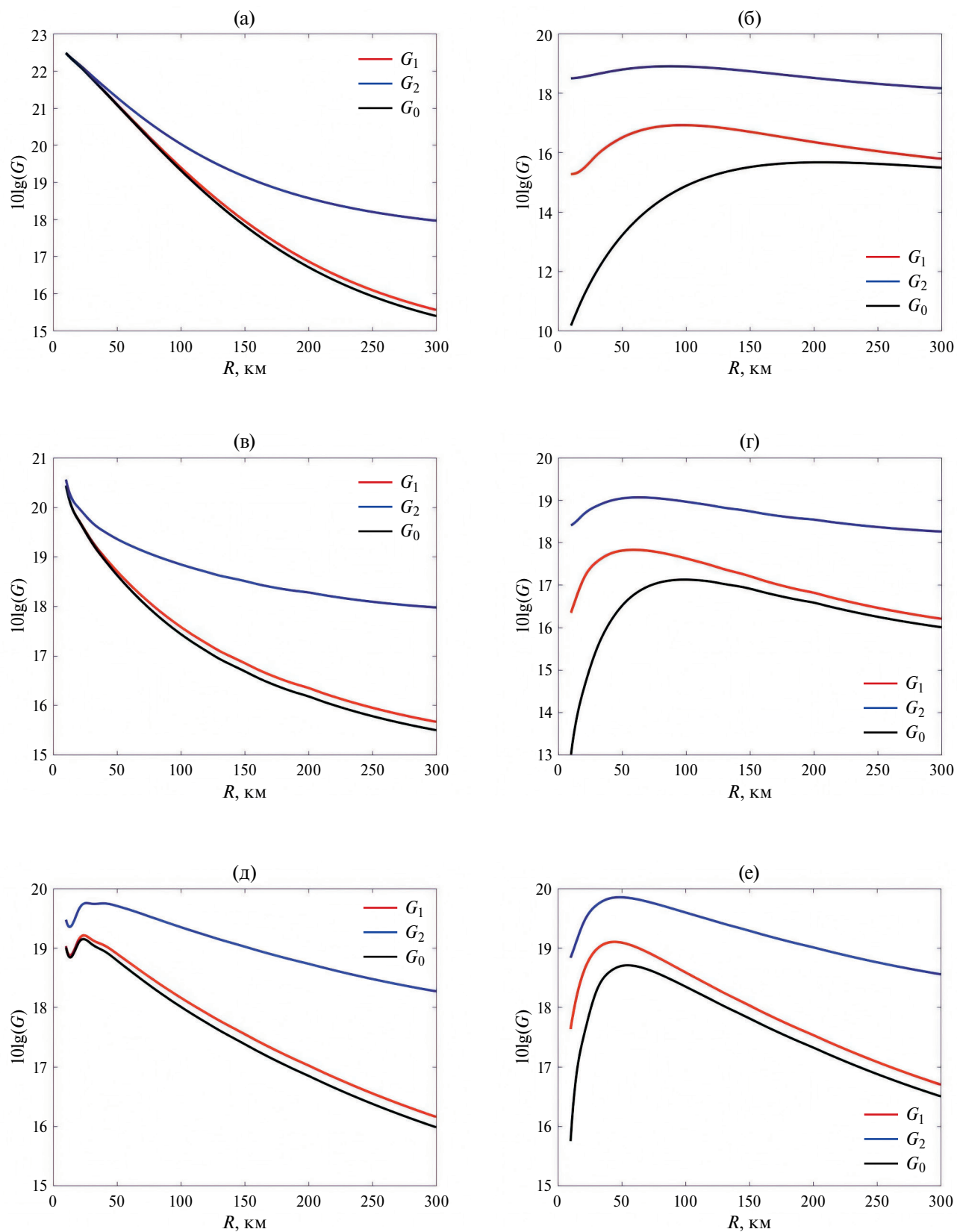


Рис. 3. Коэффициенты усиления АР с числом элементов $M = 201$ при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с; (а, в, д) — при $\phi_A = 0^\circ$, (б, г, е) — при $\phi_A = 30^\circ$. Глубина источника $z_{\text{и}} = 50$ м, неконсолидированные осадки.

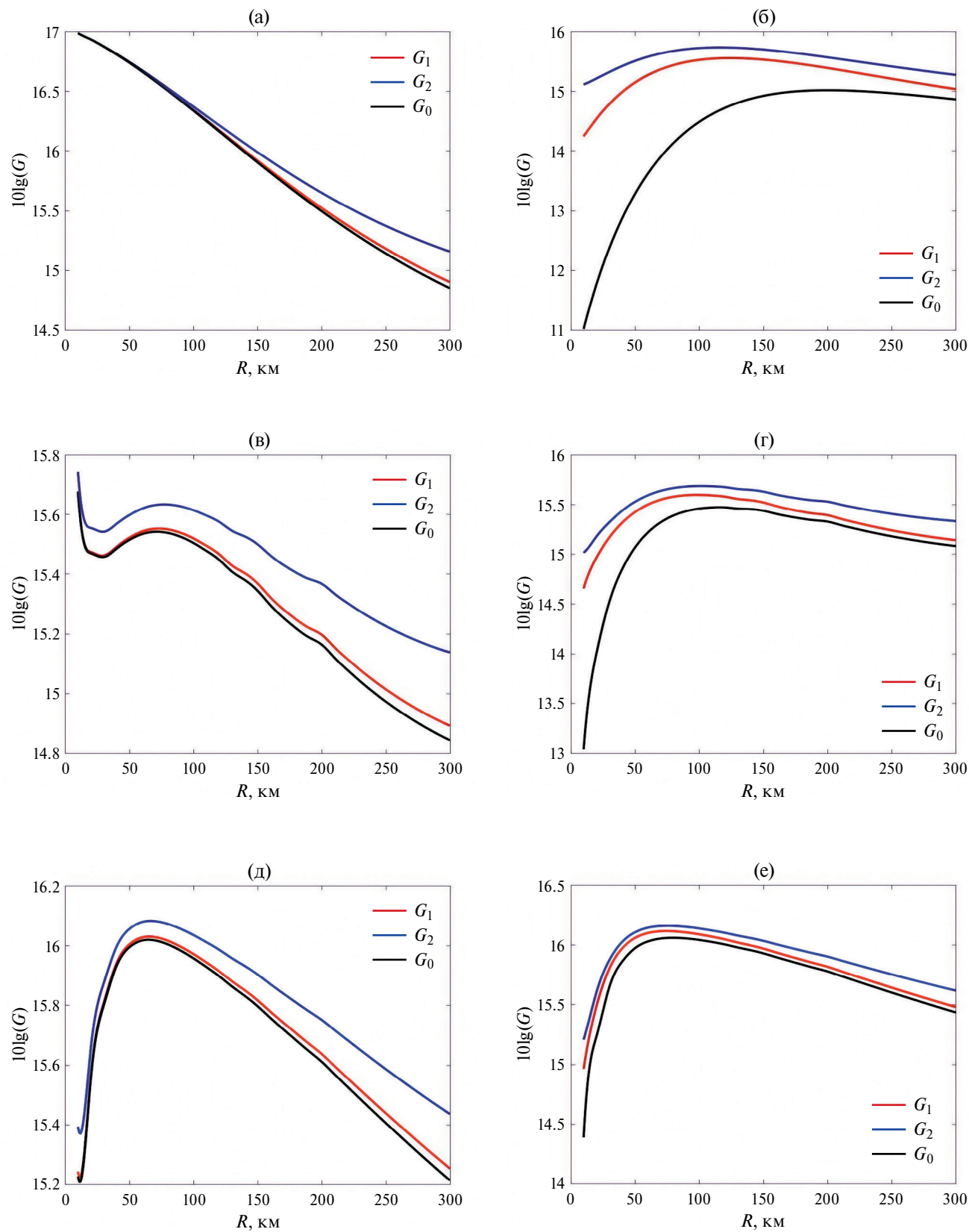


Рис. 4. То же, что на рис. 3 для АР с числом элементов $M = 51$.

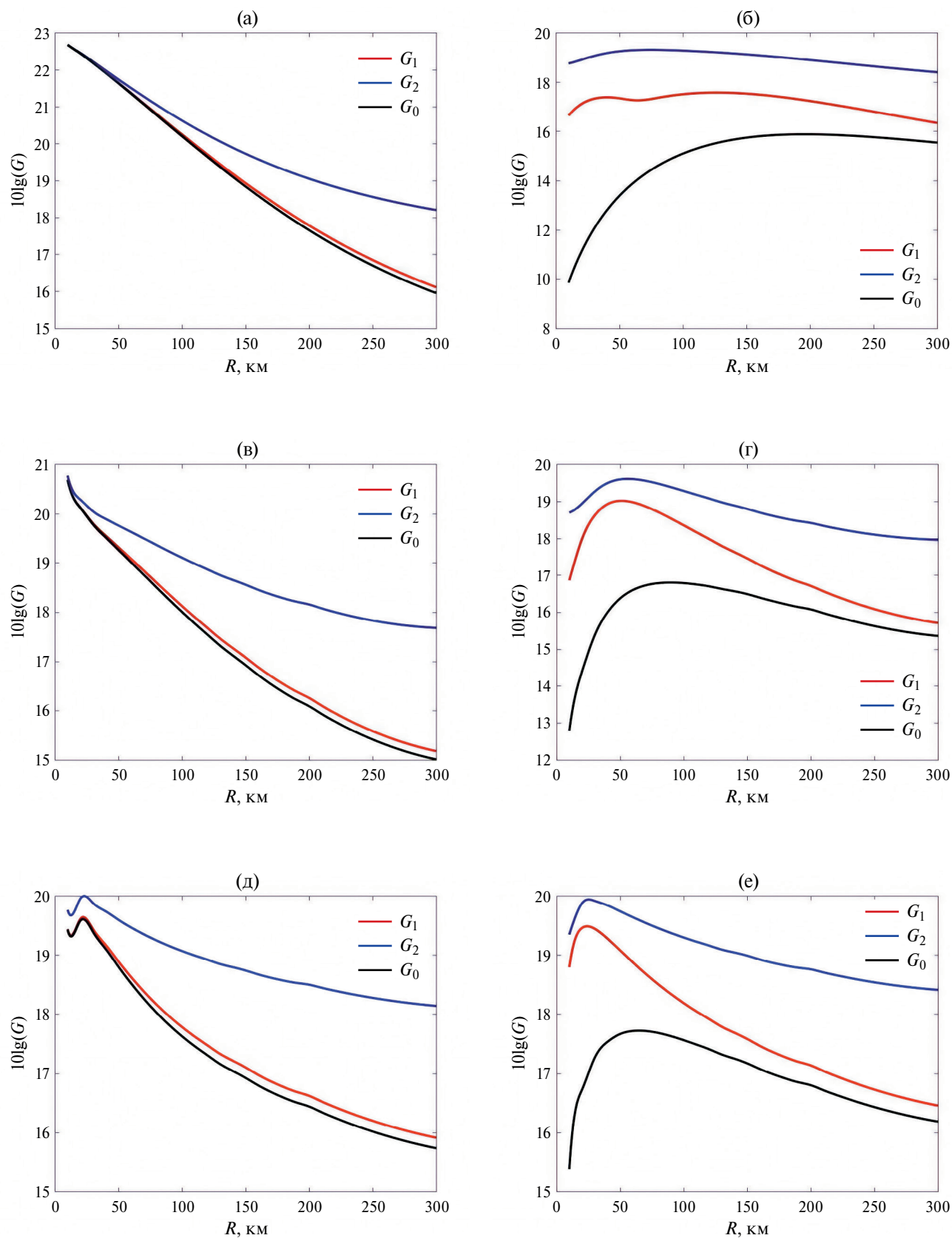


Рис. 5. Коэффициенты усиления АР с числом элементов $M = 201$ в случае приповерхностного источника $z_{\text{и}} = 15$ м при скорости ветра (а, б) — $V = 0$, (в, г) — $V = 10$ м/с и (д, е) — $V = 15$ м/с; (а, в, д) — при $\phi_A = 0^\circ$, (б, г, е) — при $\phi_A = 30^\circ$.

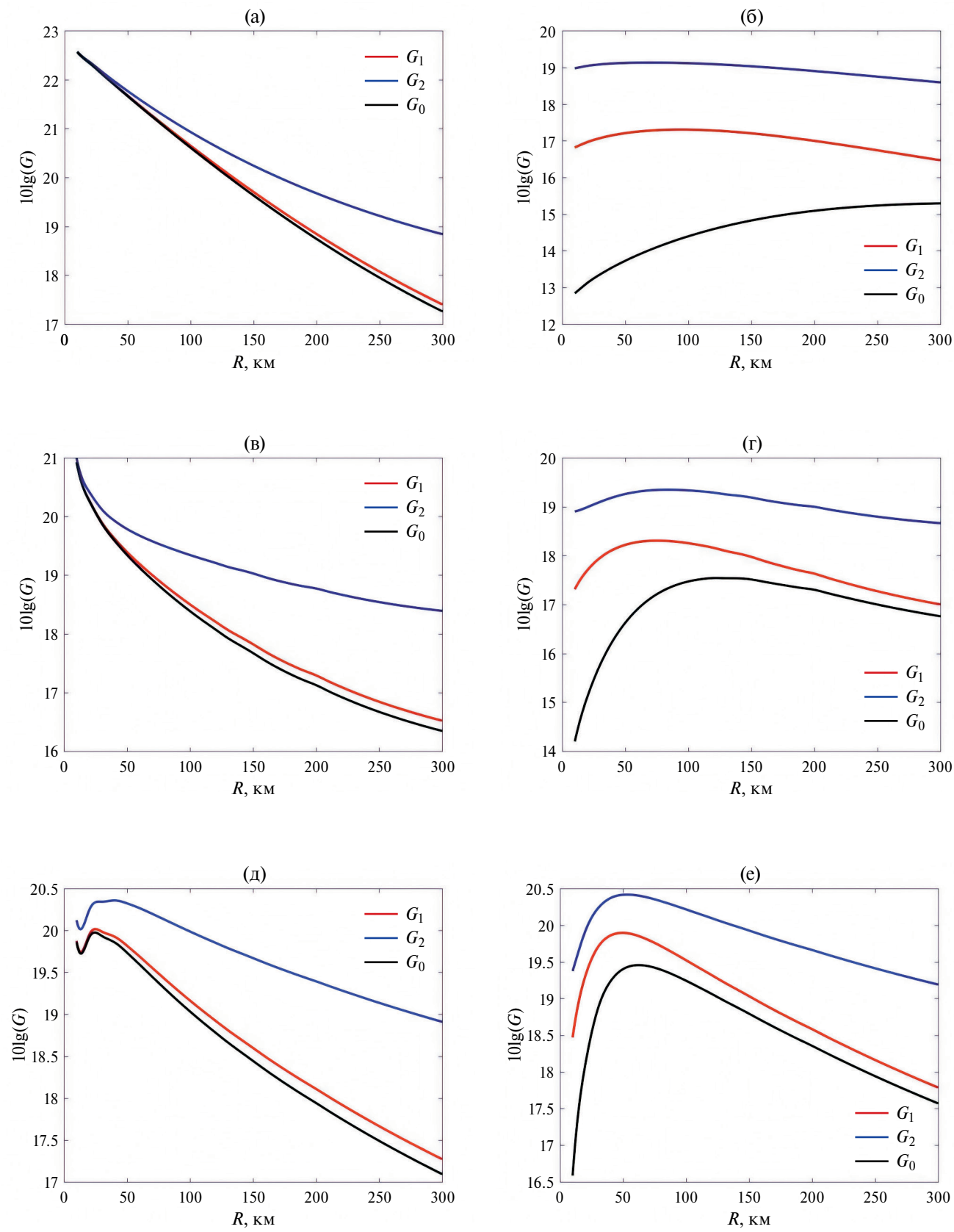


Рис. 6. Результаты численных расчетов, аналогичные приведенным на рис.3, но для полуконсолидированных осадков.

На результаты расчетов влияют и акустические характеристики дна. Для иллюстрации (см. рис. 6) приведены аналогичные результаты расчетов для АР с числом элементов $M = 201$ в случае полуконсолидированных осадков ($z_{\text{и}} = 50$ м). В этом случае число мод, локализованных в волноводе, увеличивается с 28 до 37, причем именно высшие моды максимально взаимодействуют с ветровым волнением (для них максимальны производные $d\phi_p/dz$). С другой стороны, эти моды быстро затухают из-за потерь в донном грунте. Вследствие этого результаты расчетов, приведенные на рис. 6 и 3, максимально различаются на сравнительно малом удалении АР от источника и близки при больших значениях дистанции $R = 200 \dots 300$ км.

Определенное влияние на результаты численного моделирования может оказывать и приповерхностный смешанный слой. Поскольку его толщина может колебаться в широком диапазоне от долей метра до 20–40 м, этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование влияния флуктуаций среды на когерентность и эффективность пространственной обработки низкочастотных акустических сигналов в мелком море. В отличие от предыдущих статей, где влияние основных источников акустических флуктуаций — ветрового волнения и случайных внутренних волн рассматривалось по отдельности, анализируется более реалистичная ситуация их совместного влияния. Для решения этой задачи потребовалось обобщение применяемых ранее теоретических моделей сигнала. Предлагаемая модель использует существенное различие пространственно-временных масштабов флуктуаций среды, обусловленных внутренними волнами и ветровым волнением в типичных условиях мелкого моря. Разделение акустических флуктуаций узкополосного сигнала на низкочастотную и высокочастотную компоненты позволяет получить сравнительно простой алгоритм для вычисления корреляционной матрицы сигнала на апертуре горизонтальной антенной решетки и прогнозировать эффективность различных методов пространственной обработки сигнала в зависимости от дистанции, скорости ветра и акустических характеристик звукового канала. Ввиду сложности аналитического исследования данной задачи конкретные результаты получены

методами численного моделирования для мелководного акустического волновода летнего типа. При моделировании используются эмпирические спектры: JONSWAP — для ветрового волнения и спектр внутренних волн, полученный в ходе серии экспериментов SWARM95 на океаническом шельфе.

На основании проведенных численных расчетов получены зависимости коэффициента поперечной корреляции сигнала от скорости ветра, дистанции и акустических характеристик дна. Показано, что ветровое волнение может оказывать значительное влияние на уровень остаточных корреляций и эффективный масштаб пространственной корреляции в мелководном звуковом канале летнего типа. Отмечено, что полученные для масштаба корреляции результаты соответствуют универсальному значению $L_{\text{кор}} = 30\lambda$, предложенному W. Carey при обобщении экспериментальных данных в мелком море. Проанализированы также зависимости коэффициента усиления горизонтальной антенны от скорости ветра и расстояния до источника при различном числе ее элементов (размере апертуры) и разной ориентации по отношению к источнику. Показано, что, несмотря на летний тип звукового канала, ветровое волнение существенно влияет на значения коэффициента усиления АР в широком диапазоне расстояний между антенной и источником $10 \text{ км} < R < 100 \text{ км}$ и лишь при большом удалении от источника $R \sim 200 \dots 300 \text{ км}$ это влияние становится незначительным.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00383, <https://rscf.ru/project/20-19-00383/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. Флатте С. Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 336 с.
2. Завольский Н. А., Малеханов А. И., Раевский М. А., Смирнов А. В. Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 501–512.
3. Завольский Н. А., Малеханов А. И., Раевский М. А. Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.

4. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Эффекты многократного рассеяния акустических мод на анизотропном ветровом волнении в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 65–71.
5. *Бурдуковская В. Г., Малеханов А. И., Раевский М. А.* Влияние анизотропного ветрового волнения на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 6. С. 617–625.
6. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Влияние межмодовых корреляций на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в океаническом волноводе со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 625–637.
7. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Пространственная обработка акустических сигналов в океанических волноводах на фоне шумов ветрового происхождения // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 1. С. 73–83.
8. *Raghukumar K., Colosi J.* High-frequency normal mode statistics in a shallow water waveguide: The effect of random linear internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. № 1. P. 66–79.
9. *Луньков А. А., Петников В. Г.* Когерентность низкочастотного звука в мелком море при наличии внутренних волн // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 65–75.
10. *Раевский М. А., Бурдуковская В. Г.* Влияние случайных внутренних волн на характеристики горизонтальной антенны в мелком море // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 5. С. 584–594.
11. *Raghukumar K., Colosi J. A.* High-frequency normal-mode statistics in shallow water: The combined effect of random surface and internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 137. № 5. P. 2950–2961.
12. *Раевский М. А., Хилько А. И.* О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 3. С. 369–376.
13. *Артельный В. В., Раевский М. А.* О статистических характеристиках нормальных волн в волноводе с объемными неоднородностями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
14. *Горская Н. С., Раевский М. А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
15. *Вировлянский А. Л., Костерин А. Г.* Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 599–605.
16. *Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 с.
17. *Yang T. C., Yoo K.* Internal wave spectrum in shallow water; measurement and comparison with the Garrett-Munk model // IEEE J. of Oceanic Engineering. 1999. V. 24. № 3. P. 333.
18. *Colosi J. et al.* Observations of sound-speed fluctuations on the New-Jersey continental shelf in the summer of 2006 // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 2. P. 1733.
19. *Монзинго Р. А., Миллер Т. У.* Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.
20. *Morgan D. R., Smith T. M.* Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
21. *Малеханов А. И., Таланов В. И.* Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
22. *Carey W. M.* The determination of signal coherence length based on signal coherence and gain measurements in deep and shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 2. P. 831–837.
23. *Carey W. M., Lynch J. F., Siegmann W. L., Rozenfeld I., Sperry B. J.* Sound transmission and spatial coherence in selected shallow-water areas: measurements and theory // J. of Computational Acoustics. 2006. Vol. 14. N. 2. P. 265–298.

THE COMBINED INFLUENCE OF WIND WAVES AND INTERNAL WAVES ON THE COHERENCE OF LOW FREQUENCY ACOUSTIC SIGNALS AND THE EFFECTIVENESS OF THEIR SPATIAL PROCESSING IN SHALLOW SEA

M. A. Raevski^a, V. G. Burdukovskaya^{a,*}

^a*Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, BOX-120, 603950 Russia*

^{*}*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru*

The combined influence of random internal waves and developed wind waves on the coherence and efficiency of spatial processing of narrow-band acoustic signals in shallow seas is studied analytically and numerically. A theoretical model is proposed for the correlation matrix of a multimode signal at the aperture of a horizontal antenna array (AR), using the difference in the spatiotemporal scales of acoustic field fluctuations caused by wind and internal waves. The results of numerical modeling for hydrological conditions in summer are presented. The antenna gain is analyzed for three spatial processing methods: phased array method, optimal linear processing method, and optimal quadratic processing method. The main attention is paid to the dependence of the antenna gain on the intensity of wind waves and the distance R between the source and the antenna. It is shown that, despite the summer-type hydrology, wind waves can have a significant impact on the gain of a horizontal antenna over a wide range of distances $R \sim 10\text{--}100$ km.

Keywords: shallow sea, wind waves, random internal waves, coherence, multiple scattering, horizontal antenna, gain.

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ДИНА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПЕДАНСА ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ЗВУКОВОМ ПОЛЕ В РЕЗОНАТОРЕ

© 2024 г. В. В. Пальчиковский

Пермский национальный исследовательский политехнический университет,
Комсомольский просп. 29, Пермь, 614990, Россия

*e-mail: vvpal@pstu.ru

Поступила в редакцию 26.09.2023 г.

После доработки 25.02.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Предложена модификация метода Дина для определения импеданса в случае неоднородного звукового поля на лицевой и донной поверхности резонатора. Модификация заключается в использовании вместо акустических давлений в формуле Дина коэффициентов собственных функций, которые соответствуют однородному распределению акустического давления на лицевой и донной поверхности резонатора. Собственная задача решается методом конечных элементов, коэффициенты при собственных функциях находятся методом наименьших квадратов. На текущей стадии исследований натурный эксперимент заменен численным моделированием в линейной постановке распространения звука в импедансной трубе с нормальным падением волн с присоединенным к ней сотовым резонатором. Неоднородность поля давления по сечению резонатора создается за счет разного положения отверстий в лицевой пластине резонатора. Исследование проводится для разного числа точек измерений звукового давления на дне резонатора. Расчеты показывают, что предложенный метод является работоспособным и дает хорошее согласование с прямым методом определения импеданса. Однако возможности применения модификации метода Дина в натуральных измерениях оказываются ограниченными, т.к. для точного определения импеданса резонатора требуется большое количество точек измерений.

