
СОДЕРЖАНИЕ

Том 67, номер 3, 2021

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

О дифракции пилообразной нелинейной волны на узком круглом отверстии в экране

*С. Н. Гурбатов, П. Н. Вьюгин, М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин,
А. В. Тюрина, В. К. Бахтин*

235

Акустическое течение, возбуждаемое фокусированным ультразвуком

И. А. Жвания, И. И. Конопацкая, М. А. Миронов, П. А. Пятаков

244

Влияние траектории перемещения фокуса на равномерность температурного поля при импульсном воздействии мощного ультразвукового пучка на биологическую ткань

П. А. Пестова, М. М. Карзова, П. В. Юлдашев, У. Крайдер, В. А. Хохлова

250

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Структура сходящейся волны разрежения и развитие кавитации за ее фронтом в многофазной жидкости

В. К. Кедринский, Е. С. Большакова

260

Распространение акустических волн в пьезоэлектрических метасредах с дозвуковым электрическим током

М. А. Миронов

265

Исследование метода обнаружения и локализации неоднородностей в пластинах с использованием волн Лэмба

С. И. Муякшин, И. Н. Диденкулов, П. Н. Вьюгин, В. В. Чернов, Д. М. Денисов

270

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

Методы оценивания приведенной шумности движущегося монополюсного источника в мелком море

Г. М. Глебова, Г. Н. Кузнецов

275

Применение кепстральной обработки эхосигналов при профилировании слоистой структуры с использованием параметрических антенн

*И. А. Кириченко, В. Ю. Вишневецкий, И. Б. Старченко, Т. П. Строчан,
А. И. Марколия, И. И. Сизов*

286

Экспериментальное исследование импульсной характеристики волновода Японского моря с использованием псевдослучайных последовательностей в приложении к навигации удаленных объектов

Ю. Н. Моргунов, В. В. Безответных, А. А. Голов, А. В. Буренин, М. С. Лебедев, П. С. Петров

291

АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

Проблемы снижения шума авиационных силовых установок с помощью эффекта экранирования

С. Л. Денисов, Н. Н. Остриков, В. Ю. Гранич

298

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ. ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

Особенности дифракции звука на звукопоглощающем экране

А. И. Комкин, Г. М. Назаров

303

АКУСТИКА ПОМЕЩЕНИЙ. МУЗЫКАЛЬНАЯ АКУСТИКА

Акустика мечети Кетшава в Алжире

В. М. Алешкин, А. Bouttout, А. О. Субботкин, М. L. Benferhat, М. Amara

308

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Частотно-временной анализ геоакустических данных с применением адаптивного согласованного преследования

Ю. В. Маранулец, О. О. Луковенкова

319

Широкополосная виброметрия двумерной ультразвуковой решетки методом нестационарной акустической голографии

С. А. Цысарь, Д. А. Николаев, О. А. Сапожников

328

АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ. БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

Влияние темпа исполнения музыки на уровень басовых нот

В. А. Зверев

338

Исследование оптоакустических сигналов на моделях эритроцитов в жидкости с контрастными наноагентами

Д. А. Кравчук, И. Б. Старченко, Д. В. Орда-Жигулина, К. А. Воронина

345

УДК 534.2

О ДИФРАКЦИИ ПИЛООБРАЗНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНЫ НА УЗКОМ КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ В ЭКРАНЕ

© 2021 г. С. Н. Гурбатов^{а, *}, П. Н. Вьюгин^а, М. С. Дерябин^{а, б, **}, Д. А. Касьянов^б,
В. В. Курин^а, А. В. Тюрина^а, В. К. Бахтин^{а, б}

^аФедеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского” (ННГУ),
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

^бФедеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук” (ИПФ РАН),
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: gurb@rf.unn.ru

**e-mail: mmm1984@inbox.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 09.03.2021 г.

Принята к публикации 10.03.2021 г.