Ключевые слова: звукопоглощающая облицовка, акустический резонатор, импеданс, метод Дина, разложение по собственным функциям, метод конечных элементов

DOI: 10.31857/S0320791924040132 EDN: XAPRPA

ВВЕДЕНИЕ

Каналы волноводов, по которым распространяется шум с доминирующими тональными компонентами (например, шум от вентиляторов и компрессоров), облицовываются звукопоглощающими конструкциями (ЗПК) локально-реагирующего типа. Данные конструкции представляют собой изолированные друг от друга ячейки разной геометрической формы, перекрытые тонкими перфорированными листами. Одной из основных акустических характеристик ЗПК является импеданс. Импеданс, обеспечивающий максимальное снижение звука, принято называть оптимальным.

Акустический импеданс зависит как от геометрических характеристик конструкции (глубина ячеек, доля перфорации, толщина перфорированной пластины и др.), так и от внешних условий (частота

звуча, уровень звукового давления (УЗД), скорость потока в канале и др.). Соответствие между геометрией ЗПК и нужным значением импеданса при заданных внешних условиях можно установить: 1) экспериментальными методами, проводя измерения образцов ЗПК с разными геометрическими характеристиками [1–10]; 2) на основе численного решения математических моделей, описывающих распространение звука в канале с присоединенными к нему резонаторами [11–22]; 3) на основе расчетов по полуэмпирической теории [23–31].

Наиболее достоверные значения импеданса предоставляют экспериментальные методы. Среди таковых наибольшую популярность имеет обратный метод (метод извлечения импеданса) [5–10], в котором значения импеданса подбираются так, чтобы обеспечить наименьшее рассогласование

между экспериментальными и расчетными значениями характеристик звукового поля. Экспериментально эти характеристики определяются по измерениям микрофонами, установленными, как правило, в стенки волновода. Обычно в качестве такой характеристики выступает акустическое давление в точках установки микрофонов [5–10] или осевые волновые числа звуковых мод, распространяемых в канале [9]. Важно отметить, что во всех случаях для получения точных значений импеданса обратный подход требует применения импедансного граничного условия, которое должно наиболее полно учитывать сложные физические эффекты, происходящие на импедансной границе (нарастание толщины пограничного слоя с увеличением скорости скользящего потока; дополнительная турбулизация пограничного слоя при взаимодействии с ним вихревых течений, генерируемых из отверстий перфорации при высоких УЗД в зависимости от спектрального состава шума, и др.).

Принципиально другим подходом, позволяющим напрямую получить импеданс из измерений, является метод Дина [3]. В отличие от упомянутых выше методов в данном подходе микрофоны устанавливаются не в стенках волновода, а в стенках ЗПК. Метод заключается в измерении акустического давления на лицевой поверхности и на дне резонатора с последующим вычислением нормализованного импеданса по формуле:

$$Z = -i \frac{p_1}{p_2} \frac{1}{\sin(kh)}, \quad (1)$$

где p_1 — акустическое давление на лицевой поверхности резонатора; p_2 — акустическое давление на дне резонатора; k — пространственное волновое число; h — глубина резонатора; i — мнимая единица.

Примечательно, что данный метод позволяет определять импеданс ЗПК, установленной непосредственно на натурном объекте, даже на столь сложном, как авиационный двигатель [32]. Данный факт является крайне важным с точки зрения верификации методов настройки ЗПК на оптимальный импеданс. Кроме того, методы определения импеданса, основанные на измерениях в волноводе, требуют хорошего поглощения звуковой энергии, для чего длина образца ЗПК должна быть не меньше половины длины волны, что при низких частотах обеспечить проблематично. Метод Дина не привязан к данному условию и проявляет высокую стабильность работы на низких частотах, что продемонстрировано в [33]. Также

в [34] установлено, что полуэмпирические модели импеданса лучше согласуются с методом Дина [3], чем с методом передаточной функции [2], что объясняется тем, что полуэмпирические модели выводятся из рассмотрения процессов в одиночном резонаторе, а метод Дина, как показано расчетами в работе [21], определяет импеданс только одного резонатора.

Однако метод Дина имеет и недостатки. Во-первых, после установки измерительных зондов нарушается целостность резонатора, что может привести к некоторому искажению его акустических характеристик, а также может потребоваться восстановление целостности ЗПК, если в дальнейшем будут проводиться измерения импеданса другими методами. Во-вторых, реализация этого метода весьма трудоемка, что связано с необходимостью проведения тонких работ по точной установке зондов в резонатор, а также применения дополнительных приспособлений для крепления микрофонов. В-третьих, поскольку метод Дина определяет импеданс только одного резонатора, то для получения информации об импедансе всей конструкции требуется провести много измерений в разных местах ЗПК.

Перечисленные недостатки относятся к реализации метода Дина в натурном эксперименте, однако они отсутствуют при замене эксперимента численным моделированием. Тем не менее у метода имеется еще один недостаток, на котором и будет сосредоточено внимание в данном исследовании. Он заключается в том, что в работе [3] формула (1) выведена при допущении, что в резонаторе распространяется только поршневая волна, т.е. звуковое поле в поперечном сечении является однородным.

В большинстве случаев такое допущение справедливо, поскольку неравномерность поля давления, вызванная прохождением звуковой волны через пластину перфорации, наблюдается только вблизи этой пластины, а далее с увеличением глубины резонатора неравномерность исчезает, т.к. длина распространяющейся волны обычно существенно превышает размеры поперечного сечения резонатора. Помимо глубины резонатора на скорость выравнивания звукового поля по сечению резонатора также влияют: доля перфорации, частота возбуждения и УЗД (чем ниже доля перфорации и выше частота возбуждения и УЗД, тем медленнее в резонаторе устанавливается поршневая волна).

Помимо этого отметим, что даже в случае падения на лицевую поверхность резонатора

поршневой волны давление p_1 не является однородным, поскольку излучение из отверстий перфорированной пластины вносит определенную неравномерность в акустическое давление на поверхности резонатора, и хотя зонд для измерения p_1 стараются разместить в наиболее удаленной от отверстий точке, однако при увеличении доли перфорации ЗПК это становится сделать все труднее.

Таким образом, в определенных случаях, связанных с неоднородностью звукового поля в резонаторе, формула Дина в ее классическом варианте (1) может дать не верное значение импеданса. В связи с этим в текущем исследовании ставятся следующие задачи:

1. Модифицировать метод Дина с учетом возможных неоднородностей звуковых давлений p_1 и p_2 .
2. Оценить степень влияния неоднородности звуковых давлений p_1 и p_2 на импеданс резонатора.
3. Оценить возможности применения модифицированного метода Дина в натурном эксперименте.

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ДИНА С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОЛЯ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Поставленные задачи будем рассматривать применительно к определению импеданса резонатора методом Дина в интерферометре с нормальным падением волн. Координата z будет соответствовать оси импедансной трубы и резонатора, а координаты x и y поперечному сечению.

Звуковое давление в любом поперечном сечении может быть представлено в виде разложения по собственным функциям Ψ :

$$p(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \Psi_m(x, y), \quad (2)$$

где A — коэффициент при соответствующей собственной функции. При этом функции Ψ нормированы так, что $|\Psi_m(x, y)| \leq 1$. Тогда $\Psi_0(x, y) = 1$ и коэффициент A_0 соответствует акустическому давлению, равномерно распределенному в рассматриваемом сечении.

Таким образом, для удовлетворения предположения о поршневой волне, которое положено в основу метода Дина, предлагается в формуле (1) вместо давлений p использовать коэффициенты A_0 из выражения (2):

$$Z = -i \frac{(A_0)_1}{(A_0)_2} \frac{1}{\sin(kh)}. \quad (3)$$

Здесь $(A_0)_1$ — коэффициент, полученный из разложения по собственным функциям акустического давления p_1 на лицевой поверхности резонатора; $(A_0)_2$ — коэффициент, полученный из разложения по собственным функциям акустического давления p_2 на дне резонатора.

Для нахождения коэффициентов A_m на основе выражения (2) должны быть известны собственные функции Ψ , однако их представление в аналитическом виде не всегда возможно, т.к. в общем случае рассматриваемое поперечное сечение может иметь сложную форму. Например, для натуральных звукопоглощающих облицовок волноводов резонаторы цилиндрической формы применяются редко, т.к. они не эффективно используют свободный объем, отводимый на заполнение всей конструкции (между стенками резонаторов имеются неиспользуемые пустоты). Причем, если для акустических облицовок, применяемых в наземных агрегатах, компенсировать потери в поглощении звуковой энергии из-за неиспользуемых объемов можно путем увеличения габаритов ЗПК, то для летательных аппаратов, где весовые характеристики играют важную роль, такое решение является неприемлемым. В результате, для эффективного использования объема всей конструкции обычно применяются резонаторы, форма которых обеспечивает отсутствие пустот между стенками соседних ячеек. Примеры некоторых форм резонаторов представлены на рис. 1.

В итоге, обобщая подход определения импеданса по формуле (3) на резонатор с любой формой поперечного сечения, предлагается значения функций Ψ находить из решения собственной задачи методом конечных элементов (МКЭ). Учитывая, что в этом случае надо решать только плоскую задачу с небольшим числом конечных элементов, встраивание МКЭ в алгоритм определения импеданса по формуле (3) незначительно отражается на общем времени проведения расчетов.

В МКЭ функция Ψ может быть интерполирована по формуле:

$$\Psi_m(x, y) = N(x, y) \Psi_m, \quad (4)$$

где $N(x, y)$ — вектор функций формы конечного элемента; Ψ_m — m -ый столбец матрицы, содержащей значения собственных функций в узлах

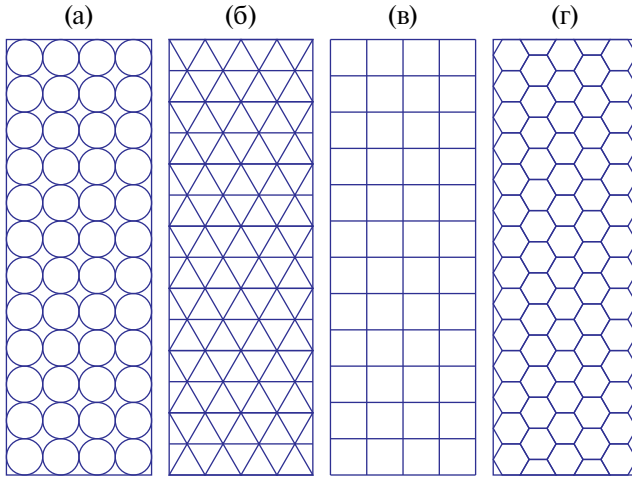


Рис. 1. Примеры некоторых форм резонаторов, используемых в звукопоглощающих облицовках: (а) — цилиндрический резонатор, (б) — треугольный резонатор, (в) — квадратный/прямоугольный резонатор, (г) — сотовый резонатор.

конечных элементов. Сама матрица Ψ находится из решения собственной задачи:

$$K\Psi = \lambda M\Psi.$$

Здесь λ — диагональная матрица собственных значений; K , M — так называемые глобальные матрицы жесткости и массы, собранные из локальных матриц, которые определяются путем интегрирования произведений векторов функций формы и их производных по площади каждого конечного элемента:

$$K = \sum_l \left[\int_S (\nabla N_l)^T (\nabla N_l) ds \right],$$

$$M = \sum_l \left[\int_S (N_l)^T (N_l) ds \right],$$

где $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}$; l — номер элемента в конечно-элементной сетке; S — площадь конечного элемента с номером l .

После определения $\Psi_m(x, y)$ можно найти коэффициенты A_m , минимизируя невязку между экспериментально полученным давлением $p(x, y)$ и его представлением в виде ряда (2):

$$\Phi = \sum_{k=1}^{KN} \left| p(x_k, y_k) - \sum_{m=0}^{MN} A_m \Psi_m(x_k, y_k) \right|^2. \quad (5)$$

Здесь KN — количество точек в рассматриваемом сечении, в которых будет определяться акустическое давление; MN — число собственных функций, учитываемых при реализации МКЭ.

Далее найденный коэффициент A_0 можно использовать в формуле (3) для расчета импеданса.

Таким образом, определение импеданса резонатора по модифицированной формуле Дина на заданной частоте имеет следующий алгоритм:

1. Задать на лицевой поверхности резонатора распределение KN точек, в которых будет определяться акустическое давление.
2. Задать число собственных функций MN , учитываемых в разложении звукового поля.
3. Определить экспериментально в KN точках на лицевой поверхности резонатора акустическое давление p .
4. Определить в KN точках на лицевой поверхности резонатора для каждого m значения функции $\Psi_m(x_k, y_k)$ по формуле (4) из решения собственной задачи с помощью МКЭ.
5. Определить коэффициенты A_m из минимизации невязки (5), выделив из них коэффициент $(A_0)_1$.
6. Повторить этапы 1–5 для донной поверхности резонатора, в результате чего будет найден коэффициент $(A_0)_2$.
7. Используя найденные коэффициенты $(A_0)_1$ и $(A_0)_2$, вычислить нормализованный импеданс Z по формуле (3).

В итоге можно констатировать, что модификация метода Дина заключается в измерении акустического давления на лицевой и донной поверхности резонатора в нескольких точках и расчете импеданса по формуле (3) с предварительным проведением поиска коэффициентов $(A_0)_1$ и $(A_0)_2$.

Важно отметить, что одновременное измерение акустического давления во многих точках на поверхности образца зондовыми методами невозможно, т.к., во-первых, они сильно изменяют исходную конструкцию резонатора (зонды будут проходить через дно, полость и крышку резонатора), а во-вторых, не останется свободного места для установки зондов в дно резонатора. В связи с этим

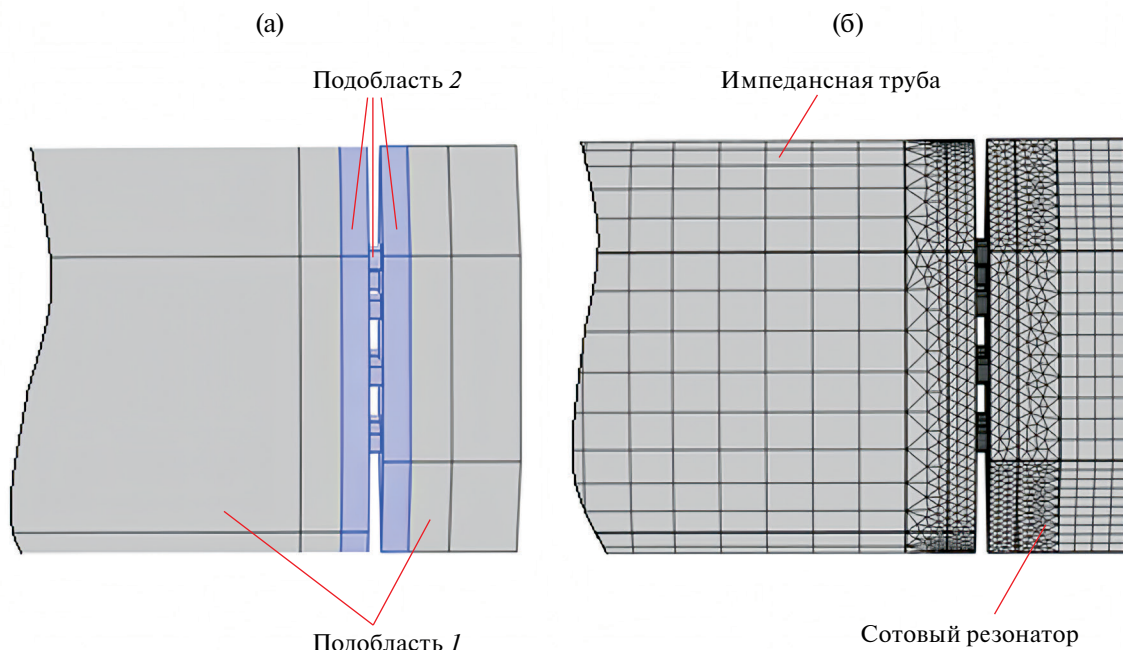


Рис. 2. (а) — Фрагмент геометрии расчетной области и (б) — конечно-элементной сетки.

далее также рассматривается вариант модификации метода Дина в виде:

$$Z = -i \frac{p_1}{(A_0)_2} \frac{l}{\sin(kh)}, \quad (6)$$

т.е. на лицевой поверхности резонатора давление измеряется только в одной точке. Понятно, что для реализации измерений в такой постановке давление p_1 должно слабо отличаться от амплитудного коэффициента $(A_0)_1$, что предстоит оценить.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЛИЦЕВОЙ И ДОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Как отмечалось выше, метод Дина в его классической интерпретации уже имеет некоторые трудности при реализации в натурном эксперименте. В модифицированной версии метода Дина ситуация осложняется тем, что для поиска коэффициентов $(A_0)_1$ и $(A_0)_2$ на одном из этапов метода требуется выполнить измерения акустического давления во многих точках на лицевой и донной поверхности резонатора. Насколько большим должно быть количество точек измерений и возможно ли отказаться от разложения звукового поля на лицевой поверхности (что заметно упростит реализацию модифицированного метода Дина в натурном эксперименте) — будет выяснено далее. Поэтому на

текущем этапе исследований натурный эксперимент заменяется численным моделированием работы резонатора в интерферометре с нормальным падением волн.

За основу модели был взят интерферометр с диаметром канала 30 мм [35], на котором в перспективе возможна реализация натурных измерений импеданса модифицированным методом Дина. В качестве исследуемого резонатора был выбран резонатор сотовой формы (правильный шестиугольник), вписанный в окружность диаметром 30 мм, с глубиной полости 10 мм. Трехмерная геометрическая модель внутреннего объема резонатора была присоединена к модели импедансной трубы, с другого конца которой прикладывалось равномерно распределенное по сечению акустическое давление.

Для экономии вычислительных ресурсов вся расчетная область была разбита на две подобласти, которые описывались разными математическими моделями (рис. 2). Первая подобласть, в которой происходят только процессы распространения акустической волны на заданной частоте, включает в себя практически весь объем импедансной трубы и большую часть объема резонатора, и процессы в ней описываются уравнением Гельмгольца для акустического давления. Вторая подобласть включает в себя объем отверстий и примыкающие к ним объемы импедансной трубы и резонатора. Данная

подобласть создана для моделирования потерь акустической энергии, связанных с трением частиц о стенки отверстий. Физические процессы, происходящие в данной подобласти, описываются линеаризованными уравнениями сохранения массы, импульса (уравнение Навье-Стокса без конвективных членов), энергии и уравнением состояния.

На поверхностях сопряжения подобластей 1 и 2 граничные условия задаются в виде:

$$-n i \omega \rho_0 \mathbf{u}|_2 = -n (-\nabla p)|_1,$$

$$\sigma \mathbf{n}|_2 = -p \mathbf{n}|_1,$$

$$-n (-k \nabla T)|_2 = 0|_1,$$

где $\mathbf{u}$ — вектор акустической скорости; p — акустическое давление; T — акустическая температура; σ — тензор вязких напряжений; ω — круговая частота; ρ_0 — плотность среды; k — коэффициент теплопроводности среды; $\mathbf{n}$ — вектор нормали к рассматриваемой поверхности. Индексы 1 и 2 соответствуют заданию граничных условий со стороны подобласти 1 и 2, соответственно.

Указанные модели решаются методом конечных элементов в пакете COMSOL Multiphysics. Используется конечный элемент, функции формы которого строятся на основе интерполяционного полинома Лагранжа второй степени. Максимальный размер конечных элементов для подобласти 1 составляет 3.33 мм, что обеспечивает 34 узла на

длину волны при частоте 6000 Гц. Для подобласти 2 размеры элементов еще меньше. На стенки отверстий нанесен пограничный слой, толщина первого элемента которого не превышает толщину акустического пограничного слоя $\sqrt{2\nu/\omega}$, где ν — кинематическая вязкость среды; ω — круговая частота. В качестве рабочей среды при расчетах используется воздух. Расчеты проводятся для нормальных условий среды (атмосферное давление 101325 Па, температура 20°C) в диапазоне частот 500–6000 Гц с шагом 100 Гц.

С целью создания разной степени неоднородности звукового поля в резонаторе были рассмотрены три варианта положения отверстий перфорации (черные сплошные линии на рис. 3). На рис. 3а представлено упорядоченное положение отверстий (достаточно удалены друг от друга и от стенок резонатора), при котором неоднородность поля должна быть слабой. На рис. 3б представлена слабая неупорядоченность, при которой отверстия расположены на достаточном удалении друг от друга, но некоторые отверстия находятся близко к стенкам резонатора, что должно вносить более сильную неоднородность в звуковое поле в резонаторе. На рис. 3в представлен вариант, в котором присутствуют как близко расположенные друг к другу отверстия, так и отверстия, расположенные близко к стенкам резонатора; данный вариант должен вносить наибольшую неоднородность в звуковое поле. Диаметр отверстий равен 2 мм, толщина лицевой перфорированной пластины равна 1 мм. Отметим, что во всех вариантах отверстия перфорации отсутствуют в середине

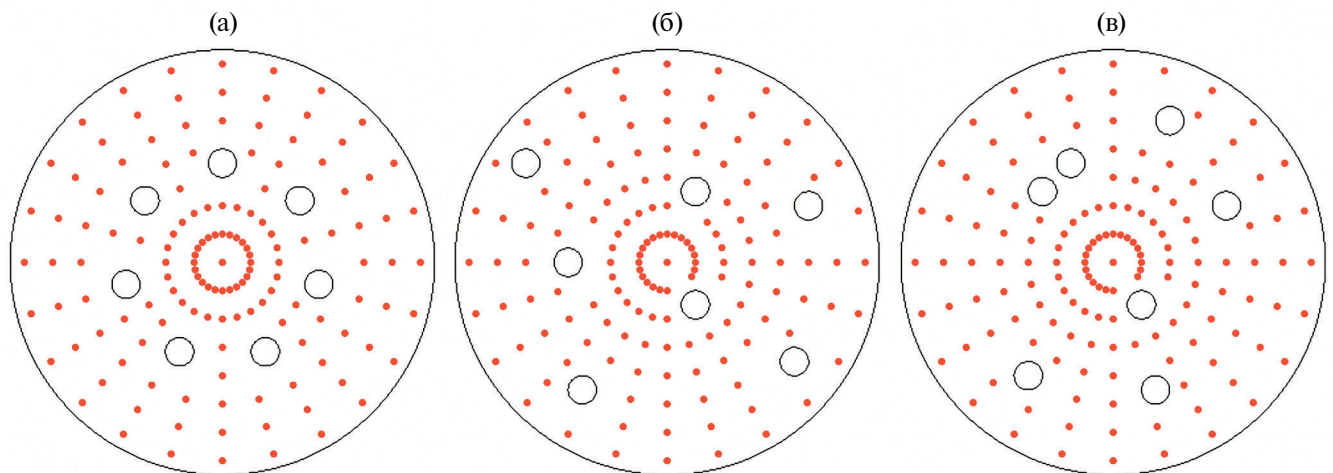


Рис. 3. Варианты расположения отверстий перфорации и точек считывания акустических давлений на лицевой поверхности резонатора (показаны красным): (а) — перфорация 1, (б) — перфорация 2, (в) — перфорация 3.

крышки резонатора: данная особенность важна для возможности установки измерительного зонда в случае реализации натурального эксперимента, что будет обсуждаться ниже.