Представлены экспериментальные и теоретические исследования дифракционных эффектов в интенсивных акустических пучках при их дифракции на узком круглом отверстии в экране. Характерное акустическое давление, достигаемое в эксперименте на апертуре излучателя, составляет 1 МПа. Рабочая частота излучателя 2 МГц. Регистрация акустических сигналов в экспериментах осуществлялась в частотном диапазоне до 100 МГц. Особое внимание в экспериментах уделено случаю прохождения пучка нелинейных волн через отверстие с диаметром существенно меньшим характерной ширины пучка. Теоретические исследования в работе основаны на численном моделировании с помощью уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова. Показано, что распространение интенсивных акустических пучков, испытывавших дифракцию на узком круглом отверстии в экране, сопровождается вырождением пилообразной волны в последовательность коротких импульсов. В прошедшей через отверстие волне вследствие пространственной фильтрации преобладают высокочастотные компоненты спектра, что приводит к изменению закона спада гармоник в спектре. Исследована зависимость закона спада гармоник в спектре пилообразной волны, прошедшей через отверстие в экране, от соотношения диаметра отверстия и характерной ширины падающего интенсивного акустического пучка.

Ключевые слова: ударные волны, пилообразные волны, нелинейные эффекты, интенсивные акустические пучки, дифракция

DOI: 10.31857/S0320791921030047

ВВЕДЕНИЕ

Для акустических волн можно пренебречь дисперсией в достаточно широком частотном диапазоне, поэтому в одномерном случае условия синхронизма выполнены для любой тройки нелинейно взаимодействующих гармоник. Это приводит к лавинообразному росту числа взаимодействующих гармоник и, как следствие, к образованию разрывов в первоначально непрерывной волне [1–5]. Для гармонического входного сигнала совместное действие нелинейности и диссипации при больших акустических числах Рейнольдса приводит к формированию пилообразного профиля. Более того, такой профиль является универсальным для произвольного начального пери-

одического возмущения [6]. При этом количество пилообразных участков на периоде определяется числом одинаковых по величине максимумов интеграла от начального возмущения. Для шумовых волн это приводит к существенному уширению спектра и формированию универсальных высокочастотных асимптотик спектра.

Эффекты, возникающие при распространении акустического поля со сложной пространственно-временной структурой, обусловлены совместным проявлением нелинейных свойств среды распространения, дифракции поля и диссипации [6–20]. Характер эволюции интенсивных звуковых пучков определяется соотношением нелинейных и дифракционных эффектов. Для до-

статочны интенсивных пучков профиль нелинейной волны на больших расстояниях также близок к пилообразному.

Одна из наиболее интересных областей исследования интенсивных нелинейных волн — это взаимодействие их с препятствиями, особенно с препятствиями, представляющими собой пространственные фильтры. Так, при прохождении волны через экраны или слой турбулентной среды возникает ряд новых эффектов, связанных с изменением пространственной и временной структуры падающего поля. Это приводит к изменению относительной роли нелинейных и диссипативных эффектов, возможны также эффекты, связанные с возникновением случайных фокусировок и дефокусировок [6, 13].

Подобных исследований сравнительно немного. Есть теоретические работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [21], экспериментальное исследование отражения ударных волн от жестких поверхностей [22], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [23, 24] и некоторые другие.

Если области проявления нелинейности и дифракции можно разделить в пространстве, то описание эволюции пучка можно проводить на основе поэтапного подхода [14]. В общем же случае обычно используется описание на основе уравнения Хохлова—Заболотской—Кузнецова (ХЗК), полученное для распространения интенсивных акустических пучков с узким угловым спектром [15, 25], а также некоторые другие описания, связанные с параболическим приближением [16].

Сложности в постановке экспериментальных исследований обычно связаны с экспериментальной техникой — необходимо обеспечить высокое пространственное разрешение и широкую полосу приемной аппаратуры, требуемую для анализа реальной формы нелинейной волны с учетом высших гармоник [9, 11, 12].

Данная работа посвящена экспериментальному изучению и теоретическому моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с классическим препятствием в виде круглого отверстия в экране. Рассматривается случай, когда на экран с отверстием малого размера падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия эксперимента подобраны таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле за экраном, где характерной чертой распространения поля является относительное усиление

высших гармоник, связанное с особенностями дифракции первых гармоник поля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Экспериментальные исследования проводились в воде на установке, созданной на базе комплекса автоматизированных акустических измерений, подробно описанной, например, в [11].

На рис. 1 изображена схема проведения измерений. В качестве излучателя использовался плоский круглый пьезокерамический преобразователь *I* фирмы Olympus, работающий в импульсном режиме. Частота синусоидального заполнения радиоимпульсов накачки 2 МГц, длительность импульсов 2 мкс, период следования 50 мс. Эффективный диаметр апертуры излучателя составляет 45 мм, при этом для управления дифракционной ситуацией в падающем поле имеется техническая возможность ограничивать начальную апертуру излучателя до 20 мм с помощью поглощающих экранов. Характерная амплитуда акустического давления на апертуре излучателя при проведении эксперимента составляла 1 МПа. На расстоянии 250 мм от апертуры излучателя располагался экран 2 с отверстием, имеющим диаметр 2 мм, что сравнимо с длиной волны несущей частоты и много меньше ширины пучка падающего поля. Экран изготавливался из плотного пенопласта, покрытого водонепроницаемым покрытием. Форма экрана приведена в правой части на рис. 1. Плоскости апертуры излучателя и поверхности экрана устанавливались параллельно. Положение экрана выбиралось таким образом, чтобы пилообразный временной профиль в падающем пучке был сформирован до падения поля на экран, а фронт падающего поля был квазиплоским.

Дифракционное распределение поля вдоль акустической оси (нормали к плоскости излучателя) без экрана в линейном случае представлено на рис. 2. Точками на рисунке представлены экспериментальные данные, штриховой линией приведены данные теоретического расчета с помощью линейной теории дифракции. Амплитуда поля нормирована на акустическое давление на апертуре излучателя P_0 . Стрелкой на рис. 2 указано расположение экрана с отверстием. Экран имеет характерные поперечные размеры 100×100 мм и пропускает не более 2% сигнала по амплитуде на частоте накачки вне площади отверстия. Вверх по спектру пропускание резко падает.

Целевые измерения проводились в плоскости 3, касающейся акустической оси излучателя и имеющей размеры 100×20 мм. Область измерений

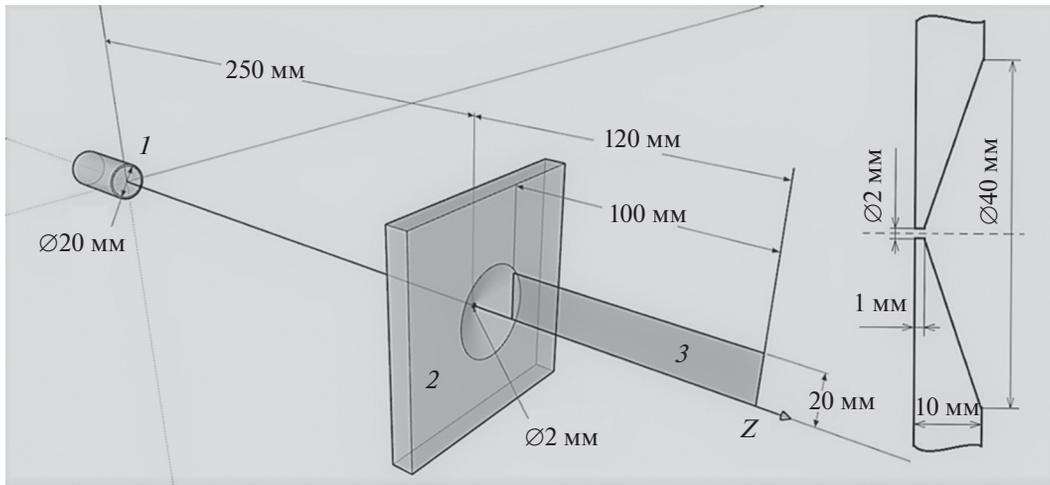


Рис. 1. Схема измерений.

начиналась на расстоянии 20 мм от экрана. Для приема акустических сигналов использовался мембранный гидрофон ДН0902, позволяющий проводить регистрацию в широкой полосе частот до 100 МГц. Неравномерность характеристики чувствительности данного гидрофона в полосе частот до 40 МГц не превышает 20%.

В экспериментах в области падения интенсивного ультразвукового пучка на экран акустическое поле характеризуется числом Маха равным 9×10^{-4} и числом Рейнольдса равным 60, что характерно для ситуации, когда в акустическом поле нелинейные эффекты существенно преобладают над диссипативными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлены экспериментально зарегистрированные профили нелинейных волн. На рис. 3а показаны профиль волны (сверху) и ее спектр (снизу) в точке падения волны накачки на экран, на рис. 3б — профиль волны (сверху), прошедшей через отверстие в экране и зафиксированный на расстоянии 20 мм за экраном, и ее спектр (снизу).