На рис. 4 приведены примеры распределения амплитуд акустического давления на дне резонатора на некоторых частотах для разных вариантов расположения отверстий в крышке резонатора (для

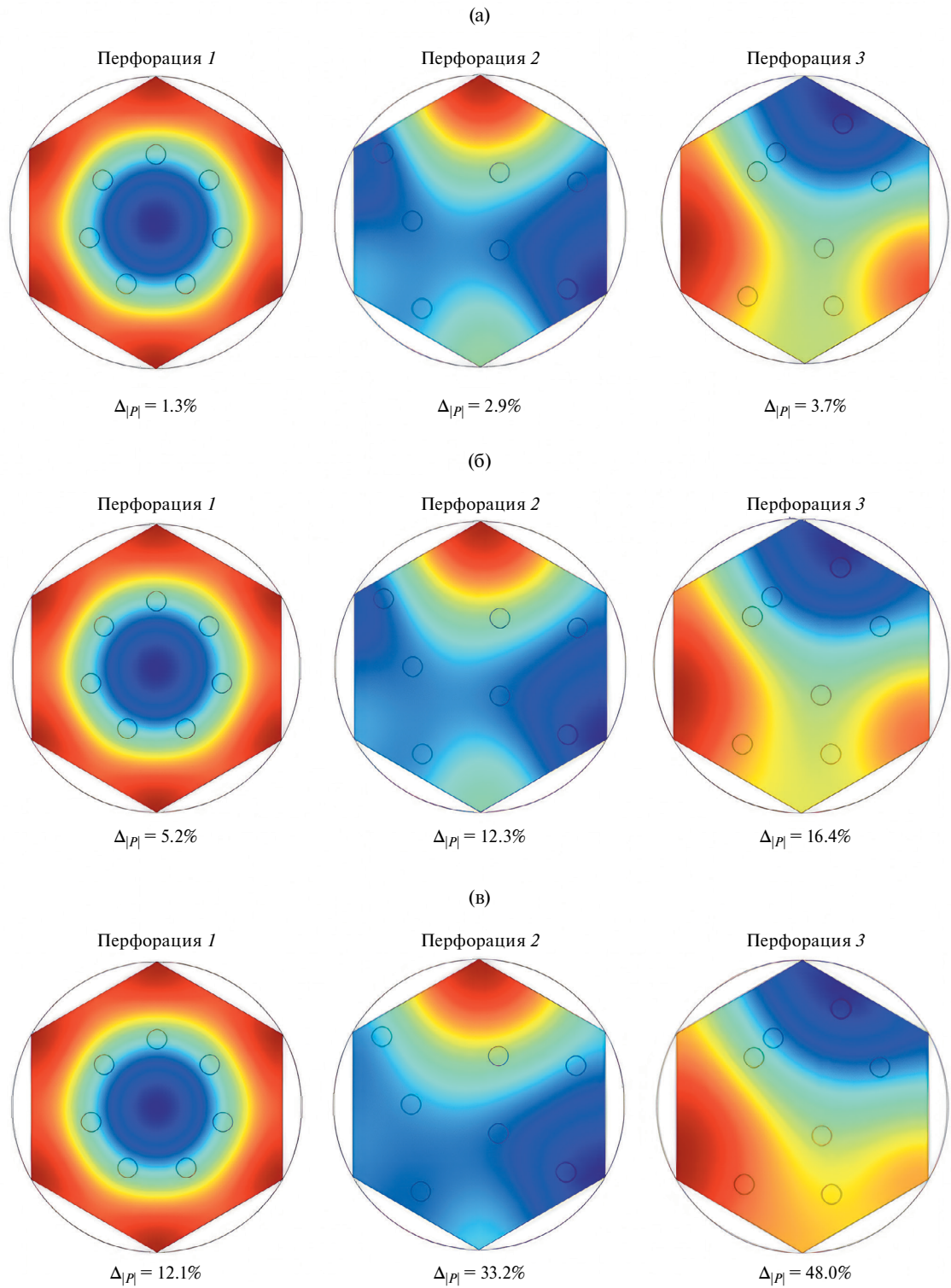


Рис. 4. Амплитуды акустического давления на дне резонатора и их перепад для разных вариантов расположения перфорации: (а) — 2000 Гц, (б) — 4000 Гц, (в) — 6000 Гц.

удобства представления ориентации поля давления относительно положения отверстий контуры отверстий также показаны). Относительный перепад амплитуд по сечению рассчитывался по формуле:

$$\Delta_{|P|} = \frac{\text{Max}|P| - \text{Min}|P|}{\text{Max}|P|} 100\%,$$

где $\text{Max}|P|$ — максимальное значение амплитуды акустического давления на дне резонатора; $\text{Min}|P|$ — минимальное значение амплитуды акустического давления на дне резонатора.

Видно, что, как и предполагалось, неоднородность поля растет с ростом частоты и неупорядоченности отверстий перфорации, причем более сильная неупорядоченность (перфорация 3) дает более сильную неравномерность поля давления на дне резонатора.

ОСОБЕННОСТИ РАСПОЛОЖЕНИЯ ТОЧЕК СЧИТЫВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЛИЦЕВОЙ И ДОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Для проведения поиска коэффициентов $(A_0)_1$ и $(A_0)_2$ были построены 2D модели лицевой и донной поверхности резонатора. Точки считывания акустических давлений на лицевой поверхности сотового резонатора представлены на рис. 3. Точки располагались таким образом, чтобы расстояние от края ближайшего отверстия до точки измерений было не менее 1 радиуса отверстия. Введение данного условия необходимо для исключения сильных локальных неоднородностей акустического давления на лицевой поверхности резонатора, связанных с излучением звука из отверстий перфорации.

Точки считывания акустических давлений на дне сотового резонатора представлены на рис. 5. Здесь рассматривалось 4 варианта массивов. Массив 1 (рис. 5а) содержит 2 контура по 12 точек, повернутых друг относительно друга на 60 градусов. Такая конфигурация была связана с рассмотрением возможности реализации в будущем модифицированного метода Дина в натурном эксперименте с помощью имеющихся в ПНИПУ зондовых микрофонов Briel&Kjaer 4182. Внешний диаметр этих микрофонов не позволяет расположить их вместе на рассматриваемых размерах соты в количестве более 3-х штук — один микрофон для измерения давления в центре лицевой пластины и два микрофона для измерения в одной точке каждого контура на дне резонатора. После замера «пучок» из 3-х микрофонов должен поворачиваться на 30 градусов для измерений в новых точках, при этом положение измерительного зонда в лицевой пластине останется неизменным.

Массив 2 (48 точек), массив 3 (144 точки) и массив 4 (864 точки) вводятся для оценки влияния количества точек на точность определения коэффициента $(A_0)_2$ и, соответственно, импеданса по формулам (3) и (6).

Минимизация невязки (5) при поиске значений коэффициентов A_m выполняется методом градиентного спуска по сопряженным направлениям.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ИМПЕДАНСА ПО РАЗНЫМ ВАРИАНТАМ ФОРМУЛЫ ДИНА

На рис. 6 и 7 представлены результаты определения импеданса по формулам (1), (3) и (6) при разном уровне неоднородности звукового поля в резонаторе и использовании разных массивов точек считывания давления на дне резонатора.

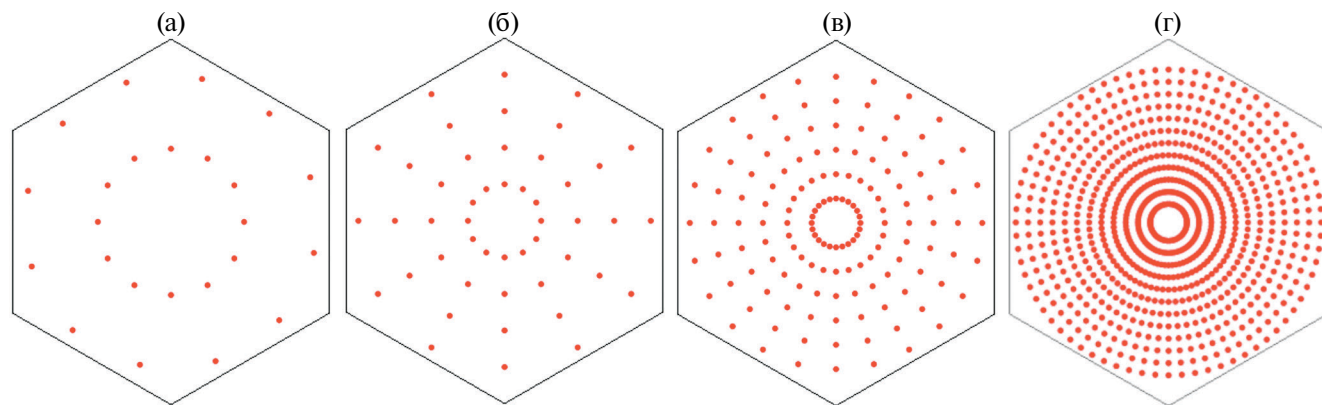


Рис. 5. Точки считывания акустических давлений на дне сотового резонатора: (а) — массив 1, (б) — массив 2, (в) — массив 3, (г) — массив 4.

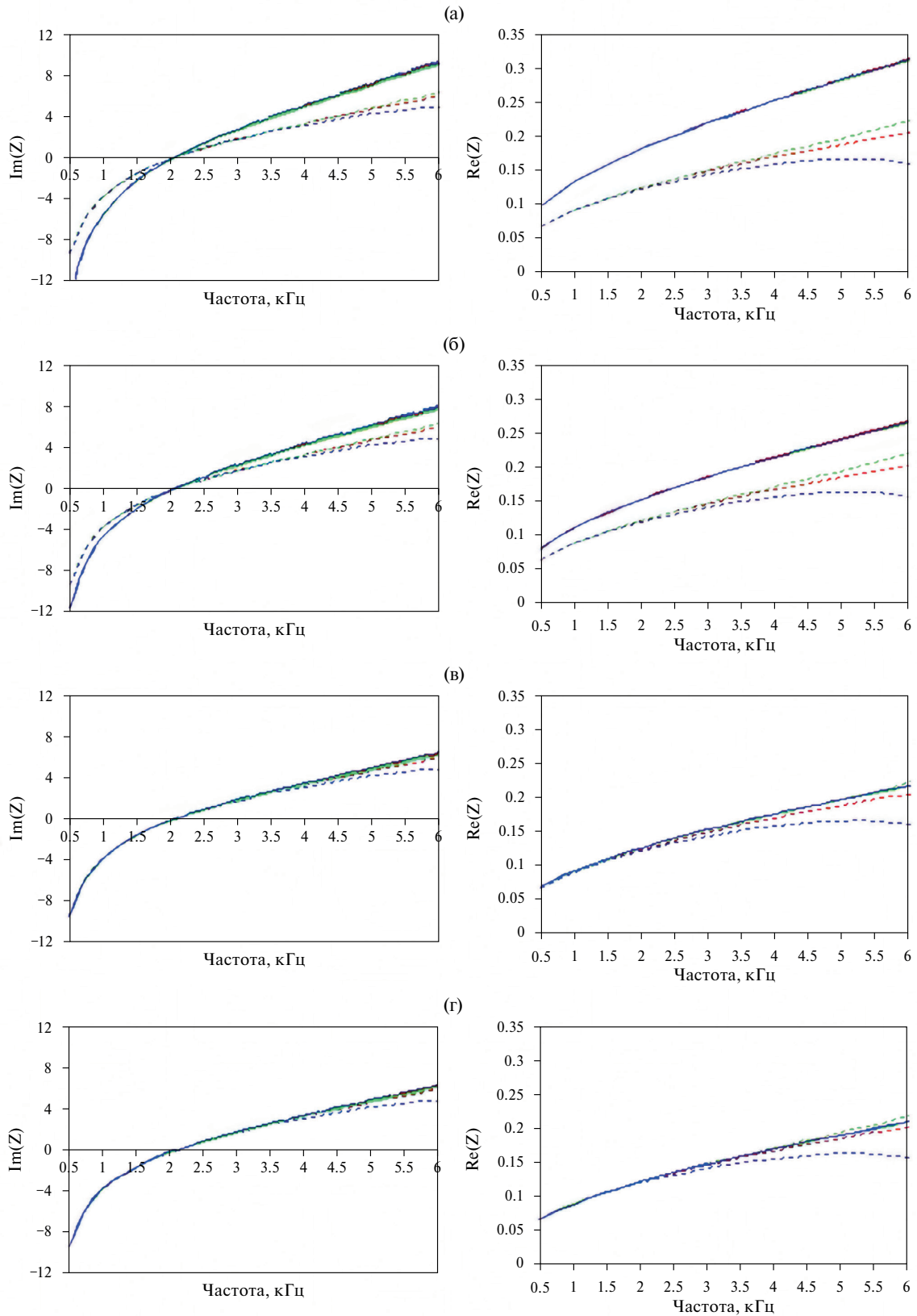


Рис. 6. Нормализованный импеданс, полученный методом Дина по разным формулам: (а) — массив 1, (б) — массив 2, (в) — массив 3; (г) — массив 4. --- перфорация 1, ф. (1); --- перфорация 2, ф. (1); --- перфорация 3, ф. (1); — перфорация 1, ф. (3); — перфорация 2, ф. (3); — перфорация 3, ф. (3); — перфорация 1, ф. (6); — перфорация 2, ф. (6); — перфорация 3, ф. (6).

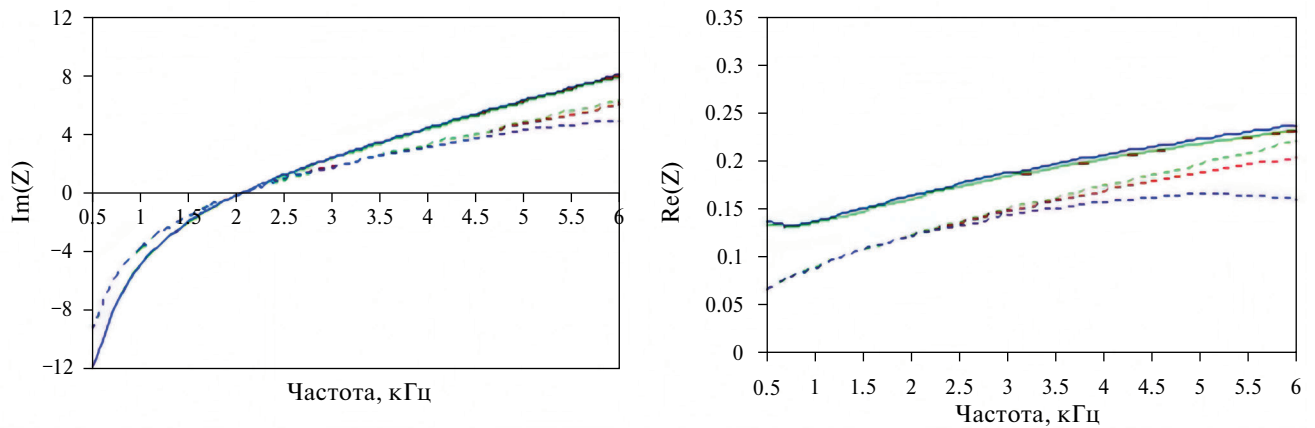


Рис. 7. Сопоставление импеданса, полученного прямым методом и классическим методом Дина: — перфорация 1, ф. (7); — перфорация 2, ф. (7); — перфорация 3, ф. (7); --- перфорация 1, ф. (1); --- перфорация 2, ф. (1); --- перфорация 3, ф. (1).

При расчете импеданса по формуле (1) давление p_1 считывалось по центру лицевой пластины резонатора, а давление p_2 — на периферии на дне резонатора. Такая ситуация может соответствовать случаю измерения давлений зондовыми микрофонами Brüel&Kjaer 4182. Видно, что в этом случае в зависимости от степени неоднородности звукового поля получаются разные значения импеданса. По соотношению диапазонов изменения по оси ординат значений действительной и мнимой части импеданса, можно сказать, что неоднородность звукового поля в резонаторе сильнее влияет на действительную часть — импеданс начинает заметно расходиться в районе 2 кГц, у мнимой части — в районе 3.5 кГц.

Видно, что вычисление импеданса модифицированным методом Дина по формулам (3) и (6) в соответствующих вариантах массива точек на дне резонатора дает практически одинаковые кривые. Таким образом, поиск коэффициента $(A_0)_1$ на лицевой поверхности резонатора можно не проводить, а заменить его измерением акустического давления только в одной точке, т.е. использовать вместо формулы (3) формулу (6), что заметно упрощает трудоемкость метода при реализации в натурном эксперименте. Можно также отметить, что данный вывод аналогичен полученному в работе [20], где численный эксперимент был поставлен в более развитой постановке (3D нестационарный расчет), но разложение звукового поля по собственным функциям не проводилось, а в формулу Дина подставлялись значения p_1 , взятые в разных точках на лицевой поверхности резонатора.

Сопоставление полученных кривых на рис. 6 говорит о том, что число используемых точек на дне

резонатора влияет на точность определения коэффициента $(A_0)_2$ и, соответственно, на точность определения импеданса. Так, импедансные кривые на рис. 6а, 6б и 6в заметно отличаются друг от друга, тогда как на 6в и 6г — практически одинаковы, т.е. количество точек в массиве 3 (рис. 5в) является уже достаточным для определения импеданса модифицированным методом Дина с хорошей точностью.

СОГЛАСОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА ДИНА С ПРЯМЫМ МЕТОДОМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПЕДАНСА

Для дополнительной оценки достоверности модифицированного метода Дина импеданс определялся прямым методом, т.е. по формуле:

$$Z_1 = \frac{\int_{S_1} p_1 dS}{\rho_0 c_0 \int_{S_1} v_1 dS}, \quad (7)$$

где p_1 — акустическое давление на поверхности резонатора; v_1 — нормальная акустическая скорость на поверхности резонатора, направленная в поверхность (если направление падающей волны не совпадает с направлением оси z , то перед v_1 надо поставить знак «—»); ρ_0 — плотность среды; c_0 — скорость звука в среде; S_1 — площадь лицевой поверхности резонатора (соответствует площади поперечного сечения канала импедансной трубы).

Результаты определения импеданса по формулам (1) и (7) для разных вариантов расположения

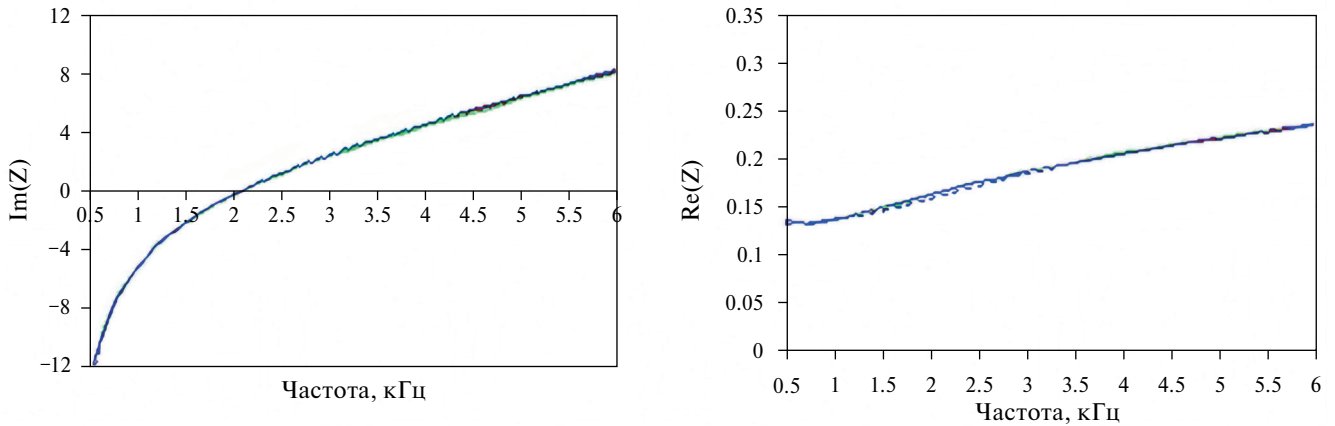


Рис. 8. Сопоставление импеданса, полученного по формулам (10) и (11): — перфорация 1, ф. (11); — перфорация 2, ф. (11); — перфорация 3, ф. (11); - - - перфорация 1, ф. (10); - - - перфорация 2, ф. (10); - - - перфорация 3, ф. (10).

перфорации показаны на рис. 7. Как видно, импеданс, определенный прямым методом, в отличие от классического метода Дина практически не зависит от положения отверстий в лицевой пластине резонатора. Это объясняется в целом слабым влиянием на импеданс неоднородности звукового поля на лицевой поверхности резонатора, что было продемонстрировано результатами в предыдущем разделе.

Хорошо видно также, что импедансные кривые, рассчитанные двумя разными методами, отличаются друг от друга, поэтому для оценки корректности нахождения значений импеданса модифицированным методом Дина нужно получить формулу пересчета импеданса из одного метода в другой. Для этого воспользуемся законом сохранения энергии в виде:

$$\alpha = \frac{W_d}{W_i}, \quad (8)$$

где $\alpha = \frac{4 \operatorname{Re} Z_1}{|Z_1 + 1|^2}$ — коэффициент звукопоглощения; W_d — рассеиваемая мощность (определяется при численном моделировании в COMSOL Multiphysics); $W_i = \frac{|A|^2 S_1}{2\rho_0 c_0}$ — мощность поршневой волны с амплитудой $|A|$, падающей на лицевую поверхность резонатора площадью S_1 .

Амплитудный коэффициент поршневой волны можно выразить через давление на лицевой поверхности резонатора p_1 и импеданс Z_1 :

$$A = p_1 \left(\frac{Z_1 + 1}{2Z_1} \right).$$

С учетом введенных параметров выражение (8) после преобразований примет вид:

$$C |Z_d|^2 = \frac{|Z_1|^2}{\operatorname{Re} Z_1}, \quad (9)$$

где $C = \frac{S_1 (|p_2| \sin(kH))^2}{2W_d \rho_0 c_0}$ — безразмерный множитель; Z_d — импеданс, определяемый методом Дина по формуле (1); Z_1 — искомый импеданс для прямого метода.

После преобразований выражения (9) окончательно получим:

$$Z_1 = C \operatorname{Re} Z_d \times Z_d. \quad (10)$$

Поскольку в нашей задаче звуковое поле по сечению резонатора неоднородно, то для более правильного соответствия допущению о постоянстве параметров на лицевой и донной поверхности резонатора импеданс Z_d для использования в формуле (10) будем вычислять по формуле (2), акустическое давление в формуле (7) заменим на амплитудный коэффициент $(A_0)_1$, а акустическую скорость v_1 в формуле (7) заменим на осредненную по лицевой

поверхности $v_{1av} = \left(\int_{S_1} v_1 dS \right) / S_1$ (определяет-

ся при численном моделировании в COMSOL Multiphysics). Тогда формула (7) примет вид:

$$Z_1 = \frac{(A_0)_1}{\rho_0 c_0 v_{lav}}. \quad (11)$$

На рис. 8 представлено сравнение импеданса, рассчитанного по формуле (10), и импеданса, определенного прямым методом по формуле (11). Видно, что пересчет импеданса дает хорошее согласование результатов, что подтверждает корректность предложенной модификации метода Дина, которая предоставляет возможность однозначно определять импеданс в случае неоднородности звукового поля в резонаторе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что:

1. Модификация метода Дина устраняет неоднозначность в определении импеданса резонатора классическим методом Дина, получаемую в случае неоднородности звукового поля по сечению резонатора. Корректность предложенного метода подтверждается хорошим согласованием его результатов с импедансом, вычисленным прямым методом.
2. Поиск коэффициентов собственных функций для звукового поля на лицевой поверхности резонатора можно не проводить и использовать измерение акустического давления в одной точке, удалив ее на достаточное расстояние от кромок отверстий перфорации.
3. Для определения с хорошей точностью коэффициентов собственных функций для звукового поля на дне резонатора требуется большое число точек измерений, что делает проблематичной реализацию модифицированного метода Дина в натурных измерениях (по крайней мере с использованием зондовых микрофонов). Однако метод можно применять для определения импеданса на основе численного моделирования распространения звука в волноводе, облицованном звукопоглощающими конструкциями локально-реагирующего типа, что в связи с постоянно растущими возможностями вычислительной техники имеет все большую популярность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда и Пермского края, номер проекта 22-22-20087.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ISO 10534-1; Acoustics—Determination of Sound Absorption Coefficient and Impedance in Impedance Tubes. Part 1: Method Using Standing Wave Ratio. ISO: Geneva, Switzerland, 1996.
2. ISO 10534-2; Acoustics—Determination of Sound Absorption Coefficient and Impedance in Impedance Tubes. Part 2: Transfer Function Method. ISO: Geneva, Switzerland, 1996.
3. *Dean P. D.* An in-situ method of wall acoustic impedance measurement in flow duct // *J. Sound Vib.* 1974. V. 34. № 1. P. 97–130.
4. *Комкин А. И.* Методы измерения акустических характеристик звукопоглощающих материалов // *Измерительная техника.* 2003. № 3. С. 47–50.
5. *Jones M. G., Watson W. R., Tracy M. B., Parrott T. L.* Comparison of two waveguide methods for educating liner impedance in grazing flow // *AIAA Journal.* 2004. V. 42. P. 232–240.
6. *Elnady T., Boden H.* An inverse analytical method for extracting liner impedance from pressure measurements // *AIAA Paper.* 2004. 2004–2836.
7. *Jing X., Peng S., Sun X.* A straightforward method for wall impedance education in a flow duct // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. № 1. P. 227–234.
8. *Piot E., Primus J., Simonz F.* Liner impedance education technique based on velocity fields // *AIAA Paper.* 2012. 2012–2198.
9. *Weng Ch., Schulz A., Ronneberger D., Enghardt L., Bake F.* Flow and viscous effects on impedance education // *AIAA Journal.* 2018. V. 56. № 3. P. 1118–1132.
10. *Остриков Н. Н., Яковец М. А., Инамов М. С.* Экспериментальное подтверждение аналитической модели распространения звука в прямоугольном канале при наличии скачков импеданса и разработка на ее основе метода извлечения импеданса // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. С. 128–147.
11. *Tam C. K. W., Kurbatskii K. A.* A numerical and experimental investigation of the dissipation mechanisms of resonant acoustic liners // *J. Sound Vib.* 2001. V. 245. № 3. P. 545–557.
12. *Абалакин И. В., Горобец А. В., Козубская Т. К.* Вычислительные эксперименты по звукопоглощающим конструкциям // *Математическое моделирование.* 2007. Т. 19. № 8. С. 15–21.
13. *Roche J. M., Leylekian L., Delattre G., Vuillot F.* Aircraft fan noise absorption: DNS of the acoustic dissipation of resonant liners // *AIAA Paper.* 2009. 2009–3146.

14. Zhang Q., Bodony D. J. Impedance predictions of 3D honeycomb liner with circular apertures by DNS // AIAA Paper. 2011. 2011–2727.
15. Синер А. А., Мякотникова А. С. Численное исследование акустических свойств звукопоглощающих конструкций // Ученые записки ЦАГИ. 2012. Т. 43. № 4. С. 95–110.
16. Lavieille M., Bennani A., Balin N. Numerical simulations of perforate liners: Part I - Model description and impedance validation // AIAA Paper. 2013. 2013–2269.
17. Mann A., Pérot F., Kim M.-S., Casalino D. Characterization of acoustic liners absorption using a lattice-Boltzmann method // AIAA Paper. 2013. 2013–2271.
18. Храмов И. В., Кустов О. Ю., Федотов Е. С., Синер А. А. Численное моделирование механизмов гашения звука в ячейке звукопоглощающей конструкции // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 4. С. 508–514.
19. Jensen M. H., Shaposhnikov K., Svensson E. Using the linearized Navier Stokes equations to model acoustic liners // AIAA Paper. 2018. 2018–3783.
20. Khramtsov I. V., Kustov O. Yu., Palchikovskiy V. V. Adaptation of the Dean method to determine the acoustic characteristics of liner samples based on numerical simulation of physical processes in a normal incidence impedance tube // 2020 Int. Conf. on Dynamics and Vibroacoustics of Machines. 16–18 Sept. 2020. Samara. Russia.
21. Khramtsov I., Kustov O., Palchikovskiy V., Ershov V. Investigation of the reason for the difference in the acoustic liner impedance determined by the transfer function method and Dean's method // Akustika. 2021. № 39. P. 224–229.
22. Ou Y., Zhao Y. Prediction of the absorption characteristics of non-uniform acoustic absorbers with grazing flow // Applied Sciences. 2023. V. 13. № 4. P. 2256–2277.
23. Melling T. H. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels // J. Sound Vib. 1973. V. 21. № 1. P. 1–65.
24. Guess A. W. Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance // J. Sound Vib. 1975. V. 40. № 1. P. 119–137.
25. Kooi J. W., Sarin S. L. An experimental study of the acoustic impedance of Helmholtz resonator arrays under a turbulent boundary layer // 7th Aeroacoustics Conf., Palo Alto, CA, October 5–7, 1981.
26. Motsinger R. E., Kraft R. E. Design and performance of duct acoustic treatment // Aeroacoustics of flight vehicles. Theory and practice. Volume 2: Noise Control, 1991.
27. Hersh A. S., Walker B. E., Celano J. W. Helmholtz resonator impedance model, Part 1: Nonlinear behavior // AIAA Journal. 2003. V. 41. № 25. P. 795–808.
28. Соболев А. Ф. Полуэмпирическая теория однослойных сотовых звукопоглощающих конструкций с лицевой перфорированной панелью // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 6. С. 861–872.
29. Yu J., Ruiz M., Kwan H. W. Validation of Goodrich perforate liner impedance model using NASA Langley test data // AIAA Paper. 2008. 2008–2930.
30. Rienstra S. W., Singh D. K. Nonlinear asymptotic impedance model for a Helmholtz resonator of finite depth // AIAA Journal. 2018. V. 56. № 5. P. 1792–1802.
31. Eversman W., Drouin M., Locke J., McCartney J. Impedance models for single and two degree of freedom linings and correlation with grazing flow duct testing // Int. J. of Aeroacoustics. 2021. V. 20. P. 497–529.
32. Gaeta R. J., Mendoza J. M., Jones M. G. Implementation of in-situ impedance techniques on a full scale aero-engine system // AIAA Paper. 2007. 2007–3441.
33. Yan Q., Xue D., Mu Q., Yang J., Gao X., Huang W. Acoustic experimental technology for aircraft nacelle liner // Aerospace. 2023. V. 10. № 1. P. 56–72.
34. Palchikovskiy V., Kuznetsov A., Khramtsov I., Kustov O. Comparison of semi-empirical impedance models for locally-reacting acoustic liners in a wide range of sound pressure levels // Acoustics. 2023. V. 5. № 3. P. 676–692.
35. Федотов Е. С., Кустов О. Ю., Храмов И. В., Пальчиковский В. В. Сравнительный анализ акустических интерферометров на основе расчетно-экспериментальных исследований образцов звукопоглощающих конструкций // Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. 2017. № 48. С. 89–103.

MODIFICATION OF DEAN'S METHOD FOR DETERMINING IMPEDANCE WITH AN INHOMOGENEOUS SOUND FIELD IN A RESONATOR

V. V. Palchikovskiy

Perm National Research Polytechnic University, Komsomolsky Prospekt. 29, Perm, 614990 Russia

**e-mail: vvpal@pstu.ru*

A modification of Dean's method is proposed for determining the impedance in the case of a nonuniform sound field on the front and bottom surfaces of a resonator. Instead of acoustic pressures in Dean's formula, the modification uses the coefficients of eigenfunctions, which correspond to a uniform acoustic pressure distribution on the front and bottom surfaces of the resonator. The eigenproblem is solved by the finite element method; the coefficients of the eigenfunctions are found by the least squares method. At the current stage of research, the full-scale experiment has been replaced by numerical simulation in a linear formulation of sound propagation in an impedance tube with normal wave incidence with a honeycomb resonator attached to it. The inhomogeneity of the pressure field over the cross section of the resonator is created from the different positions of holes in the resonator face plate. The study is done for a different number of acoustic pressure measurement points at the bottom of the resonator. Calculations show that the proposed method is efficient and provides good agreement with the straight method for determining impedance. However, the possibilities of using modification of Dean's method in full-scale measurements are limited, because accurate resonator impedance determination requires a large number of measurement points.

Keywords: acoustic liner, acoustic resonator, impedance, Dean's method, eigenfunction expansion, finite element method.

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ФОКУСИРОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ВОЗДУХЕ

© 2024 г. Ш. А. Асфандияров^{a,*}, С. А. Цысарь^a, О. А. Сапожников^a

^aМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail: asfandiarov.sa14@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.04.2024 г.

После доработки 12.06.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Исследованы акустические и электрические характеристики 128-элементного ультразвукового излучателя, разработанного для создания фокусированных акустических пучков высокой интенсивности в воздухе в диапазоне низких ультразвуковых частот. Для подавления паразитных дифракционных максимумов использовано спиральное расположение пьезоэлектрических элементов на сферической чаше. Рабочая частота излучения равна 35.5 кГц, диаметр источника и фокусное расстояние составляли около 50 см и намного превышали длину волны (порядка 1 см). Указанный выбор параметров позволил обеспечить эффективную фокусировку с локализацией волновой энергии в фокальной области малого размера и за счет этого достигнуть экстремально высоких уровней интенсивности ультразвука. Параметры ультразвукового поля изучены в рамках комбинированного подхода с использованием методов измерения акустической радиационной силы, действующей на конический отражатель, определения реальных граничных условий по измерению распределения амплитуды и фазы акустического давления микрофоном на плоскости перед источником и численного моделирования нелинейного распространения мощных волн на основе решения уравнения Вестервельта. Достигнутый уровень акустического давления составил 173 дБ при размере фокального пятна, соответствующем масштабу длины волны.

Ключевые слова: ультразвук низкого диапазона частот в воздухе, многоэлементная антенная решетка, высокоинтенсивный фокусированный ультразвук, радиационная сила, акустический радиометр, акустическая голография

DOI: 10.31857/S0320791924040143 EDN: XAPEKI

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные ультразвуковые (УЗ) источники меггерцового диапазона частот широко применяются в терапевтических приложениях медицинского ультразвука [1]. Благодаря использованию фокусировки в жидкостях и биологических тканях удается достигать крайне высоких уровней акустического давления (до 100–150 МПа), необходимых для термического или механического разрушения участков биоткани в теле человека [2]. Ввиду распространенности и важности приложений ультразвуковых полей с такими свойствами в литературе при их описании широко используется аббревиатура HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) — высокоинтенсивный фокусированный ультразвук.

Аналогичные HIFU-излучатели для воздушной среды пока еще не имеют такого широкого спектра различных конструктивных реализаций и соответствующих приложений. Для создания высоких уровней акустического давления к настоящему времени разработаны и внедрены в практику технологические установки низкочастотного УЗ диапазона (частоты от 20 до 100 кГц), основу которых составляет пьезокерамический излучатель в виде вибратора Ланжевена, сопряженный с профилированной излучающей пластиной большого диаметра [3]. Подобные воздушные ультразвуковые системы используются в промышленности для пеногашения, сушки овощей и фруктов, инактивации микроорганизмов и для ускорения других процессов в газообразных средах [4–6]. Согласно

данным зарубежных разработчиков, такие установки в режиме фокусировки позволяют получать уровни давления до 175 дБ, а в режиме излучения квазиплоской волны имеют узкую диаграмму направленности (менее 2° по уровню -3 дБ) [3]. Отечественные производители, например ООО «Центр ультразвуковых технологий» (Бийск, Россия), выпускают технологические УЗ-установки такого типа, создающие несколько меньшие уровни акустического давления, до 150 дБ [7, 8]. Подобные излучатели эффективно справляются с задачами, под которые они разрабатываются, однако не позволяют достичь хорошей локализации зоны высокой интенсивности и создавать акустические поля с желаемой структурой.

По аналогии с приложениями HIFU-устройств в терапии, в воздушной акустике высокоинтенсивные фокусированные поля можно создавать с помощью многоэлементных антенных решеток. Поскольку амплитуды и фазы сигналов элементов в таких устройствах могут задаваться независимо, антенные решетки дают возможность гибко управлять структурой излучаемых волновых полей. При генерации волн большой амплитуды такие решетки позволяют реализовать нелинейные акустические режимы. Одним из устройств, построенных на принципах нелинейной акустики, является параметрический излучатель, предложенный изначально для задач гидроакустики [9]. Применительно к воздушной акустике, параметрическая генерация была впервые экспериментально реализована в работе [10], дальнейшие исследования привели к созданию коммерческих устройств [11]. Работы в этом направлении проводились и на кафедре акустики физического факультета МГУ [12]. Фокусированный ультразвук в воздухе было предложено использовать также для бесконтактной диагностики резиноподобных материалов [13]. Кроме того, была исследована возможность применения фокусированных УЗ пучков для осуществления акустической левитации в воздухе. Было продемонстрировано, что разработанные устройства позволяют перемещать, удерживать в пространстве, а также вращать небольшие легкие объекты (весом несколько мг), например, полистироловые шарики или небольшие капли жидкости [14–16].

В опубликованных на сегодня работах по многоэлементным воздушным решеткам до сих пор не удавалось выйти на уровни амплитуды давления в фокусе, достигнутые в упомянутых выше технологических одноэлементных излучателях (175 дБ). Так, в работе [17] сообщалось о максимальном

уровне давления 150 дБ, а в более позднем исследовании [18] был достигнут уровень 163 дБ. Целью настоящей работы являлось создание и акустическая характеристика 128-элементной УЗ фокусирующей решетки, способной за счет использования более мощных элементов и острой фокусировки реализовать режим HIFU со сверхвысокими уровнями интенсивности в воздухе.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Конструкция решетки и ее электрические характеристики

Фотография изготовленной решетки 1 и сопутствующего оборудования, необходимого для ее функционирования (усилитель 2 и генератор 3), представлена на рис. 1. Элементы решетки были установлены в прозрачной акриловой сферической чаше (Мастерская «Акрилайс», Москва, Россия) диаметром 500 мм и радиусом кривизны 500 мм. Элементами фокусирующей решетки служили 128 пьезоэлектрических преобразователей УП-3-01 (ООО «Аэрофон», Волгоград, Россия) с центральной частотой излучения 35.5 кГц и диаметром 30 мм [19]. Длина акустической волны в воздухе на центральной частоте составляет 9.7 мм. С целью подавления паразитных дифракционных максимумов индивидуальные преобразователи были расположены вдоль восьми плотных спиралей, предложенных ранее при конструировании HIFU-решеток для терапевтических применений мегагерцового ультразвука [20, 21]. Крепление преобразователей на сферической чаше осуществлялось с помощью специальных держателей в виде трубок с внешней резьбой, вкрученных в посадочные резьбовые отверстия на акриловой чаше. Внутри трубок были расположены электрические провода, питающие пьезоэлементы. Резьба держателей позволяла путем их вкручивания или выкручивания регулировать положение элементов относительно сферической чаши в пределах 40 мм с точностью позиционирования около 0.1 мм. На основании каждого держателя, находящегося с противоположной (выпуклой) стороны акриловой чаши, был установлен аудио-разъем TS с гнездовым контактом диаметром 3.5 мм, который позволял подключать элемент к источнику электрического напряжения. Все элементы решетки были электрически связаны с использованием параллельного соединения. Для этого идущий от источника электрической мощности двухжильный кабель разветвлялся на 128 кабелей длиной 500 мм,

которые подключались к пьезоэлементам посредством TS разъемов со штыревым контактом диаметром 3.5 мм. Решетка, тем самым, представляла собой совокупную электрическую нагрузку для источника мощности.

Электрические импедансы и соответствующие частотные характеристики отдельных элементов решетки были похожи, но не идентичны в силу особенностей процесса их изготовления. Типичные частотные зависимости действительной и мнимой частей электрического импеданса Z_1 одного элемента решетки представлены на рис. 2а. Для описания гармонических сигналов предполагалась зависимость $e^{-i\omega t}$ (где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, f — частота), поэтому емкостная нагрузка на этих кривых соответствует $\text{Im}(Z_1) > 0$, а индуктивная $\text{Im}(Z_1) < 0$. Вид кривых является типичным для электроакустических преобразователей. Мнимая часть обращается в ноль дважды, на частоте резонанса (около 35.5 кГц) и антирезонанса (около 37 кГц), при этом действительная часть импеданса принимает значения 80 и 3500 Ом, соответственно. С учетом того, что производитель пьезоэлементов ограничивал допустимую амплитуду электрического напряжения величиной 10 В, для эффективного подведения к элементам электрической мощности была выбрана частота резонанса 35.5 кГц. Поскольку все 128 элементов решетки были соединены параллельно, совокупный импеданс Z_Σ решетки был меньше на два порядка по сравнению с импедансом одного элемента, т.е. являлся низкоомным и составлял на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц величину порядка 1 Ом (рис. 2б). Усилитель электрической мощности имел заметно отличающееся от указанной величины номинальное выходное сопротивление, равное 8 Ом. Поэтому для исключения повреждения выходных каналов усилителя и эффективной передачи электрической энергии от усилителя к излучателю требовалось электрическое согласование. Для этого между усилителем мощности и решеткой размещалось согласующее устройство, изготовленное с использованием подобранных нужным образом реактивных элементов (индуктивности L и емкости C). Частотная зависимость импеданса нагрузки Z , измеренного на входе подключенного к решетке согласующего устройства, представлена на рис. 2в. Видно, что действительная часть указанного импеданса на центральной частоте была равна $\text{Re}(Z) = 7$ Ом, а мнимая $\text{Im}(Z)$ близка к нулю, что позволяло считать, что условие согласования было достигнуто с достаточной точностью.

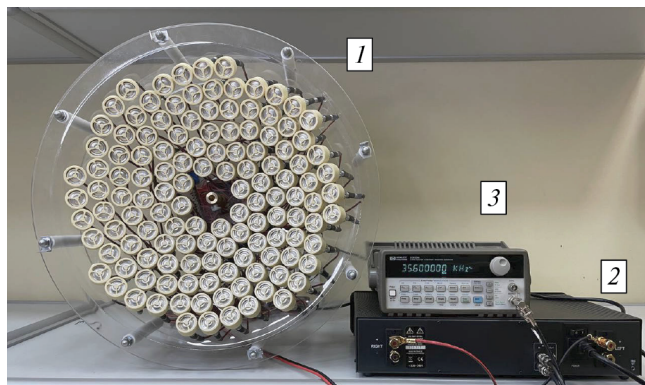


Рис. 1. Фотография изготовленной 128-элементной фокусирующей решетки и сопутствующего оборудования. 1 — решетка, 2 — бытовой усилитель мощности Atoll AM 200, 3 — генератор сигналов Agilent 33120A.

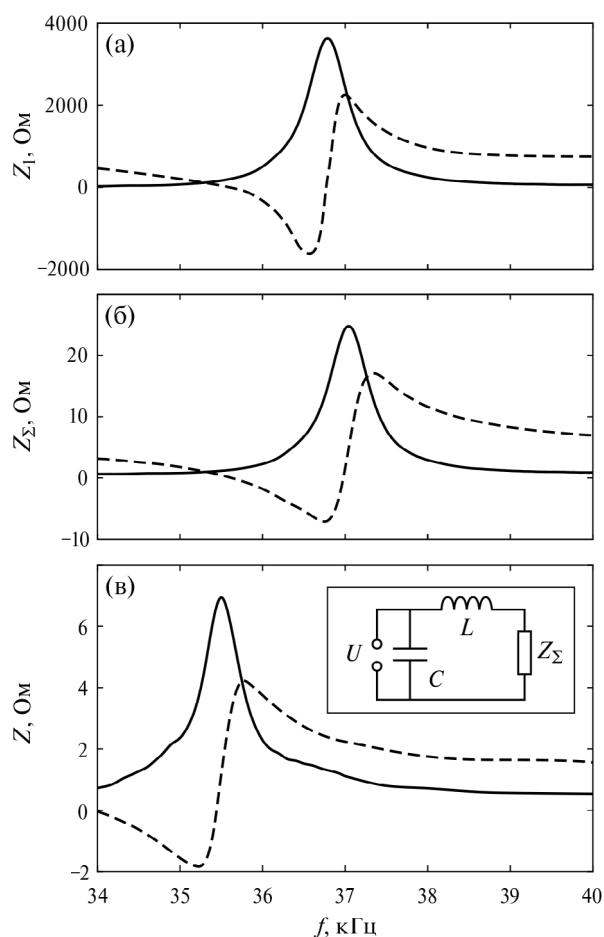


Рис. 2. (а) — Частотные зависимости действительной (сплошная линия) и мнимой (штриховая) части импеданса Z_1 одного элемента решетки, (б) — импеданса Z_Σ параллельно соединенных 128 элементов решетки, (в) — импеданс Z решетки с подключенным согласующим устройством; на вставке показана схема устройства, согласующего источник напряжения U с электрической нагрузкой Z_Σ .

В качестве источника управляющих сигналов, подаваемых на вход усилителя мощности, использовался лабораторный генератор сигналов 33120A (Agilent Technologies, USA). Сигнал с генератора усиливался с помощью бытового усилителя мощности AM 200 (Atoll Electronique, Brecey, France), подавался на согласующее устройство и далее на антенную решетку (см. рис. 1). Номинальная мощность усилителя составляла 200 Вт, однако в экспериментах использовалось не более 45 Вт из-за ограничения на максимальную амплитуду напряжения 10 В на элементах решетки.

Акустическая характеристика решетки

Для обеспечения эффективной фокусировки элементы излучающей антенной решетки должны быть взаимно сфазированы, чтобы акустические сигналы, излученные отдельными элементами, интерферировали в точке фокуса конструктивно, т.е. имели одинаковую фазу. В общем случае фазировка элементов неидеальна по двум причинам: из-за неодинаковых фазовых сдвигов, вносимых в процессе электроакустического преобразования в различных пьезоэлементах, и из-за того, что эффективные центры элементов не лежат на общей сфере. При независимом управлении фазами электрических сигналов, подаваемых на элементы, их взаимная фазировка может достигаться введением корректирующих фазовых сдвигов. Пример такого подхода описан в нашей недавней статье [22]. В антенной решетке, рассматриваемой в настоящей работе, на все элементы подавался один и тот же электрический сигнал, т.е. возможность независимой корректировки фаз на элементах отсутствовала. Чтобы обойти это ограничение, использовался альтернативный подход, основанный на механическом перемещении излучающих элементов относительно сферической чаши, на которой они крепились. Для обеспечения должной фазовой коррекции в фокусе решетки устанавливался микрофон и производилось последовательное излучение ультразвука одиночными элементами на рабочей частоте 35.5 кГц. Сигнал микрофона наблюдался на осциллографе и сравнивался с эталонным сигналом той же частоты. Вкручиванием или выкручиванием держателей элементов устанавливалась синфазность акустического сигнала элемента и эталонного сигнала. Поскольку точность перемещения пьезоэлементов составляла менее одной десятой длины волны, выравнивание фаз достигалось с высокой точностью.

Определение акустических характеристик разработанной решетки осуществлялось с помощью метода импульсной акустической голографии [23–26]. Голографические измерения проводились на экспериментальном стенде, схематическое изображение которого представлено на рис. 3а. Исследуемая решетка устанавливалась неподвижно на штативе. Напротив решетки устанавливался калиброванный конденсаторный микрофон 46BE (GRAS, Denmark) диаметром 1/4 дюйма (6.4 мм) с практически линейной амплитудно-частотной характеристикой в полосе частот 0–100 кГц. Питание микрофона обеспечивалось источником 12AL (GRAS, Denmark). Микрофон был установлен в центре держателя, имевшего форму конуса с углом раствора 90° (рис. 3а). Держатель был изготовлен из металлической воронки и играл роль акустического рефлектора, предотвращающего попадание на микрофон паразитных сигналов, отраженных от конструкции крепления микрофона. Микрофон в процессе измерений мог перемещаться контролируемым образом в автоматическом режиме. Для этого использовалась система микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, United Kingdom), позволяющая проводить пространственное трехмерное сканирование с точностью позиционирования до 6 мкм. Голограмма УЗ поля записывалась путем растрового сканирования и регистрации сигнала микрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 4 мм. Плоскость голограммы (плоскость сканирования) была перпендикулярна оси решетки и располагалась от ее центра на расстоянии $z_H = 240$ мм, примерно равном половине фокусного расстояния. Количество узлов сетки выбиралось равным 101×101 , т.е. размер участка сканирования составлял 400×400 мм, что позволяло полностью охватить геометрические размеры пучка. Центр области сканирования устанавливался напротив центра решетки.

В ходе сканирования при записи сигнала микрофона в каждой точке голограммы на элементы решетки подавались одинаковые электрические сигналы. Они имели вид радиоимпульсов с синусоидальным заполнением на частоте 35.5 кГц, длительностью 20 периодов и с плавным нарастанием и затуханием огибающей. Для уменьшения шумов проводилось усреднение по 16 реализациям в импульсно-периодическом режиме, при этом период повторения импульсов составлял 10 мс. Электрический сигнал микрофона регистрировался с помощью осциллографа TDS5054B (Tektronix Inc., США). Запись сигнала производилась в пределах

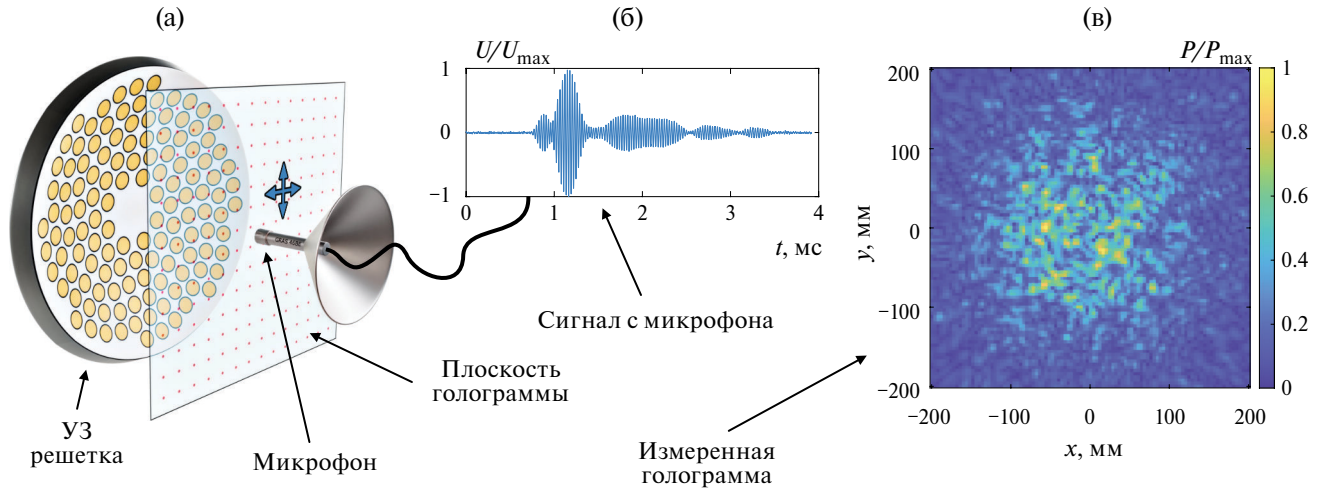


Рис. 3. (а) — Схема проведения измерений с помощью микрофона, перемещающегося вдоль плоскости голограммы перед излучающей антенной решеткой на расстоянии 240 мм от ее центра. (б) — Типичный временной профиль электрического сигнала на микрофоне в одной из точек голограммы при импульсном возбуждении антенной решетки. (в) — Распределение амплитуды акустического давления вдоль поверхности голограммы, измеренное на рабочей частоте решетки 35.5 кГц.