На экран падает волна накачки с хорошо сформировавшимся пилообразным временным профилем и с классическим распределением амплитуд гармоник по их номерам $A_N \sim 1/N$ [1]. Далее при дифракции волны накачки на отверстии с диаметром, сравнимым с длиной волны на несущей частоте (в эксперименте диаметр отверстия в экране составляет порядка трех длин волн), ситуация существенно меняется. Нелинейная волна преобразуется в последовательность коротких “иглообразных” однополярных импульсов, при

этом происходит резкое увеличение несимметричности между полупериодами пилообразной волны. По оценкам, длительность импульсов, полученных в эксперименте в точке 20 мм после экрана, не превышает 0.05 мкс. Длительность оценивалась по уровню 0.5 от максимальной амплитуды однополярного импульса сжатия. Временное разрешение гидрофона можно оценить величиной 0.01 мкс, исходя из ширины его полосы частот в 100 МГц. Вид спектра также существенно изменился. Амплитуды первой и второй гармоник имеют один порядок, а далее амплитуды гармоник в спектре, начиная со второй, спадают по степенному закону, близкому к классическому. Более точно, закон спада амплитуд со второй по седьмую гармонику можно аппроксимировать зависимостью $1/N^{0.9}$, а начиная с восьмой гармоники реализуется классическая зависимость $1/N$.

Дальнейшая эволюция профиля нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране, и ее спектра в зависимости от расстояния распространения представлена на рис. 4. Зависимости давле-

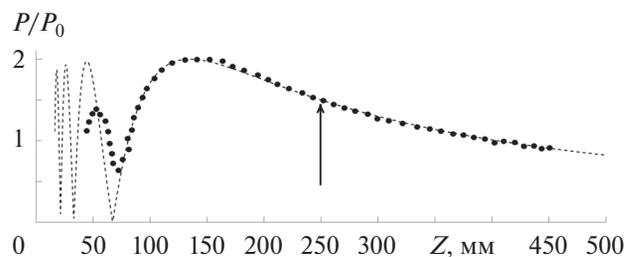


Рис. 2. Распределение амплитуды акустического давления вдоль акустической оси в линейном случае.

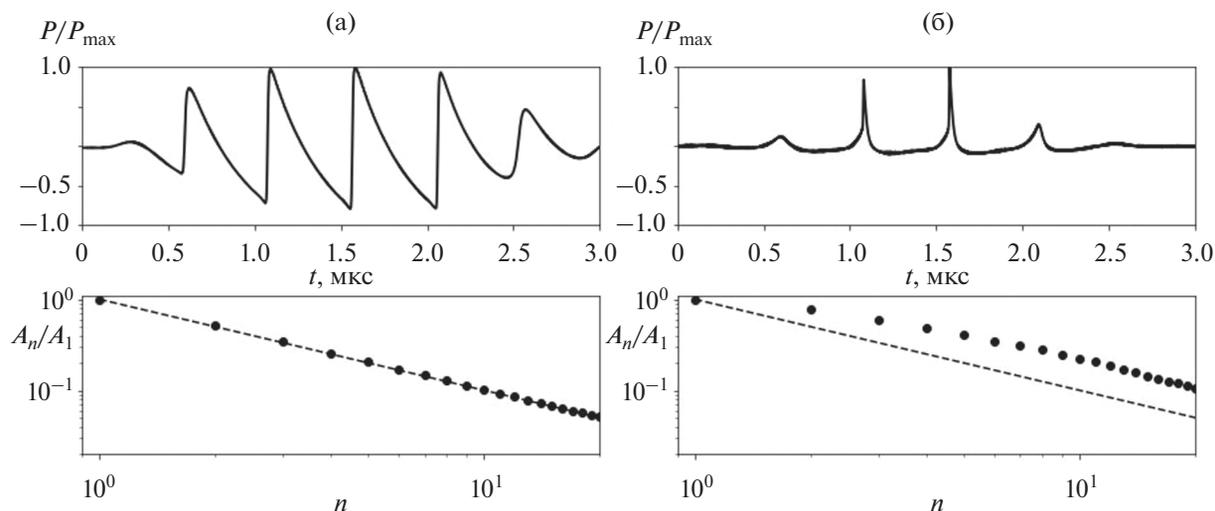


Рис. 3. Профили и спектры нелинейных волн: (а) – падающей на экран и (б) – прошедшей через отверстие в экране. Профили нормированы на максимальное амплитудное значение в записанной реализации. Спектры представлены в двойном логарифмическом масштабе. Пунктирной линией представлена зависимость $1/N$.