временного окна длительностью 4 мс: указанной длительности было достаточно для записи принимаемого микрофоном импульсного акустического сигнала. Шаг дискретизации сигнала был равен 1.6 мкс, что для выбранного временного окна соответствовало 2500 точкам записи. Типичный вид регистрируемого микрофоном сигнала в одной из точек плоскости голограммы при импульсном возбуждении элементов решетки представлен на рис. 3б.

Управление процессом сканирования и записи результатов измерений осуществлялось компьютером по программе, написанной в среде LabView и предоставленной производителем системы позиционирования (Precision Acoustics). На основе записанных импульсных сигналов акустического давления $p(x, y, z_H, t)$ во всех точках участка сканирования на плоскости $z_H = 240$ мм с помощью преобразования Фурье рассчитывались распределения комплексной амплитуды акустического давления $P(x, y, z_H, \omega) = A_p(x, y, z_H, \omega)e^{i\phi_p(x, y, z_H, \omega)}$ на разных частотах ω , где A_p — действительная амплитуда, ϕ_p — фаза соответствующей гармонической волны давления.

Используя найденные таким образом монохроматические голограммы, с помощью интеграла Рэлея осуществлялся расчет обратного распространения и находилось распределение нормальной компоненты колебательной скорости в точках (x, y, z) сферической поверхности,

на которой располагались элементы решетки: $V(x, y, z, \omega) = A_v(x, y, z, \omega)e^{i\phi_v(x, y, z, \omega)}$, где A_v и ϕ_v — соответствующие амплитуда и фаза колебательной скорости [23].

Из измеренной голограммы $P(x, y, z_H, \omega)$, кроме того, был рассчитан угловой спектр поля давления и с его помощью для каждой частоты ω найдена мощность $W_{\text{ак}}$ акустического поля, излучаемого при заданной амплитуде электрического напряжения U_0 , подаваемого на элементы решетки [27]. С использованием измеренного электрического импеданса решетки Z_{Σ} при указанном значении U_0 была рассчитана электрическая мощность $W_{\text{эл}} = U_0^2 \text{Re}(1 / Z_{\Sigma}) / 2$. Указанные значения мощностей $W_{\text{ак}}$ и $W_{\text{эл}}$ использовались для нахождения электроакустической эффективности $E = W_{\text{ак}} / W_{\text{эл}}$ на разных частотах.

Помимо сканирования голограммы (записи двумерной структуры акустического поля), проводились измерения продольного распределения акустического сигнала вдоль оси излучателя и поперечных распределений в фокальной плоскости. В точке фокуса дополнительно записывался сигнал микрофона при разных уровнях возбуждения решетки, вплоть до достижения амплитудой акустической волны в фокусе предела динамического диапазона микрофона, равного 160 дБ.

Нахождение акустической мощности путем регистрации радиационной силы, действующей на широкоапертурный отражатель

Для верификации количественных характеристик ультразвукового поля, полученных с помощью калиброванного микрофона, были проведены независимые измерения акустической мощности и эффективности электроакустического преобразования. С этой целью для излучателей мегагерцового диапазона, создающих мощные ультразвуковые пучки в жидкостях и биологических тканях, часто используется метод, основанный на измерении акустической радиационной силы, действующей на эталонный поглотитель или отражатель при его помещении в исследуемый ультразвуковой пучок [28, 29]. Подобные устройства часто называются акустическими радиометрами и используются в акустических измерениях уже много десятков лет [30]. Аналогичные измерения можно проводить не только в жидкостях, но и газах. С этой целью удобно использовать отражатели конической формы, поперечный размер которых превосходит диаметр акустического пучка.

На рис. 4 представлена фотография экспериментальной установки. УЗ фокусирующая решетка 1 была расположена в основании установки и излучала вверх. Над ней на подвесе располагался изготовленный из алюминия рефлектор 2, имевший форму конуса с углом раствора 90° и диаметр основания 210 мм. Рефлектор был закреплен на подвесе цифровых весов 310 С (Precisa Gravimetrics AG, Switzerland) 3 таким образом, что при воздействии на мишень акустической радиационной силы показания весов менялись. Регистрируемое изменение веса рефлектора равно вертикальной компоненте радиационной силы: $F = mg$, где m — изменение показания весов (в единицах массы), $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения. Положение отражателя относительно решетки регулировалось за счет изменения длины подвеса. В ходе измерений на решетку на несколько секунд подавался непрерывный гармонический сигнал. Измерения проводились на разных частотах с шагом 0.1 кГц в диапазоне 35–36 кГц. Измерение электрической мощности $W_{\text{эл}}$, подаваемой на элементы решетки, производилось с помощью ваттметра 21А (Sonic Concepts Inc., USA) 4, который подключался в разрыв между согласующим устройством и элементами решетки.

Величина вертикальной компоненты радиационной силы F , действующей на конический отражатель, связана с излучаемой акустической мощностью $W_{\text{ак}}$ следующей формулой:

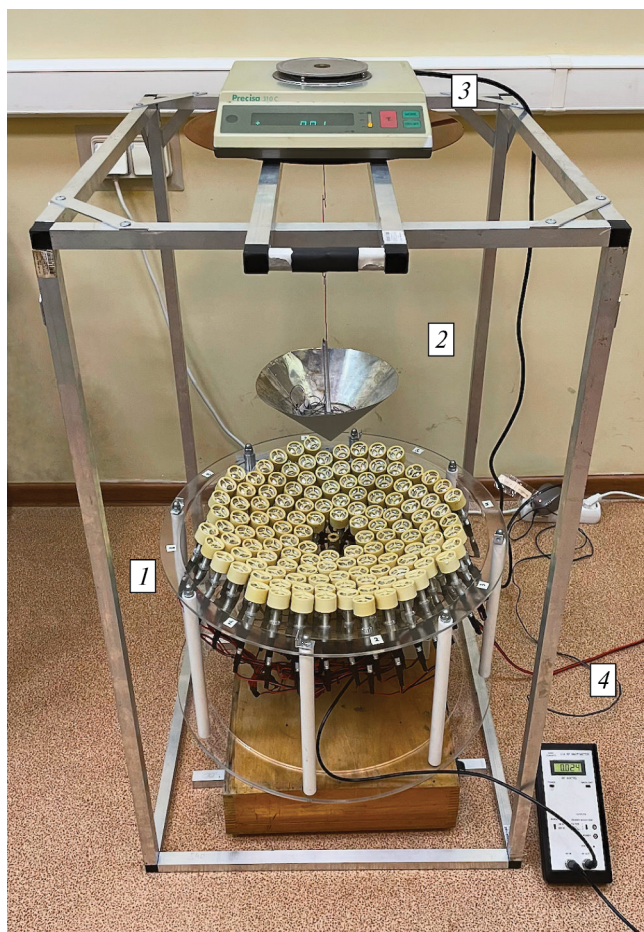


Рис. 4. Фотография экспериментальной установки для измерения электроакустической эффективности УЗ решетки на основе измерения акустической радиационной силы. 1 — УЗ решетка, 2 — конический отражатель, 3 — прецизионные весы, 4 — ваттметр.

$$F = \gamma \frac{W_{\text{ак}}}{c},$$

где $c = 340 \text{ м/с}$ — скорость звука, коэффициент $\gamma = 1.1651$ учитывает форму рефлектора и геометрию акустического пучка для конкретного случая конического отражателя и фокусирующего излучателя [31]. Указанная формула выписана в приближении геометрической акустики, которое хорошо выполняется в случае, когда диаметр отражателя намного больше длины волны. В описываемых экспериментах длина волны составляла около 10 мм, а диаметр рефлектора 210 мм, т.е. условие применимости приведенной формулы выполнялось.

Одновременно с измерением радиационной силы, используемой для расчета акустической мощности $W_{\text{ак}}$, проводились измерения электрической мощности $W_{\text{эл}}$. На их основе рассчитывалась

электроакустическая эффективность решетки $E = W_{\text{ак}} / W_{\text{эл}}$.

Численное моделирование высокоинтенсивного фокусированного ультразвука, создаваемого многоэлементной решеткой

Корректное измерение акустических волн высокой интенсивности затруднено из-за неизбежного проявления нелинейного отклика и возможного выхода из строя традиционных приемников (гидрофонов и микрофонов). Максимальное давление, создаваемое в фокальной области исследуемой решетки, превышало верхнюю границу динамического диапазона используемого микрофона, которая составляла 160 дБ. На высоких уровнях возбуждения нелинейный отклик микрофона был отчетливо виден и проявлялся, в частности, в эффекте отсечки вершины положительного полупериода профиля волны акустического давления.

Как и в случае HIFU в жидкостях, для HIFU в воздухе альтернативой прямым измерениям может быть численное моделирование нелинейного волнового уравнения с использованием найденного из эксперимента граничного условия на излучателе. В настоящем исследовании для проведения численного эксперимента использовался программный комплекс «HIFU beam», разработанный в Лаборатории медицинского и промышленного ультразвука МГУ имени М.В. Ломоносова [32, 33]. Программный комплекс позволяет моделировать нелинейные аксиально-симметричные фокусированные акустические поля на основе уравнения Вестервельта. Для анализа полей реальных излучателей, для которых условие аксиальной симметрии выполняется лишь приближенно, в комплексе «HIFU beam» используется модель эквивалентного поршневого излучателя, дающего в линейном режиме структуру поля в фокальной области, близкую к экспериментально измеренной. Указанный модельный поршневой излучатель имеет вид круглой сферической чаши с круглым центральным отверстием. При этом предполагается, что амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости во всех точках поверхности чаши одинакова. Подгоночными параметрами для выбора эквивалентного излучателя являются его внешний диаметр D , диаметр центрального отверстия d , радиус кривизны излучающей поверхности F , а также амплитуда колебательной скорости на указанной поверхности при заданной амплитуде электрического напряжения, подаваемого на излучатель. Переход к нелинейному режиму акустического

распространения осуществляется в предположении, что пьезоэлектрические элементы решетки являются линейными устройствами, т.е. колебательная скорость на излучающей поверхности пропорциональна подаваемому на излучатель электрическому напряжению.

На подготовительном этапе численного эксперимента находились параметры эквивалентного поршневого излучателя. Для этого использовались аналитические выражения для амплитуды акустического давления вдоль и поперек оси пучка для амплитуды заданного эффективного давления $p_0 = \rho c v_0$ у поверхности поршневого УЗ излучателя, где v_0 — амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости, ρ — плотность среды, c — скорость звука [32]. Значения параметров D , d и F , а также амплитуды давления p_0 для заданной амплитуды напряжения U_0 на элементах подбирались таким образом, чтобы получаемые теоретические распределения давления наилучшим образом аппроксимировали соответствующие зависимости, измеренные с помощью микрофона.

После нахождения эквивалентного поршневого излучателя с помощью комплекса «HIFU beam» проводился расчет акустического поля для разных уровней амплитуды электрического напряжения на излучателе. При этом амплитуда давления на эквивалентном излучателе p_0 увеличивалась пропорционально напряжению U_0 на элементах решетки в эксперименте до уровня максимально допустимого напряжения работы в непрерывном режиме, которое (согласно документации производителя пьезоэлементов) составляло 10 В.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчитанные из измеренной голограммы распределения амплитуды A_v и фазы φ_v нормальной компоненты колебательной скорости на сферической поверхности решетки представлены на рис. 5 на рабочей частоте решетки 35.5 кГц и на близкой к ней частоте 36 кГц. Полученные картины отчетливо показывают расположенные вдоль спиралей элементы антенной решетки. Из распределения амплитуды видно, что часть элементов решетки колеблется с малой относительно большинства элементов решетки амплитудой, однако большая часть, около 70% элементов, работает оптимально. По распределению фазы виден результат проведенной фазировки элементов: большинство элементов излучает в фазе. Малая амплитуда неэффективных элементов связана с отличием резонансной

частоты этих элементов от выбранной рабочей частоты решетки. На рис. 5 представлено аналогичное амплитудное распределение A_y на частоте 36 кГц, из которого видно, что все элементы излучают более однородно, но менее эффективно. Фазовое распределение φ_y на частоте 36 кГц иллюстрирует, что на этой частоте фазировка элементов уже не является оптимальной.

Важность проведения фазировки элементов для достижения эффективной фокусировки хорошо видна на рассчитанной из голограммы пространственной структуре интенсивности

ультразвука в фокальной плоскости. На рис. 6 показано поперечное распределение интенсивности $I_{ак}$, нормированной на полную акустическую мощность излучения $W_{ак}$, на частотах $f = 35.5$ и 36 кГц. При такой нормировке в случае синфазности всех элементов величина $I_{ак} / W_{ак}$ для близких частот должна быть одной и той же. Результат для двух указанных частот, однако, заметно отличается: значение нормированной интенсивности на рабочей частоте 35.5 кГц, для которой была произведена фазовая коррекция, выше на 30%, чем на частоте 36 кГц.

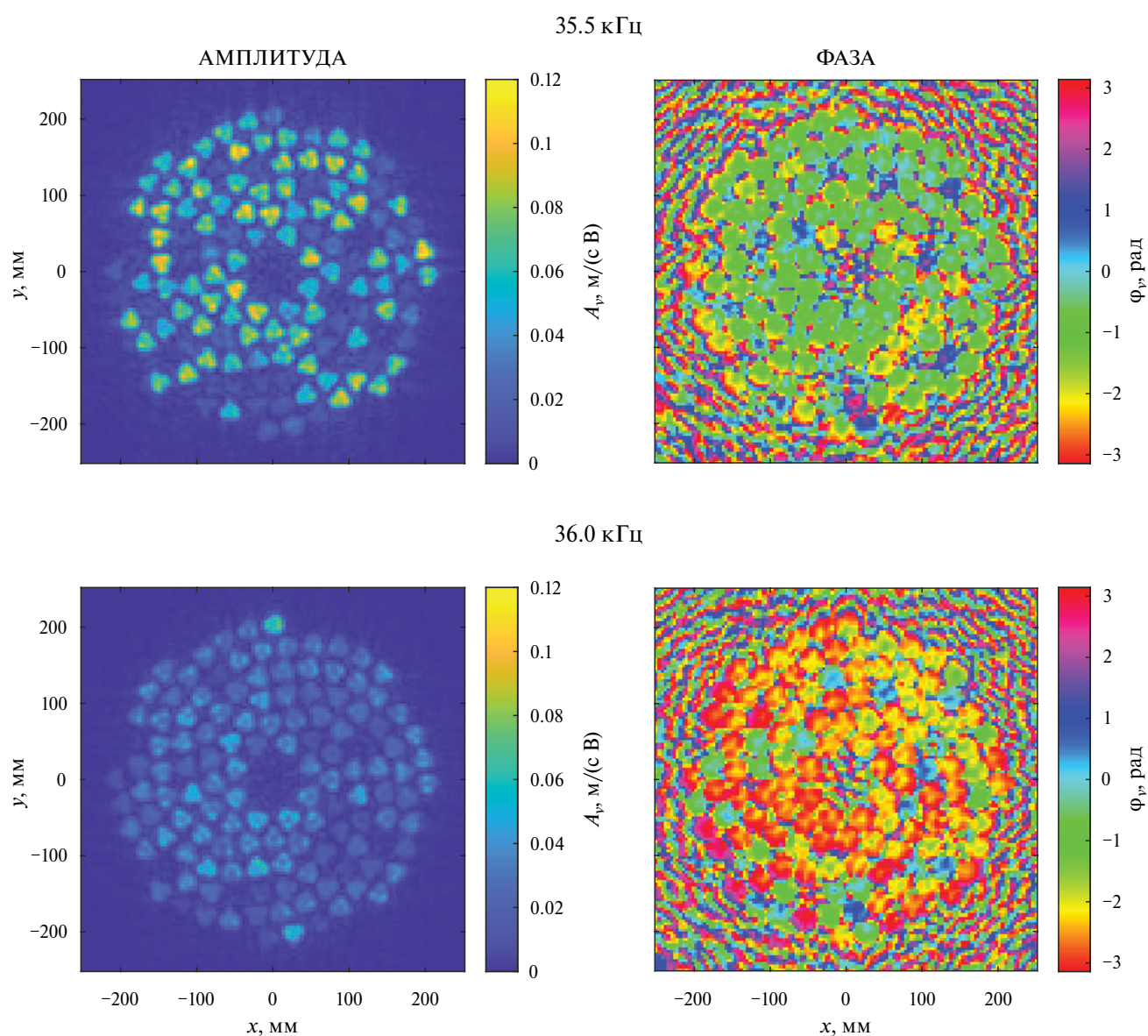


Рис. 5. Распределения амплитуды A_y и фазы φ_y нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности решетки на рабочей частоте 35.5 кГц и на частоте 36 кГц.

Для достижения высоких уровней интенсивности волны в фокусе требуется не только обеспечение синфазности отдельных элементов решетки, но и достижение высоких уровней излучаемой акустической мощности $W_{\text{ак}}$. При известной чувствительности акустического приемника эта величина может быть рассчитана из голограммы [34]. Поскольку в процессе эксплуатации чувствительность приемника может по тем или иным причинам измениться относительно паспортной, желательно иметь независимый способ измерения акустической мощности. В настоящей работе для этого использовался метод, основанный на измерении акустической радиационной силы.

На рис. 7 представлены результаты измерения частотной зависимости акустической мощности $W_{\text{ак}}$ при амплитуде электрического напряжения на элементах излучателя $U_0 = 1$ В. Сплошной линией показана акустическая мощность, рассчитанная для такого напряжения из полной голограммы (размером 400×400 мм). Как видно, максимальное значение достигается на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц и составляет примерно 0.045 Вт. Точками на рис. 7 показаны результаты измерения акустической мощности на основе измерения радиационной силы. Эти измерения показывают примерно в 2 раза меньшую акустическую мощность, что естественно, поскольку рефлектором захватывается лишь часть ультразвукового пучка. Штриховой линией показана рассчитанная из голограммы акустическая мощность, проходящая через круг диаметром 180 мм, что примерно совпадает с диаметром основания акустического рефлектора (210 мм). Некоторое уменьшение эффективного диаметра может быть объяснено тем, что на краю рефлектора приближение геометрической акустики нарушается из-за дифракции, и поэтому краевая область рефлектора не дает полного вклада в результирующую радиационную силу. Таким образом, метод акустического радиометра подтвердил корректность калибровки микрофона и правильность микрофонных измерений абсолютных величин акустического давления.

Одной из важных характеристик любого электроакустического преобразователя является эффективность преобразования электрической энергии в акустическую. Поскольку метод акустической голографии позволяет измерить полную акустическую мощность, а измерение электрического импеданса излучателя и напряжения на нем позволяет найти электрическую мощность, то комбинация

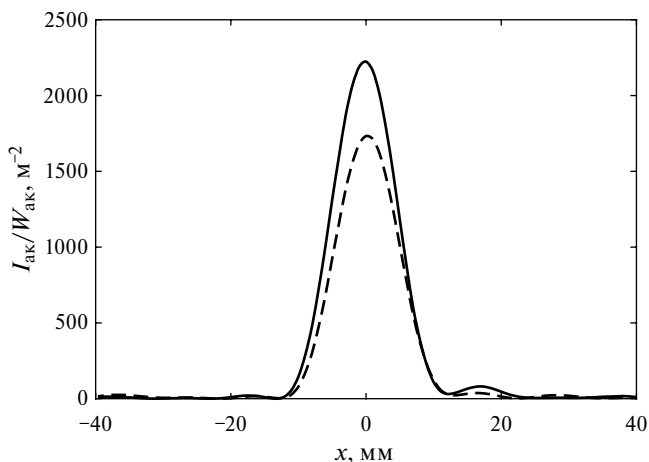


Рис. 6. Распределение интенсивности $I_{\text{ак}}$ акустического излучения, нормированное на полную акустическую мощность $W_{\text{ак}}$ излучения, на оси x в фокальной плоскости на частотах 35.5 кГц (сплошная линия) и 36 кГц (штриховая линия).

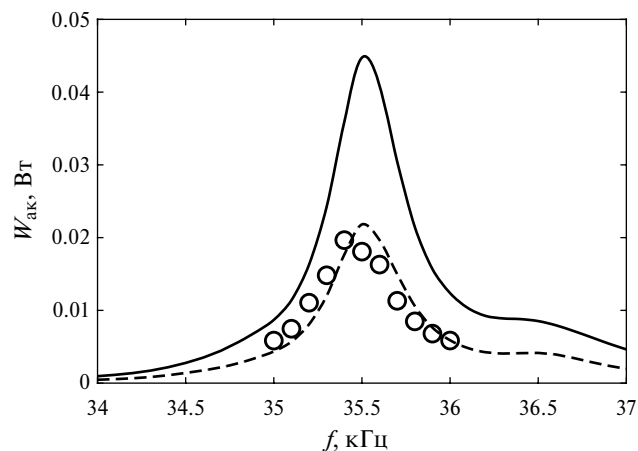


Рис. 7. Частотные зависимости акустической мощности при напряжении 1 В на элементах решетки: сплошная линия — расчет из полной голограммы, точки — результат измерения методом акустического радиометра, штриховая линия — расчет из участка голограммы в виде круга диаметром 180 мм.

указанных измерений позволяет рассчитать эффективность. На рис. 8 представлены результаты нахождения электроакустической эффективности E разработанной решетки в зависимости от частоты. Измерения показали, что максимальное значение эффективности решетки достигается на частоте 35.7 кГц и составляет порядка 13%. Эффективность на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц примерно такая же (12%).

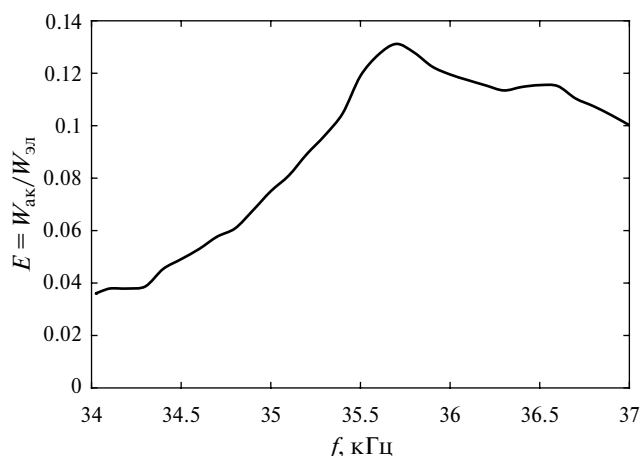


Рис. 8. Частотная зависимость электроакустической эффективности решетчатой.

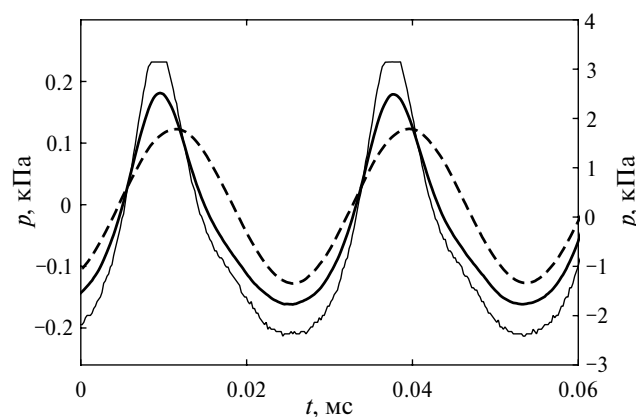


Рис. 9. Профили акустического давления в фокусе, измеренные при разных уровнях возбуждения элементов. Штриховая линия — профиль в линейном режиме при амплитуде электрического напряжения 0.5 В на элементах (шкала давления — слева). Сплошные линии — профили в нелинейном режиме; толстая линия — при амплитуде напряжения 5.8 В, тонкая линия при 7.7 В (шкала давления — справа).

Важным аспектом исследования возможностей разработанной антенной решетки была проверка возможности достижения режимов высокой интенсивности, при которых сильно выражены нелинейные эффекты. С этой целью были проведены измерения формы волны в точке фокуса при различных уровнях напряжения на излучающих элементах. На рис. 9 показаны профили акустического давления в фокусе на разных уровнях возбуждения элементов. Серой линией показан профиль при относительно малой амплитуде электрического напряжения $U_0 = 0.5$ В на элементах, когда нелинейность не проявляется, и поэтому профиль

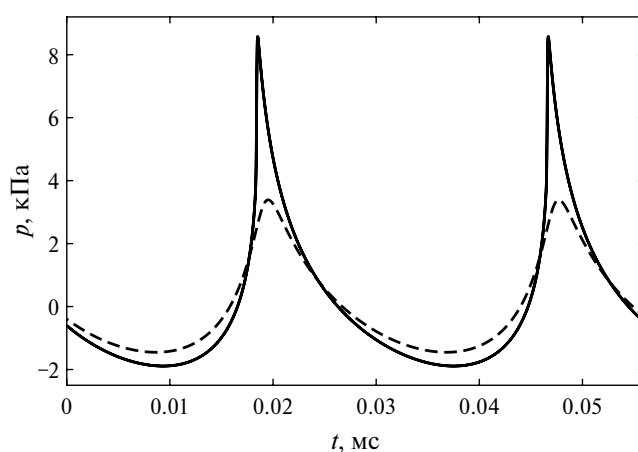


Рис. 10. Профили акустической волны в фокусе, полученные с помощью численного моделирования с использованием комплекса «HIFU beam» при амплитуде напряжения на излучателе 7 В (штриховая линия) и 10 В (сплошная линия).

является синусоидальным. Черной толстой линией показан сигнал микрофона при амплитуде напряжения $U_0 = 5.8$ В. Как видно, форма сигнала искажена и уже заметно отличается от синусоидальной. В соответствии с чувствительностью микрофона, в последнем случае амплитуда акустического давления достигала значения 2500 Па, что соответствует 162 дБ. Такой уровень акустического давления является максимально допустимым значением в пределах динамического диапазона используемого микрофона GRAS 46BE, т.е. измерения при больших уровнях заведомо искажены самим нелинейным откликом микрофона. Этот эффект отчетливо виден по отсечке сигнала для возбуждающего напряжения 7.7 В (черная тонкая линия на графике).

Для анализа акустического поля антенной решетки при тех уровнях ее возбуждения, когда измерения микрофоном были невозможны, проводилось численное моделирование в соответствии с ранее описанной методикой с использованием программного комплекса "HIFU beam".

Полученные в результате численного моделирования профили акустической волны в фокусе при напряжении на элементах $U_0 = 7$ В и максимально допустимом напряжении $U_0 = 10$ В представлены на рис. 10. Наблюдаемое искажение формы волны типично для режимов HIFU, когда существенную роль играет акустическая нелинейность среды. Фазы сжатия укорочены, фазы разрежения,

напротив, растянуты, а пиковое положительное давление заметно превышает абсолютное значение пикового отрицательного давления. При напряжении $U_0 = 10$ В в профиле волны наблюдается ударный фронт. Важным результатом является также то, что пиковое значение акустического давления, полученное при моделировании, основанном на экспериментально заданном граничном условии, для $U_0 = 10$ В составляет 8.6 кПа, что соответствует уровню 173 дБ.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлена и исследована 128-элементная антенная решетка со спиральным расположением элементов на сферической чаше, предназначенная для излучения фокусированного ультразвука в воздухе в низкочастотном ультразвуковом диапазоне (на рабочей частоте 35.5 кГц). Диаметр решетки примерно равен фокусному расстоянию (0.5 м), причем эти размеры намного превышают длину волны (9.6 мм), что позволило обеспечить эффективную фокусировку и, за счет этого, локализовать акустическое поле в фокальной области малого размера и достичь в этой области экстремально высоких уровней интенсивности ультразвука. Как видно из рис. 6, диаметр фокальной области по уровню 3 дБ около 10 мм, что лишь ненамного превышает длину волны.

Особенностью конструкции разработанной решетки является возможность независимого позиционирования отдельных элементов с высокой точностью, что позволяет перемещением держателей элементов управлять формой фазового фронта фокусированного ультразвукового пучка. В настоящей работе эта возможность была использована для коррекции фазового фронта на рабочей частоте (см. рис. 5), что позволило существенно повысить качество фокусировки (рис. 6). Поскольку перемещение элементов может быть выполнено в пределах нескольких длин волн, корректировка фаз в разработанной конструкции решетки позволяет создавать пучки с более сложной структурой фазового фронта, например так называемые закрученные («вortexные») пучки [35]. Кроме того, имеется возможность сдвига фокусного расстояния относительно геометрического фокуса. Спиральный характер расположения элементов при этом позволяет подавить паразитные дифракционные максимумы, характерные для антенных решеток с периодическим расположением элементов.

В качестве излучающих элементов в представленной решетке использованы пьезоэлектрические излучатели [19]. Согласно проведенным измерениям, эффективность электроакустического преобразования в них составила 10–13% (рис. 8). Эта величина намного меньше эффективности одноэлементных ультразвуковых систем с использованием изгибных колебаний профилированных пластин, для которых производители называют величину 75–80% [3]. С другой стороны, эффективность типичных бытовых динамиков гораздо ниже, в лучшем случае несколько процентов [36]. Поскольку антенная решетка позволяет обеспечить излучение с большой поверхности за счет использования большого количества сфазированных элементов, удастся создавать острофокусированные ультразвуковые пучки и даже при эффективности электроакустического преобразования 10% добиться экстремально высоких уровней интенсивности. В настоящей работе таким способом был достигнут уровень акустического давления более 170 дБ.

Правильность рассчитываемой из микрофонных измерений величины излучаемой акустической мощности была проверена независимым методом, основанным на измерении акустической радиационной силы, действующей на рефлектор конической формы. Поскольку подводимая электрическая мощность пропорциональна квадрату амплитуды напряжения, то при максимально возможной амплитуде ($U_0 = 10$ В), согласно рис. 7, мощность достигала значения около 5 Вт. Примечательно, что при максимальных уровнях возбуждения излучателя радиационная сила составляла 2 мН. Такие высокие уровни радиационной силы указывают на возможность использования разработанной решетки для левитации в воздухе довольно тяжелых объектов.

Важным результатом работы явилась также экспериментальная реализация режима фокусировки, при котором форма ультразвуковых волн сильно искажена из-за акустической нелинейности. Благодаря фокусировке на расстоянии порядка диаметра излучателя удалось получить волновые профили, содержащие ударные участки. Форма волны при этом похожа на форму акустических сигналов, получаемых в современных приложениях высокоинтенсивного ультразвука (HIFU) мегагерцового диапазона в терапии. Наличие ударного фронта и экстремально высокие пиковые давления могут найти различные применения как в ультразвуковых технологиях, так и научных исследованиях взаимодействия интенсивного ультразвука со средой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэйли М. Р., Хохлова В. А., Сапожников О. А., Карел С. Г., Крам Л. А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань. (Обзор) // Акустический журнал. 2003. Т. 49. № 4. Р. 437–464.
2. Sapozhnikov O. A., Khokhlova V. A., Cleveland R. O., Blanc-Benon P., Hamilton M. F. Nonlinear Acoustics Today // Acoust. Today. 2019. V. 15, № 3. P. 55.
3. Gallego-Juarez J. A., Graff K. F., Lucas M. Power Ultrasonics. Woodhead Publishing, 2023.
4. Charoux C. M. G., Ojha K. S., O'Donnell C. P., Cardoni A., Tiwari B. K. Applications of airborne ultrasonic technology in the food industry // J. of Food Engineering. 2017. V. 208. P. 28–36.
5. Gallego-Juarez J. A. High-power ultrasonic processing: Recent developments and prospective advances // Physics Procedia. 2010. V. 3, № 1. P. 35–47.
6. Борисов Ю. Я., Гныкина Н. М. Акустическая сушка // Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970. С. 686.
7. Khmelev V. N., Shalunov A. V., Nesterov V. A., Dorovskikh R. S., Golykh R. N. Ultrasonic radiators for the action on gaseous media at high temperatures // 2015 16th Int. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices. Erlagol, Russia: IEEE, 2015. P. 224–228.
8. Khmelev V. N., Tsyganok S. N., Barsukov R. V., Khmelev M. V., Barsukov A. R. Ultrasonic devices for non-contact intensification of technological processes // Fibre Chem. 2022. V. 53. № 6. P. 391–394.
9. Зверев В. А. Как зарождалась идея параметрической акустической антенны // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 685–692.
10. Bennett M. B., Blackstock D. T. Parametric array in air // J. Acoust. Soc. Am. 1975. V. 57. № 3. P. 562–568.
11. Pompei F. J. The use of airborne ultrasonics for generating audible sound beams // J. of the Audio Engineering Society. 1999. V. 47, № 9.
12. Виноградов Н. С., Дорофеев М. С., Коробов А. И., Михайлов С. Г., Руденко О. В., Шанин А. В., Шилкин А. В. О нелинейной генерации звука в воздухе волнами ультразвуковых частот // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 2. С. 189–194.
13. Коробов А. И., Изосимова М. Ю., Ненарокомов К. А., Одина Н. И. Дистанционная диагностика резиноподобных материалов методами нелинейной акустики // Письма в журнал технической физики. 2017. Т. 43. № 17. С. 86.
14. Marzo A., Barnes A., Drinkwater B. W. TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator // Review of Scientific Instruments. 2017. V. 88, № 8. P. 085105.
15. Marzo A., Caleap M., Drinkwater B. W. Acoustic virtual vortices with tunable orbital angular momentum for trapping of Mie particles // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. № 4. P. 044301.
16. Marzo A., Seah S. A., Drinkwater B. W., Sahoo D. R., Long B., Subramanian S. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects // Nat. Commun. 2015. V. 6. № 1. P. 8661.
17. Haupt R. W. High-powered parametric acoustic array in air // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. № 4. Supplement. P. 2688–2688.
18. Liebler M., Kling C., Gerlach A., Koch C. Experimental characterization of high-intensity focused airborne ultrasound fields // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 148. № 3. P. 1713–1722.
19. Гейер А. Ф., Пономарев В. А. Разработка пьезо-керамических электроакустических преобразователей для акустических устройств со звуковым давлением 125 дБ и более // Вопросы радиоэлектроники. 2019. № 10. С. 11–16.
20. Гаврилов Л. Р., Сапожников О. А., Хохлова В. А. Спиральное расположение элементов двумерных ультразвуковых терапевтических решеток как метод повышения интенсивности в фокусе // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1386–1392.
21. Bawiec C. R., Khokhlova T. D., Sapozhnikov O. A., Rosnitskiy P. B., Cunitz B. W., Ghanem M. A., Hunter C., Kreider W., Schade G. R., Yuldashev P. V., Khokhlova V. A. A Prototype therapy system for boiling histotripsy in abdominal targets based on a 256-element spiral array // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. 2021. V. 68. № 5. P. 1496–1510.
22. Tsygar S. A., Rosnitskiy P. B., Asfandiyarov S. A., Petrosyan S. A., Khokhlova V. A., Sapozhnikov O. A. Phase correction of the channels of a fully populated randomized multielement therapeutic array using the acoustic holography method // Acoust. Phys. 2024. V. 70. № 1. P. 82–89.
23. Сапожников О. А., Пономарев А. Е., Смагин М. А. Нестационарная акустическая голография для реконструкции скорости поверхности акустических излучателей // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 385–392.

24. Sapozhnikov O. A., Tsysar S. A., Khokhlova V. A., Kreider W. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. № 3. P. 1515–1532.
25. Цысарь С. А., Николаев Д. А., Сапожников О. А. Широкополосная виброметрия двумерной ультразвуковой решетки методом нестационарной акустической голографии // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 328–337.
26. Калоев А. З., Николаев Д. А., Хохлова В. А., Цысарь С. А., Сапожников О. А. Пространственная коррекция акустической голограммы для восстановления колебаний поверхности аксиально-симметричного ультразвукового излучателя // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 83–95.
27. Nikolaev D. A., Tsysar S. A., Khokhlova V. A., Kreider W., Sapozhnikov O. A. Holographic extraction of plane waves from an ultrasound beam for acoustic characterization of an absorbing layer of finite dimensions // J. Acoust. Soc. Am. 2021. Т. 149. № 1. С. 386–404.
28. Колесников А. Е. Ультразвуковые измерения. Изд. 2-е доп. и перераб. М: Изд-во стандартов, 1982. 247 р.
29. Maruvada S., Harris G. R., Herman B. A., King R. L. Acoustic power calibration of high-intensity focused ultrasound transducers using a radiation force technique // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 121. № 3. P. 1434–1439.
30. Duck F. Ultrasonic metrology II — The history of the measurement of acoustic power and intensity using radiation force // Med. Phys. Int. J. 2021. V. 5. P. 519–536.
31. Shou W., Huang X., Duan S., Xia R., Shi Z., Geng X., Li F. Acoustic power measurement of high intensity focused ultrasound in medicine based on radiation force // Ultrasonics. 2006. V. 44. P. e17–e20.
32. Юлдашев П. В., Мездрохин И. С., Хохлова В. А. Моделирование высокоинтенсивных полей сильно фокусирующих ультразвуковых излучателей с использованием широкоугольного параболического приближения // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 318–329.
33. Yuldashev P. V., Karzova M. M., Kreider W., Rosnitskiy P. B., Sapozhnikov O. A., Khokhlova V. A. “HIFU Beam:” A simulator for predicting axially symmetric nonlinear acoustic fields generated by focused transducers in a layered medium // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. 2021. V. 68. № 9. P. 2837–2852.
34. Sapozhnikov O. A., Bailey M. R. Radiation force of an arbitrary acoustic beam on an elastic sphere in a fluid // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 133. № 2. P. 661–676.
35. Терзи М. Е., Цысарь С. А., Юлдашев П. В., Карзова М. М., Сапожников О. А. Получение закрученного ультразвукового пучка с помощью фазовой пластины с угловой зависимостью толщины // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2017. № 1. С. 58.
36. Eargle J. Loudspeaker Handbook. Springer US, 2003.

A MULTIELEMENT LOW-FREQUENCY ULTRASONIC TRANSDUCER AS A SOURCE OF HIGH-INTENSITY FOCUSED ULTRASOUND IN AIR

S. A. Asfandiyarov^{a,*}, S. A. Tsysar^a, O. A. Sapozhnikov^a

^a*Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Faculty of Physics,
Leninskie Gory 1, building 2, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: asfandiyarov.sa14@physics.msu.ru*

The acoustic and electrical properties of a 128-element ultrasonic transducer designed to generate high-intensity focused ultrasound in air in the low-frequency ultrasonic range are investigated. To reduce parasitic grating maxima of the acoustic field, a spiral arrangement of piezoelectric elements on a spherical base was used. The operating frequency of the transducer was 35.5 kHz, and the diameter of the source and focal length were approximately 50 cm, significantly exceeding the wavelength (approximately 1 cm). This selection of parameters allowed for effective focusing, with localization of wave energy in a small focal region, thereby achieving extremely high levels of ultrasonic intensity. The parameters of the ultrasonic field were studied using a combined approach that included microphone recording of the acoustic pressure and measuring the acoustic radiation force acting on a conical reflector. Acoustic source parameters were determined from the two-dimensional spatial distribution of the acoustic pressure waveform, which was measured by scanning the microphone in a transverse plane in front of the source. Numerical modeling of nonlinear wave propagation was also used based on the Westervelt equation to simulate the behavior of intense waves. The acoustic pressure level reached 173 dB, with a focal spot size comparable to the wavelength.

Keywords: low-frequency ultrasound in air, multi-element antenna array, high-intensity focused ultrasound, radiation force, acoustic radiometer, acoustic holography.

АВТОНОМНЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ АКУСТИКО-ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ «МОЛЛЮСК-19» И «МОЛЛЮСК-21»

© 2024 г. **А. Н. Рутенко^а**, **Д. Г. Ковзель^{а,*}**, **В. А. Гриценко^а**

^аТихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

*e-mail: kovzel@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 09.10.2023 г.

После доработки 17.03.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Автономные вертикальные акустико-гидрофизические измерительные системы «Моллюск-19» и «Моллюск-21» разработаны для исследования пространственно-временных неоднородностей поля скорости звука и модовых структур низкочастотных звуковых полей и внутренних волн. В статье приведено описание схемотехнических, конструктивных и программных решений, обеспечивших решение основной задачи, поставленной при разработке новых систем — улучшение их эксплуатационных качеств. Возможности применения систем для решения поставленных задач иллюстрируются результатами натурных измерений, проведенных на шельфе залива Посыет Японского моря.

Ключевые слова: вертикальная приемная система, вертикальная антенна, температурный профиль

DOI: 10.31857/S0320791924040154 **EDN:** XAOZWA

1. ВВЕДЕНИЕ

Вертикальные акустико-гидрофизические системы являются полезным инструментом решения как чисто научных задач, таких как исследования влияния пространственно-временных неоднородностей на распространение звука на шельфе и исследования модовых структур низкочастотных звуковых полей и внутренних волн [1], так и более прикладных, например, в качестве приемника системы звукоподводной связи [2]. Общим для всех этих задач является необходимость долговременного и непрерывного измерения вариаций акустического давления синхронно с гидрологическими параметрами на нескольких горизонтах, что предполагает достаточно традиционный набор первичных преобразователей (ПП) — датчиков температуры, гидрофонов, иногда приемников колебательной скорости или ускорения.

Однако при схожих принципах измерений и составе датчиков, имеется множество вариантов конструктивного исполнения таких систем, каждый из которых характеризуется своими достоинствами и недостатками. Наиболее часто встречающимся вариантом в настоящее время можно считать установленную на гибком носителе акустическую приемную систему с аналоговой передачей сигналов

ПП до накопителя, в котором имеются каскады предварительной аналоговой обработки сигналов с фильтрами защиты от наложения спектров, многоканальный синхронный АЦП, как правило архитектуры SAR (последовательного приближения), и собственно накопитель данных, выполненный на картах флеш-памяти, жестком диске или SSD. Иногда вместо синхронного АЦП применяются аналоговые устройства выборки-хранения, коммутатор и быстродействующий одноканальный АЦП. Такая система дополняется отдельными независимыми регистраторами температуры и приборами регистрации других гидрологических параметров (например, гидростатического давления и скорости течения), которые представляют собой отдельные устройства, устанавливаемые на том же гибком носителе. Так, в статье [3] описано применение в эксперименте SWARM, проведенном на Атлантическом шельфе, 16-канальной автономной вертикальной акустической системы, которая была дополнена четырьмя независимыми регистраторами температуры. Система обеспечивала акустические измерения в частотном диапазоне до 1 кГц. Подобные измерительные системы применялись и в более поздних экспериментах PRIMER [4] (шельф Новой Англии) и ASIAEX [5] (Южно-Китайское море).

Такие системы имеют ряд качественных и эксплуатационных недостатков, обусловленных вышеописанными техническими решениями:

- Необходимость передачи большого количества аналоговых сигналов по кабелю требует соответствующего количества проводов в кабеле, что делает систему достаточно жесткой и громоздкой. Состав и количество ПП невозможно изменить без серьезной переделки системы, что снижает возможности адаптации системы к задачам и условиям конкретного эксперимента. В случае повреждения кабеля или ПП их быстрая замена невозможна в экспедиционных условиях.
- Передача сигналов по кабелю в аналоговом виде приводит к наводкам и взаимному проникновению сигналов разных ПП.
- Необходимость синхронизации записей множества разнородных устройств увеличивает затраты времени и усложняет обработку данных, повышает вероятность человеческих ошибок.

Первых двух недостатков лишена система, в которой не только гидрофизические, но и акустические ПП имеют каждый свой отдельный регистратор с накопителем данных на картах памяти, описанная в статье [6]. Акустические сигналы в этой системе записываются в каждом регистраторе независимо, а их взаимная синхронизация производится при обработке данных. Для этого используются записанные каждым регистратором сигналы внешних акустических маяков, служащих также для позиционирования системы. Однако очевидно, что обработка таких записей еще более трудоемка.

Улучшения качества измерения можно добиться, совместив первичные преобразователи с АЦП в модулях датчиков (МД) и передавая сигналы в накопитель в цифровой форме. Именно такое решение применено в комплексе «Нева-ИПФ» [7], который может применяться в буксируемом и вертикальном вариантах. Система состоит из последовательно установленных на гибком носителе и соединенных кабельными вставками цифровых гидрофонов ЦГП-1 или ЦГП-3, синхронизируемых от аппаратного блока с накопителем данных и источником питания. Гидрофизических датчиков комплекс «Нева-ИПФ» не имеет.

Лаборатория акустического зондирования океана ТОИ ДВО РАН, руководимая до 2020 г. доктором физико-математических наук А. Н. Рутенко, имеет многолетний опыт разработки и

применения ряда многоканальных вертикальных измерительных приемных систем с общим названием «Моллюск» [8–10]. Эти системы успешно применялись на шельфе Японского моря, а «Моллюск-07» и на северо-восточном шельфе о. Сахалин, где измерения проводились по заказам нефтедобывающих компаний «Эксон Нефтегаз Лимитед» и «Сахалин Энерджи Инвестмент Компани».

В 2018 г. были сформулированы технические требования к системам нового поколения и компании-заказчики инициировали их разработку. Основным отличием от систем предыдущего поколения должно было стать существенное улучшение эксплуатационных характеристик. Потребовались системы, способные как к многочисленным кратковременным постановкам в течение полевого сезона, так и к долговременной работе. Масса и конструкция системы должны обеспечить возможность постановки и подъема без использования судовых механизмов как с крупного судна, так и с лодки, на глубинах от 10 м. Повысились требования по времени первичной обработки данных (спектрограммы, оценки уровней) — результаты часто необходимы сразу после подъема системы, в экспедиционных условиях. Набор измеряемых новой системой физических величин можно считать типовым — вариации акустического давления, гидростатическое давление (глубина), температура воды.

Результатом этой разработки и стали «Моллюск-19» и ее более поздняя модификация «Моллюск-21» [11]. Системы аппаратно и программно унифицированы с устройствами измерительного комплекса «Шельф-14» [12], что ускорило разработку и сделало применение новых систем удобнее.

КОНСТРУКЦИЯ

Конструктивно «Моллюски» представляют собой (рис. 1) последовательно соединенные кабельными вставками регистратор и модули датчиков (МД), укрепленные на несущем тросе. Модули датчиков и кабели взаимозаменяемы как внутри каждого из «Моллюсков», так и между ними и могут соединяться в любом порядке и любом необходимом количестве, что позволяет легко конфигурировать системы под задачи конкретного эксперимента. В рабочем положении системы ниже регистратора крепится акустический размыкатель и якорь, а на верхнем конце измерительной

линии — поплавков. При подъеме якорь сбрасывается при помощи акустического размыкателя. Оба конца линии — поплавок и модуль регистратора — имеют положительную плавучесть, что упрощает подъем системы и снижает механические нагрузки на измерительную линию.

СОСТАВ СИСТЕМ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В качестве датчика акустического давления во всех МД «Моллюсков» используется гидрофон МПУ, для аналого-цифрового преобразования применена микросхема AD7767-2, как в измерительном канале станции «Шельф-14». Этот АЦП выполнен по комбинированной архитектуре сигма-дельта — SAR (последовательного приближения) и его первичная частота дискретизации входного сигнала в 32 раза превышает частоту формирования выходных 24-разрядных слов данных. Благодаря этому отсутствует необходимость во входных аналоговых фильтрах защиты от наложения спектров (anti-aliasing) высокого порядка, являющихся основным источником шумов электроники. Достаточно ФНЧ 3-го порядка,

совмещенного с буферным усилителем, что существенно снижает собственные шумы и расширяет динамический диапазон акустического канала до 135–140 дБ. При предельных пиковых значениях акустического давления 2.4 кПа собственные шумы не превышают шумы тихого моря на шельфе. Таким образом, даже при мониторинге сейсморазведочных работ отсутствует необходимость переключения диапазонов чувствительности измерительных каналов, что существенно упрощает подготовку к постановке и расширяет возможности выбора точки постановки системы.

Частота дискретизации акустического сигнала программируемая и ограничивается скоростью записи на карту памяти по интерфейсу SPI — приблизительно 500 кБ/с. При 24-разрядном кодировании и 12-ти МД в составе системы частота дискретизации по каждому каналу не может превышать 14 кГц. Во всех постановках 2019–2023 гг. использовалась частота дискретизации 5053 Гц.

В МД, изготовленных для системы «Моллюск-19», применены 13-разрядные цифровые термометры DS1624, способные измерять температуру от -55°C до $+125^{\circ}\text{C}$ с разрешением 0.031°C .

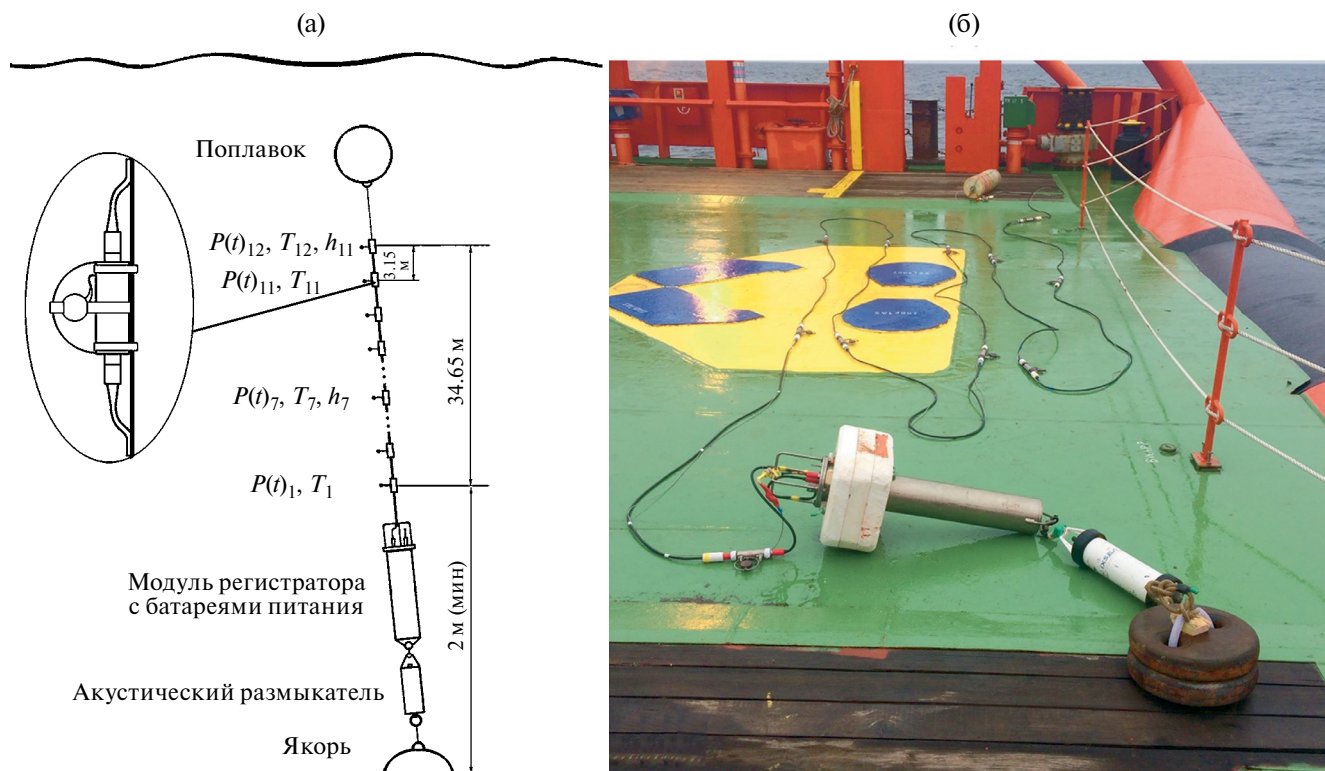


Рис. 1. (а) — Схема постановки автономной вертикальной акустико-гидрофизической измерительной системы «Моллюск-19» и (б) — ее фотография на борту судна перед постановкой.

В двух из 12 изготовленных МД имеются также прецизионные аналоговые датчики гидростатического давления PDCR-1830, а для преобразования их в цифровую форму используется встроенное в микроконтроллер модуля датчиков 10-разрядное АЦП, что обеспечивает точность измерения глубины 10 см. В модулях датчиков, изготовленных для «Моллюска-21», установлены датчики гидростатического давления температуры MS5837-30BA производства TE connectivity, обеспечивающие диапазон измерения давления до 30 бар с разрешением 0.2 мбар и температуры в диапазоне $-25^{\circ}\text{C} \dots +85^{\circ}\text{C}$ с разрешением 0.0041°C . Датчики дешевы и при этом имеют стабильные параметры, однако не являются функционально и конструктивно завершенными. Полученные от них данные подвергаются специальной обработке в микроконтроллере МД — корректируются в соответствии с результатами фабричной калибровки, записанными в энерго-независимую память датчика, а гидростатическое давление корректируется в зависимости от температуры датчика. Полученные результаты представляются программой микроконтроллера в том же формате, который использован в «Моллюск-19», что обеспечивает совместимость МД между системами. Для установки MS5837-30BA изготовлены миниатюрные корпуса из нержавеющей стали, обеспечивающие герметизацию и хороший термодатчик с водой. Датчики в этих корпусах устанавливаются на торцах титановых корпусов МД через силиконовую проставку, обеспечивающую как гальваническую, так и температурную развязку. Частота опроса гидрологических датчиков программируемая, в настоящее время установлена 5 Гц. Необходимая абсолютная точность измерений для обеих систем обеспечивается кросс-калибровкой с гидрологическим зондом, производимой в начале каждого полевого сезона.

В настоящее время МД с разным составом гидрологических датчиков используются в системах смешанно, что обеспечивает достаточно полную информацию о глубине расположения модулей для обеих систем.

Как и АПАР «Шельф-14», регистраторы систем «Моллюск» имеют термокомпенсированную систему реальных даты-времени (RTCC), обеспечивающую уход времени не более 1 минуты в год.

Время автономной работы систем определяется батареями питания и при использовании 2-х блоков по 40 алкалиновых батареек типоразмера D составляет 20–25 суток.

РАБОТА СИСТЕМ «МОЛЛЮСК» ПО ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ СХЕМЕ

На рис. 2 представлена функциональная схема системы «Моллюск-21». Аналого-цифровое преобразование измеряемых физических величин производится в модулях датчиков. Результаты передаются в регистратор по кабельной линии в цифровой форме. Такая организация системы исключает межканальное проникновение сигналов, снижает шумы электроники и наводки. Данные продвигаются по измерительной линии к регистратору последовательно, ретранслируясь в каждом МД, что существенно снижает энергозатраты на передачу данных до регистратора.

Питание всей системы осуществляется от батарейных блоков, размещенных в корпусе регистратора. Регистраторы систем «Моллюск-19» и «Моллюск-21» идентичны и унифицированы с автономным подводным акустическим регистратором (АПАР) «Шельф-14». Работой всех частей регистратора управляет микроконтроллер

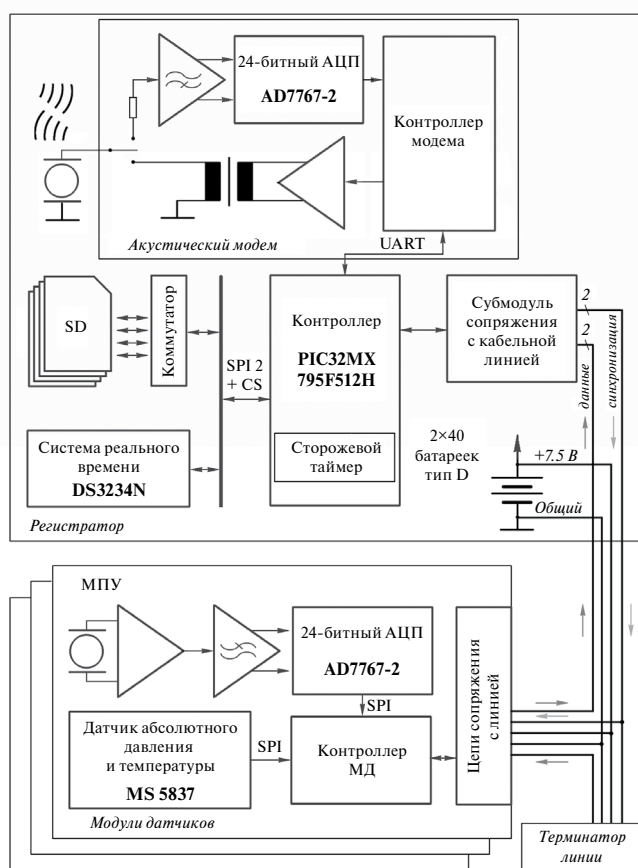


Рис. 2. Функциональная схема автономной вертикальной акустико-гидрофизической измерительной системы «Моллюск-21».

PIC32MX795F512H. Накопление данных производится на карты флеш-памяти SDXC или SDHC. Система реальных даты-времени (RTCC) на микросхеме DS3234N со встроенным термокомпенсированным кварцевым резонатором обеспечивает уход времени не более 1 минуты в год. Установка даты-времени может производиться как в ручном режиме от внешнего компьютера, так и автоматически, путем подключения приемника GPS/ГЛОНАСС к диагностическому разъему регистратора.

После включения питания контроллер регистратора начинает вырабатывать сигнал, подающийся по кабельной линии на все МД параллельно и синхронизирующий их работу. Каждый МД имеет свой микроконтроллер (PIC32MX150F128B), управляющий работой датчиков измеряемых величин, АЦП и других узлов МД. По синхросигналу регистратора контроллер МД начинает выводить в линию свое слово данных, принимая одновременно на вход данных слово от следующего МД. Слово данных содержит отсчет акустического сигнала (23 бита) и 1 бит низкочастотных (НЧ) данных, что обеспечивает автоматическую синхронизацию НЧ и акустических каналов при записи. Блок низкочастотных данных каждого МД встраивается в поток акустических данных этого МД с частотой опроса гидрологических датчиков. Он включает данные о глубине (гидростатическое давление) и температуре, индивидуальный номер МД (ID), записанный в идентификационную память его контроллера, и напряжение питания на входе МД, измеряемое встроенным АЦП контроллера. Напряжение питания МД используется для контроля целостности кабельной линии. Наличие ID, однозначно связанного с аппаратной частью МД, позволяет идентифицировать данные этого МД независимо от его положения в измерительной линии, что обеспечивает возможность автоматической фиксации текущей конфигурации системы при записи данных и автоматического выбора параметров модулей датчиков (чувствительность гидрофона, форма АЧХ, калибровочные коэффициенты датчиков температуры и глубины) при обработке записей регистратора «Моллюск». Вся эта информация содержится в специальном файле, формируемом по результатам калибровки систем и используемом программой обработки записанных «Моллюском» данных. Автоматизация обработки исключает риск человеческих ошибок и повышает надежность получаемых результатов.

Важно заметить, что к блоку низкочастотных данных могут быть добавлены дополнительные

блоки данных, например формируемые в модулях датчиков с расширенными или вообще иными функциями. Новая информация будет автоматически корректно идентифицирована контроллером регистратора и записана. При этом перепрограммирования контроллера регистратора не потребуется. Программы обработки записанных системой данных также корректно обработают типовый блок НЧ данных. Для обработки дополнительных блоков данных может быть написан дополнительный программный модуль.

После включения питания рабочая программа контроллера регистратора запускает передачу синхронизирующего сигнала на модули датчиков и ожидает, пока поток данных от МД стабилизируется (все МД войдут в синхронизацию с управляющим сигналом). Затем программа определяет количество подключенных МД и формирует слово состояния системы. Оно включает признаки исправности/неисправности акустических каналов модулей датчиков (смещение среднего уровня сигнала и слишком малая средняя амплитуда сигнала), число подключенных к регистратору МД, напряжение батарей питания регистратора, количество свободной для записи данных памяти в накопителе, время начала записи текущего файла. Слово состояния системы передается контроллеру акустического модема (см. рис. 2), а также заносится в заголовки формируемых файлов данных (как и в АПАР «Шельф-14»). Далее до конца каждого файла записывается поток данных от МД, дополненный синхронизирующими маркерами. Следует отметить, что в системах «Моллюск» использована та же структура потока данных, что и в ранее разработанных и используемых ТОИ кабельных системах серии «ЦРТС-08» [13]. В результате, «Моллюск-19» способен работать на кабельную линию и для ввода данных в компьютер в режиме реального времени могут использоваться уже имеющиеся аппаратные и программные средства.

В настоящее время оба «Моллюска» оснащены акустическим модемом [14]. При включении питания системы, после получения от контроллера регистратора слова состояния акустический модем подает через приемопередающий гидрофон (рис. 2) длинный звуковой сигнал и короткие сигналы, число которых равно числу подключенных к регистратору МД. Эти звуковые сигналы служат признаком нормальной работы системы.

Более полную информацию о состоянии системы можно получить, опросив «Моллюск» при помощи телекомандного устройства (ТКУ, TCU)

комплекса «Шельф-14». Аппаратура акустической связи обеспечивает проверку работоспособности систем перед постановкой и во время работы в море на дистанциях до 15 км, а в случае необходимости и поиск дрейфующей после сброса якоря системы методом трилатерации.

КРОСС-КАЛИБРОВКА СИСТЕМ «МОЛЛЮСК»

Кросс-калибровка, т.е. сравнение устройства с другими измерительными средствами, является типовой процедурой проверки оборудования, подготовленного к постановке в море. Но поскольку в составе «Моллюсков» на настоящее время не имеется сертифицированных гидрофонов и гидрологических датчиков, данные кросс-калибровки с сертифицированными измерительными средствами используются не только для проверки, но и для калибровки датчиков систем.

На рис. 3 показана система «Моллюск-19», подготовленная к калибровке в ходе экспедиции 2019 г. Акустические приемные тракты модулей датчиков сравнивались с АПАР на шумах судна, а датчики глубины и температуры калибровались по записям гидрологического зонда Valerport MIDAS CTD+500. Все оборудование было закреплено на деревянной палете и вывешено краном за борт судна, после чего были сделаны записи на нескольких глубинах. Практика показала, что для калибровки датчиков температуры и глубины такой калибровки вполне достаточно. Однако спектры акустических сигналов от гидрофонов МД подобны лишь до частот 600–800 Гц, а на более высоких частотах существенно различаются. Причина, вероятно, в большом пространственном разноразном гидрофонов МД и в интерференции акустических волн на корпусе судна, дне и поверхности моря. Лучшие результаты (см. рис. 4) достигаются при калибровке группами из 4-х модулей датчиков и опорного гидрофона.

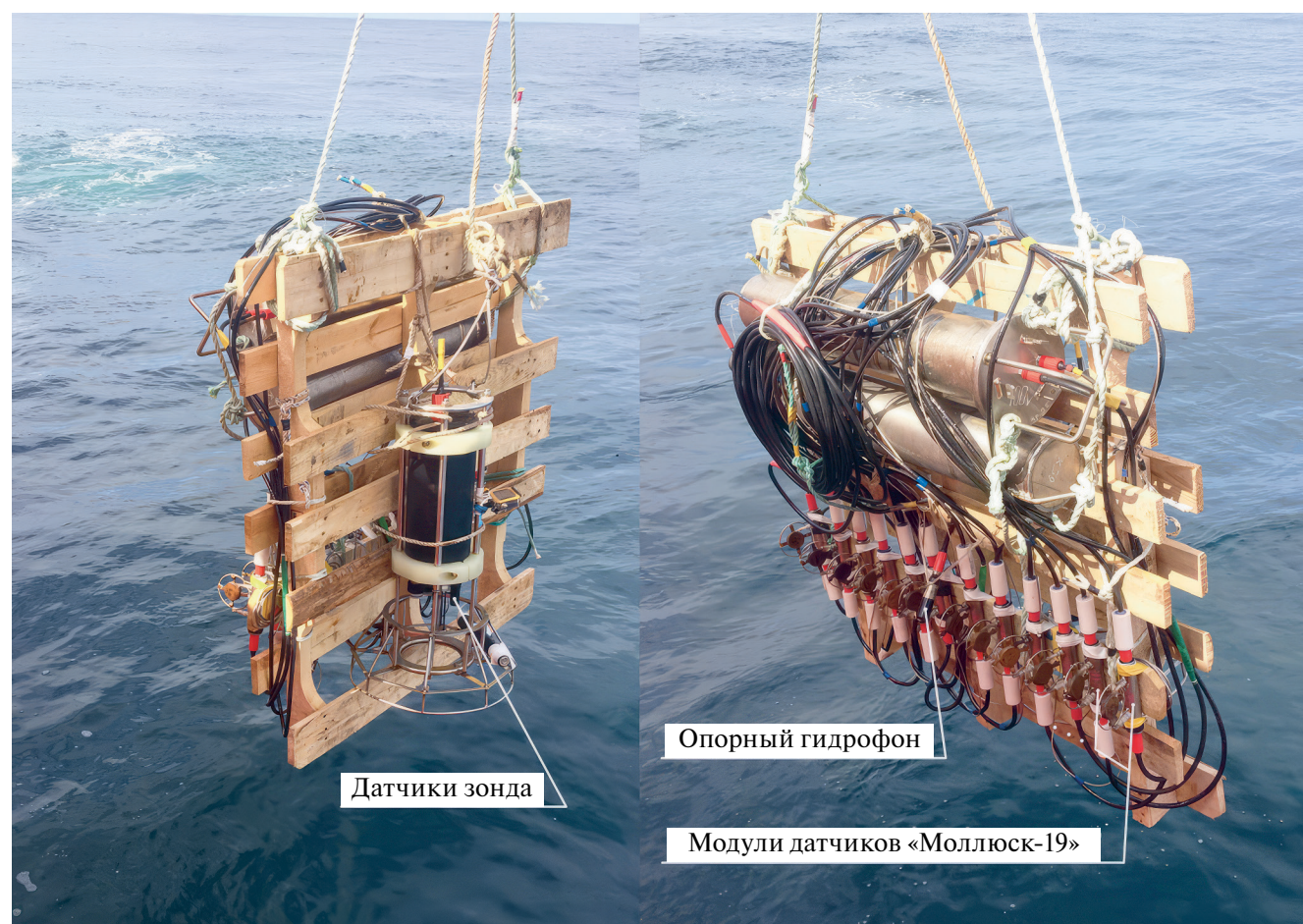


Рис. 3. Калибровка «Моллюск-19» по гидрологическому зонду Valerport MIDAS CTD+500 и АПАР №007.

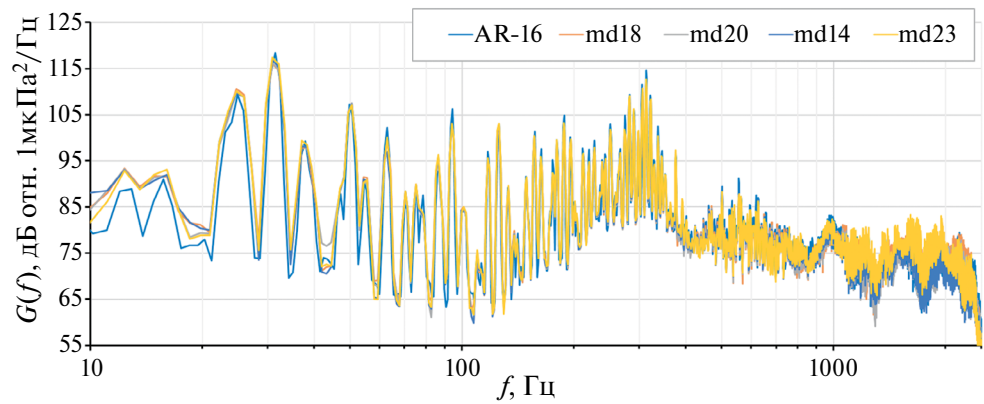


Рис. 4. Спектр акустического шума, измеренный опорным АПАР № 16 (голубая линия) и приведенные к нему спектры шумов, измеренные МД № 18, 20, 14, 23.

Результатом калибровки акустических приемных трактов являются значения чувствительности гидрофонов МД (см. таблицу) и амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), применяемые к спектрам записанных сигналов при их обработке.

На рис. 4 показаны результаты калибровки четырех МД по сигналу, записанному опорным АПАР № 16, который предварительно прошел кросс-калибровку с другими АПАР. Голубая линия на рис. 4 представляет спектр шумов, записанных опорным АПАР, скорректированный на АЧХ этого АПАР. Таким образом, можно считать, что голубая линия соответствует реальным уровням акустического давления в точке установки опорного

гидрофона. Другие спектры на рис. 4 приведены к опорному путем обработки записей (синхронных с опорной) со значениями чувствительности согласно таблице, и коррекции полученных спектров на аппроксимирующие АЧХ:

$$I^r(f_i) = I^m(f_i) + M^{dB}(f_i) \text{ [дБ]},$$

где f_i — значение центральной частоты i -го частотного интервала, $I^r(f_i)$ — искомая интенсивность сигнала для i -го частотного интервала, $I^m(f_i)$ — интенсивность сигнала для i -го частотного интервала без коррекции, но с учетом чувствительности МД согласно Таблице, $M^{dB}(f_i)$ — АЧХ, выраженная в дБ.

Таблица. Чувствительность акустического тракта МД, приведенная к шкале входного напряжения АЦП ± 7.4 В.

№ МД	0	1	2	3	4	5	7	8	9	10	11	12
$M_{\text{экв}},$ мкВ/Па	3918	3492	3148	3699	3412	3573	3532	3373	3112	3492	3492	3335

№ МД	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
$M_{\text{экв}},$ мкВ/Па	3377	3251	3798	3908	3733	3606	4096	4164	3500	3443	3232	3524	3214

Корректирующие АЧХ были получены как аналитическая аппроксимация разности между спектром реального акустического сигнала и спектром, усредненным по группе МД с учетом чувствительностей, приведенных в таблице. Поскольку МД, изготовленные в 2019 г. (№№ 0–12) и в 2021 г. (№ 13–25) имеют несколько отличающиеся номиналы элементов в аналоговых трактах гидрофонов, по результатам калибровки было принято две АЧХ:

для МД 0–12: $M^{dB}(f) = \frac{200}{f + 5} - \frac{f}{460} - 1.61 \text{ [дБ]},$

для МД 13–25: $M^{dB}(f) = \frac{200}{f + 5} - \frac{f}{1250} + 3 \text{ [дБ]}.$

Калибровка каналов глубины и температуры заключалась в расчете для каждого МД коэффициентов линейного уравнения, преобразующего

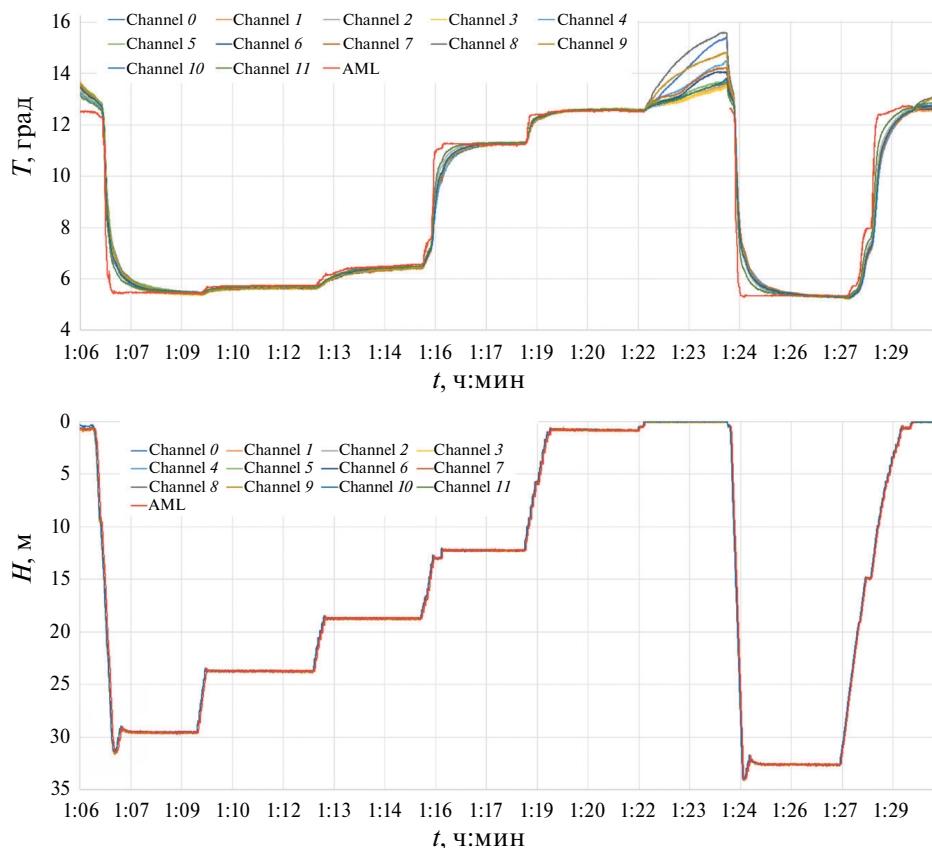


Рис. 5. Результат калибровки датчиков температуры и глубины системы «Моллюск-21» по записям CTD зонда.

данные, записанные регистраторами, в значения глубины и температуры, измеренной зондом. Результат такой аппроксимации для системы «Моллюск-21» показан на рис. 5. Видно, что датчики температуры на основе MS5837-30BA имеют значительные постоянные времени — до 15 с, однако они достаточно малы для регистрации распространяющихся через точку постановки системы внутренних волн.

ИЛЛЮСТРАЦИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ СИСТЕМ «МОЛЛЮСК»

Возможности систем «Моллюск» для исследования акустико-гидрофизических характеристик среды и параметров акустических импульсов можно оценить по данным испытаний, проведенных на шельфе залива Посьет Японского моря в июле 2023 г. «Моллюск-21» был установлен в точке в 1.5 км мористее береговой черты, с глубиной места 43 м. На расстоянии 500 м от точки постановки, с заякоренной лодки в море опускался мало-мощный пневматический импульсный излучатель

(пневмопушка). Выстрелы производились на горизонтах от 3 до 39 м, с шагом 3 м по глубине.

Для иллюстрации качества акустических приемных трактов систем «Моллюск» на рис. 6 показаны вариации акустического давления в импульсах пневмопушки, принятых модулями датчиков «Моллюска» на 12 горизонтах. Хорошо видны вариации формы принятых импульсов, обусловленные интерференцией акустических волн в точках приема. В нижнем ряду рисунка представлены импульсы, излученные на глубинах 6 (рис. 6а), 21 (рис. 6б) и 39 (рис. 6в) метров и измеренные опорной акустической станцией, гидрофон которой был установлен в 1.5 м под пушкой.

На рис. 7а приведены графики вариаций температуры воды за время эксперимента для каждого МД. Глубины МД, по показаниям датчиков гидростатического давления, в ходе эксперимента оставались неизменными, они отражены на рис. 7а в подписях на поле рисунка. На рис. 7б показаны рассчитанные по этим измерениям вариации температуры по глубине. Для интерполяции значений температуры между точками, в

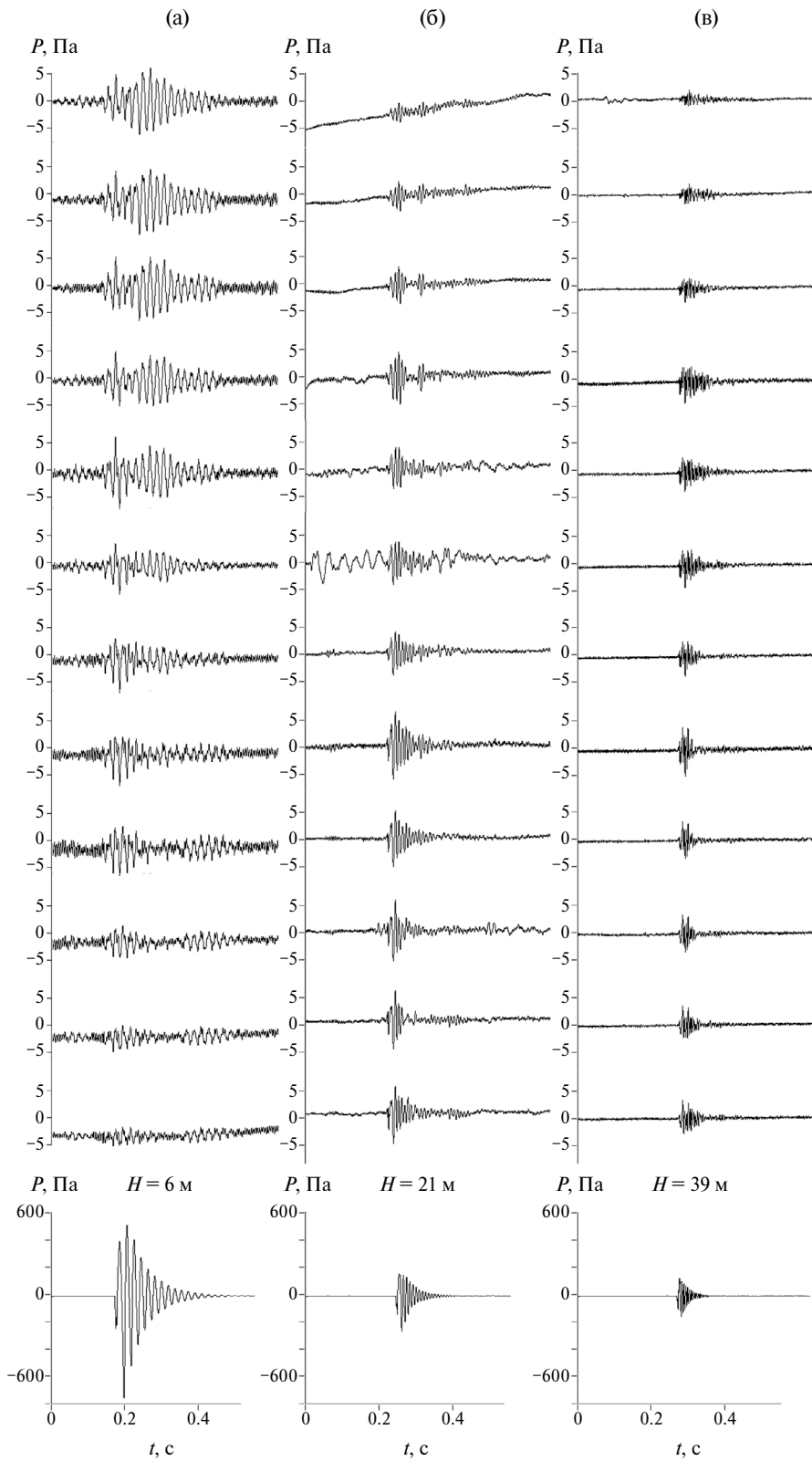


Рис. 6. Вариации акустического давления в импульсах, излученных пневмолушкой на глубине (а) — 6 м, (б) — 21 м и (в) — 39 м. Вариации акустического давления, измеренные опорным гидрофоном на расстоянии 1.5 м от излучателя — (нижний ряд) и на 12 горизонтах на расстоянии 500 м системой «Моллюск-21» — (верхние ряды). Гидрофоны приемной системы находились на глубинах 3.73, 6.7, 9.67, 12.67, 15.82, 18.77, 21.73, 24.75, 27.92, 30.89, 33.86, 36.7 м.

которых находились термодатчики МД, использовался сплайн Акима [15], предложенный Хироши Акима в 1970 г. Этот сплайн при построении коэффициентов интерполяционного полинома между любыми двумя узловыми точками использует только значения из пяти соседних узловых точек. Как следствие, система решаемых уравнений

достаточно проста. Преимуществом сплайна являются также малые значения нефизических колебаний в областях, где вторая производная базовой кривой быстро изменяется. Для продолжения интерполирующих кривых в области, где температурных датчиков не имелось, были добавлены две условные точки: 1 м — 22.3°C и 38 м — 13.8°C.

Модули датчиков систем «Моллюск» располагаются на расстоянии 3 м друг от друга, что достаточно, например, для расчета модового состава низкочастотного акустического поля, регистрируемого системой. Однако при измерении вертикального профиля температуры воды такой большой шаг может приводить к некоторым погрешностям. На рис. 8 приведен профиль, записанный зондом AML Oceanographic MINOS-X в интервале времени 12:39–12:42, (на рис. 7 этот интервал отмечен вертикальными черными линиями), а также показания температурных датчиков системы «Моллюск-21» в моменты начала и конца указанного временного промежутка и построенные по ним сплайны. Как можно видеть, во время эксперимента стратификация слоев морской воды была выражена очень резко, и количества горизонтов, на которых имелись термодатчики системы «Моллюск», недостаточно для точных измерений температурного профиля в зоне скачка температуры. Построенные сплайны дают приближенное, сглаженное представление о реальном распределении температуры морской воды. Тем не менее, рис. 7б позволяет получить качественное представление о процессах на шельфе. Следует заметить, что и профиль, записанный зондом, имеет существенную погрешность, порожденную уже не дискретностью измерений по вертикали, а значительным временем подъема зонда. Как можно видеть на рис. 7а, в указанный промежуток времени через точку зондирования проходила внутренняя волна (ВВ), профиль температуры непрерывно изменялся и полученный зондом профиль невозможно отнести к какому-то конкретному моменту времени.

Поскольку, по записям зонда, соленость морской воды во время эксперимента слабо менялась с глубиной, термоклин на горизонте 6 м (см. рис. 8) приводит к образованию соответствующего пикноклина, для которого характерны, в том числе, и показанные на рис. 7 короткопериодные ВВ. На рис. 7в показаны результаты расчета вертикальных смещений морской воды в проходящих через точку постановки системы ВВ. Расчет смещений $\xi(z, t)$ производился по формуле

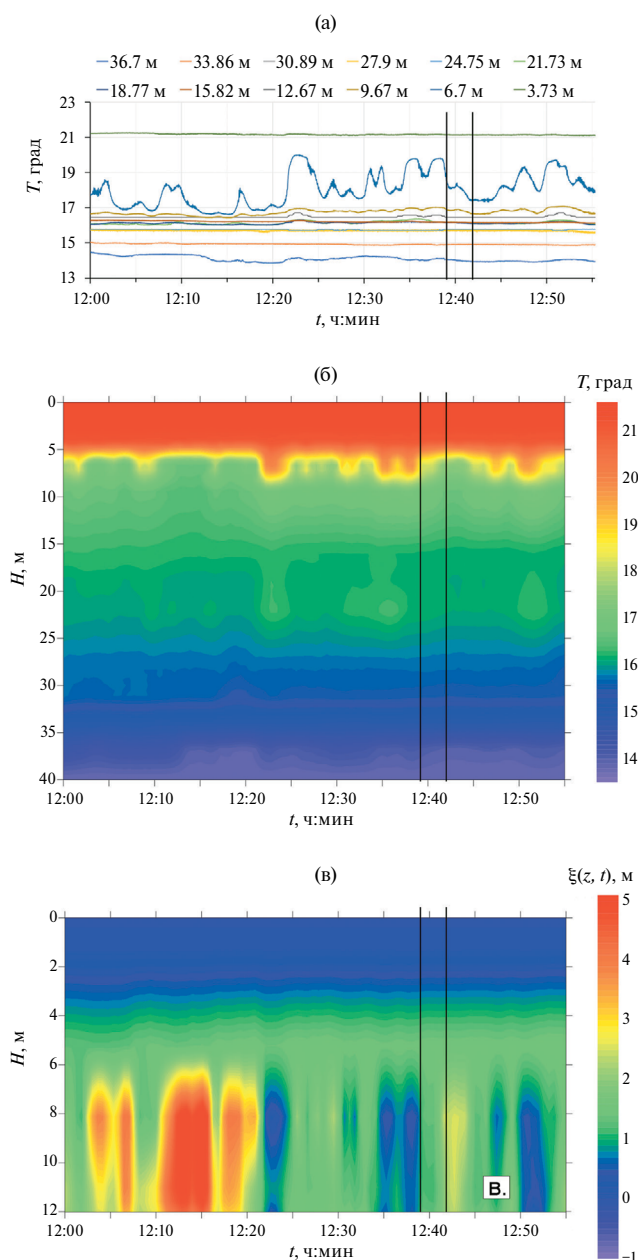


Рис. 7. (а) — Измеренные вариации температуры воды на 12 горизонтах, (б) — рассчитанные по этим измерениям вариации температуры воды по глубине, (в) — вертикальные смещения воды в приповерхностном 12-метровом слое.

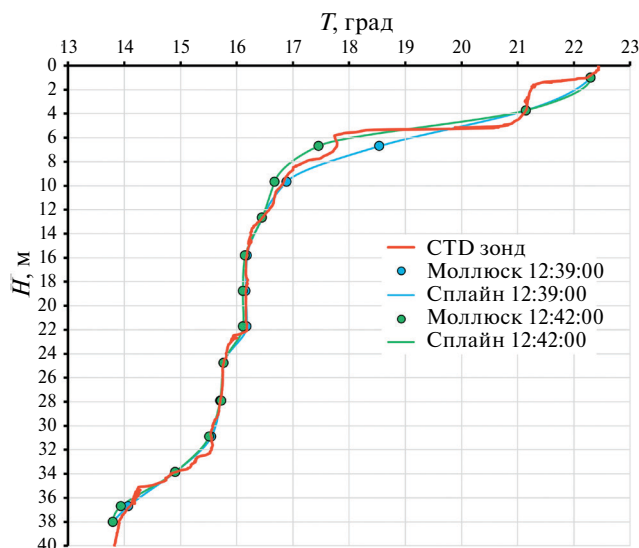


Рис. 8. Профиль температуры, снятый при помощи CTD зонда в интервале времени 12:39–12:42, показания температурных датчиков системы «Моллюск-21» в моменты начала и конца указанного временного промежутка (верхняя и нижняя точка — условные) и построенные по ним сплайны.

$$\xi(z, t) = \frac{\delta T(z, t)}{[d\langle T(z) \rangle / dz]}, \quad (1)$$

где $\langle T(z) \rangle$ — средняя за время эксперимента температура на горизонте; $\delta T(z, t)$ — отклонения температуры с течением времени от среднего значения на глубине z ; t — время.

Поскольку в формуле (1) используется линейная аппроксимация зависимости температуры от глубины, расчет смещений должен производиться с достаточно малым шагом по глубине. Для глубин, на которых система «Моллюск» не имеет датчиков температуры, использовались значения, рассчитанные при помощи сплайнов. Были произведены пробные расчеты с шагом 5 и 10 см, давшие близкие результаты. Дальнейшее уменьшение шага расчетов было признано нецелесообразным.

В дискретном по глубине (с шагом 5 или 10 см) и времени (для моментов отсчетов сигналов, синхронных для всех термодатчиков) представлении, знаменатель в формуле (1), т.е. градиент температуры по глубине, может быть выражен как:

$$d\langle T(z) \rangle / dz = (\langle T \rangle_{i+1} - \langle T \rangle_i) / (z_{i+1} - z_i),$$

где i и $i+1$ — номера горизонтов, $\langle T \rangle_i$ — средняя за время эксперимента температура на i -м горизонте, z_i и z_{i+1} — глубины i -го горизонта и горизонта выше i -го.

Эта величина, очевидно, соответствует горизонту, расположенному посередине между z_i и z_{i+1} . Тогда числитель в формуле (1), представляющий отклонение моментальной температуры на данном горизонте от средней для этого горизонта, можно выразить как

$$\delta T(z, t) = \frac{T(i, j) + T(i+1, j)}{2} - (\langle T \rangle_i + \langle T \rangle_{i+1}) / 2,$$

где j — номер отсчета времени, и формула (1) для горизонта, расположенного посередине между i -м и $i+1$, и отсчета j приобретает вид:

$$\xi_{i,i+1,j} = (T(i, j) + T(i+1, j) - \langle T \rangle_i - \langle T \rangle_{i+1})(z_{i+1} - z_i) / 2(\langle T \rangle_{i+1} - \langle T \rangle_i). \quad (2)$$

Очевидно, формулы (1) и (2) мало пригодны для температурных профилей, имеющих вертикальные участки (см. рис. 8), например, в случае перемешанной в слое воды, поскольку и числитель, и знаменатель дроби в формулах (1) и (2) стремятся к нулю и результат вычислений начинает сильно зависеть от погрешностей измерений и расчетов. Особенно это заметно для вертикальных систем, в том числе и для обсуждаемой системы «Моллюск», где, в отличие от зонда, измерение на разных горизонтах производится разными датчиками, а значения температуры и сдвигов рассчитываются при помощи сплайнов, имеющих колебания относительно аппроксимируемой кривой. В связи с этим вертикальные смещения жидкости, показанные на рис. 7в, рассчитывались для глубин не более 12 м.

Заметим, что для изучения распространения звука в поле ВВ одиночной вертикальной системы «Моллюск» недостаточно. Ее следует дополнить как минимум несколькими подобными системами или вертикальными гидрофизическими системами, что позволит исследовать влияние пространственной анизотропии ВВ на характеристики акустических полей в различных районах океанского шельфа с резким термоклином. Для большей информативности подобных исследований систему «Моллюск» в перспективе целесообразно дополнить 3-координатными измерителями течений, например, подобных описанному в [16]. При этом, за счет модульной структуры систем «Моллюск» и рабочего программного обеспечения, такое решение не потребует переделки регистратора или изменения его рабочей программы. Модификации подвергнется только необходимое количество МД.

Данные от новых низкочастотных устройств просто будут добавлены к блокам НЧ данных модулей датчиков, расположенных на соответствующих горизонтах. При обработке данных системы они будут автоматически идентифицированы программой и выделены в отдельный файл, данные в котором будут синхронизированы с системой RTCC «Моллюск», подобно тому, как это делается для данных температурных датчиков и датчиков гидростатического давления.

Поскольку влияние ВВ проявляется в наибольшей степени на глубине пикноклина, для их измерения может быть применено неэквидистантное размещение МД по глубине, с их концентрацией на глубинах предполагаемого нахождения пикноклина.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принятые при разработке структурные, схемотехнические и программные решения позволили существенно улучшить эксплуатационные качества систем «Моллюск-19» и «Моллюск-21» по сравнению с системами предыдущих поколений:

- Построение «Моллюск-19» и «Моллюск-21» на основе взаимозаменяемых, автоматически индивидуально идентифицируемых измерительных модулей и цифровой передачи данных внутри систем обеспечило высокую адаптивность к задачам эксперимента, хорошую оперативную ремонтпригодность за счет быстрой замены МД, упрощение, ускорение и надежность при обработке данных за счет автоматизации выбора параметров;
- Размещение АЦП в модулях датчиков, в непосредственной близости к первичным преобразователям, обеспечило широкий динамический диапазон акустических измерительных трактов, достаточный для приема и регистрации сигналов всех уровней, от шума тихого моря до мощных сейсморазведочных импульсов, без переключения чувствительности измерительных каналов. Это расширило круг решаемых задач и упростило работу с системами;
- Применение единой цифровой шины для передачи данных всех первичных преобразователей позволило применить достаточно тонкий и гибкий кабель с малым количеством проводов, что в совокупности с малым энергопотреблением сделало габариты и вес систем возможными для переноски одним человеком. Малый вес и

положительная плавучесть обоих концов системы обеспечила возможность ее постановки и подъема одним человеком с лодки, без применения каких-либо механизмов.

- Встроенные в МД и регистраторы систем «Моллюск» средства самодиагностики в совокупности с наличием акустического модема, совместимого с аппаратурой передачи данных по акустическому каналу связи комплекса «Шельф-14», повысили удобство и надежность проверки систем перед постановкой и во время работы в море. Возможность акустического поиска дрейфующей системы методом трилатерации снижает вероятность потери систем при подъеме.
- В перспективе гибкость цифровых интерфейсов позволяет легко модифицировать системы и расширять их функциональность путем дополнения модулями датчиков новых типов. Функциональность существующих МД также может быть расширена подключением новых датчиков (как это произошло при замене термодатчиков на датчики гидростатического давления и температуры в модулях «Моллюск-21»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рутенко А. Н. Влияние гидрологических условий на потери при распространении звука на шельфе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 469–474. <https://doi.org/10.7868/S0320791913040138>
2. Волков М. В., Григорьев В. А., Луньков А. А., Петников В. Г. О возможности применения вертикальных приемных антенн для звукоподводной связи на арктическом шельфе // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 332–342. <https://doi.org/10.1134/S0320791919030109>
3. Apel J. R., Badiy M., Chiu C.-S. et al. An Overview of the 1995 SWARM Shallow-Water Internal Wave Acoustic Scattering Experiment // IEEE J. Oceanic Eng. 1997. V. 22. № 3. P. 465–500.
4. Sperry B. J., Lynch J. F., Gawarkiewicz G. et al. Characteristics of Acoustic Propagation to the Eastern Vertical Line Array Receiver During the Summer 1996 // New England, Shelfbreak, PRIMER Experiment, IEEE J. Oceanic Eng. 2003. V. 28. № 4. P. 729–749.
5. Mignerey P. C. and Orr M. H. Observations of Matched-Field Autocorrelation Time in the South China Sea // IEEE J. Oceanic Eng. 2004. V. 29. № 4. P. 1280–1291.

6. *Тагильцев А. А., Безответных В. В., Моргунов Ю. Н., Стробыкин Д. С.* Экспериментальное тестирование распределенной вертикальной автономной приемной системы // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 2 (28). С. 47–53. <https://doi.org/10.25808/24094609.2019.28.2.006>
7. <https://www.ipfran.ru/science/low-frequency-acoustics-of-the-ocean/hydroacoustic-antenna-complexes>
8. *Рутенко А. Н.* Вертикальная акустико-гидрофизическая антенна «Моллюск-97» // Приборы и техника эксперимента. 1998. № 5. С. 141–144.
9. *Борисов С. В., Гриценко А. В., Ковзель Д. Г., Лихачев В. В., Коротченко Р. А., Круглов М. В., Пенкин С. В., Рутенко А. Н.* Аппаратурный комплекс для акустико-гидрофизических исследований на шельфе и результаты его применения в натурных экспериментах // Вестник ДВО РАН. 2003. № 2.
10. *Ковзель Д. Г., Рутенко А. Н., Ущиповский В. Г.* Автономная вертикальная акустико-гидрофизическая измерительная система «Моллюск-07» // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 5. С. 138–142.
11. Многоэлементная модульная акустико-гидрофизическая измерительная система. Пат. RU 2 794 710 С1. Российская федерация / Ковзель Д.Г. — 2022126279; заявлено 10.10.2022, опубликовано 24.04.2023, Бюл. № 12.
12. *Ковзель Д. Г.* Технические средства гидроакустического мониторинга сейсморазведочных работ на шельфе // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 605–617. <https://doi.org/10.1134/S0320791918050040>
13. *Рутенко А. Н., Гаврилевский А. В., Ковзель Д. Г., Коротченко Р. А., Путов В. Ф., Соловьев А. А.* Мониторинг сейсмоакустических сигналов и антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 248–257.
14. *Ковзель Д. Г.* Аппаратура акустической связи для контроля работы автономной гидроакустической донной станции на шельфе // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 619–629. <https://doi.org/10.1134/S0320791919050113>
15. https://ru.wikibrief.org/wiki/Akima_spline
16. Автономное устройство для регистрации и направления течения жидкости и газа. Пат. RU 2503962 С1. Российская федерация / Ковзель Д. Г. — 2012134802/28; заявлено 14.08.2012, опубликовано 10.01.2014, Бюл. № 1.

AUTONOMOUS VERTICAL ACOUSTIC-HYDROPHYSICAL MEASURING SYSTEMS “MOLLUSK-19” AND “MOLLUSK-21”

A. N. Rutenko^a, D. G. Kovzel^{a,*}, V. A. Gritsenko^a

^a*Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences,
ul. Baltiiskaya 43, Vladivostok, 690041 Russia*

^{*}*e-mail: dgk06@mail.ru*

Autonomous vertical acoustic-hydrophysical measuring systems "Mollusk-19" and "Mollusk-21" are designed to study spatio-temporal inhomogeneities of the sound speed field and mode structures of low-frequency sound fields and internal waves. The article provides a description of circuit, design and software solutions that provided a solution to the main task posed during the development of new systems — improving their performance qualities. The possibilities of using systems to solve problems are illustrated by the results of field measurements carried out on the shelf of Posiet Bay in the Sea of Japan.

Keywords: vertical receiving system, vertical antenna, temperature profile.