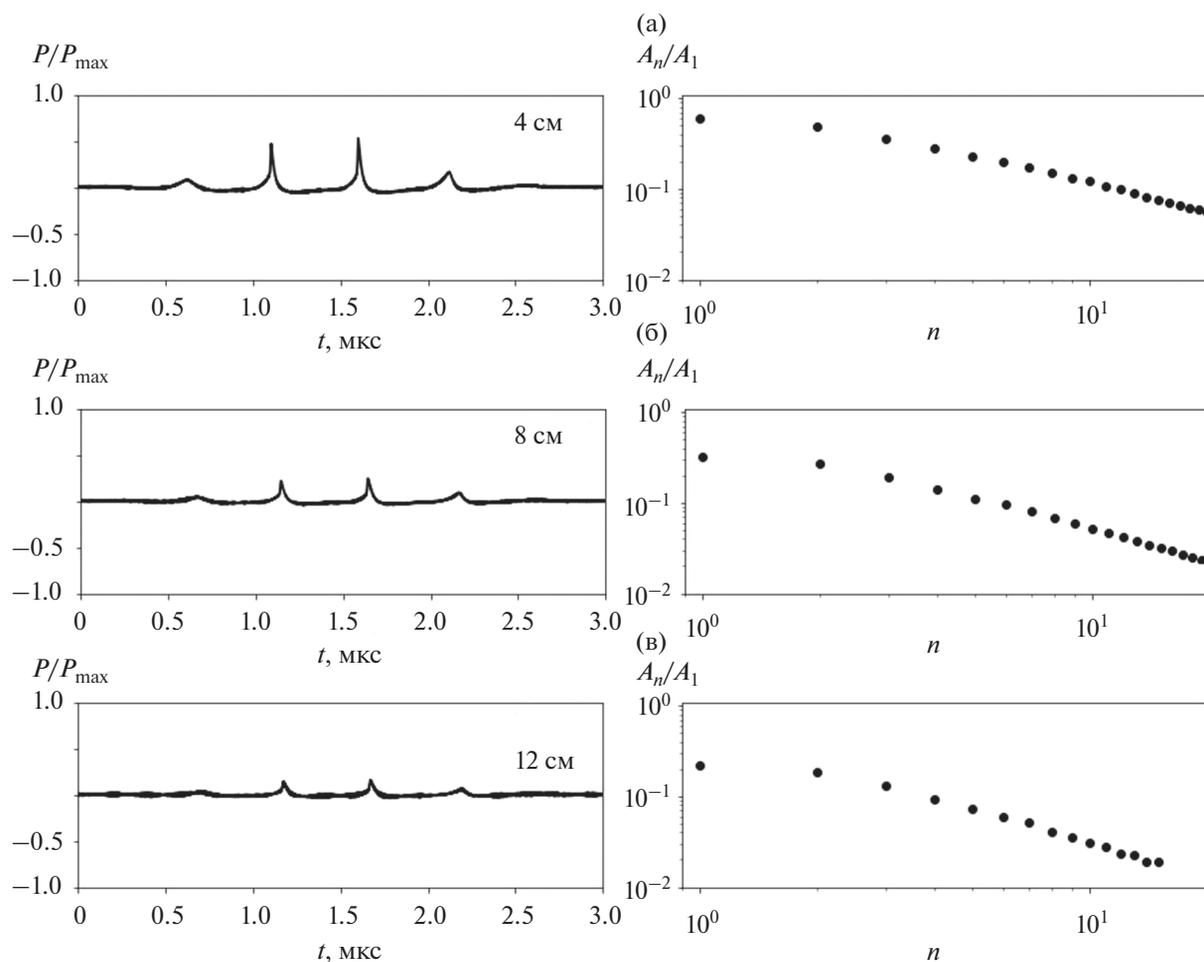


Рис. 4. Профиль и спектр нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране на расстоянии: (а) – 40, (б) – 80, (в) – 120 мм.

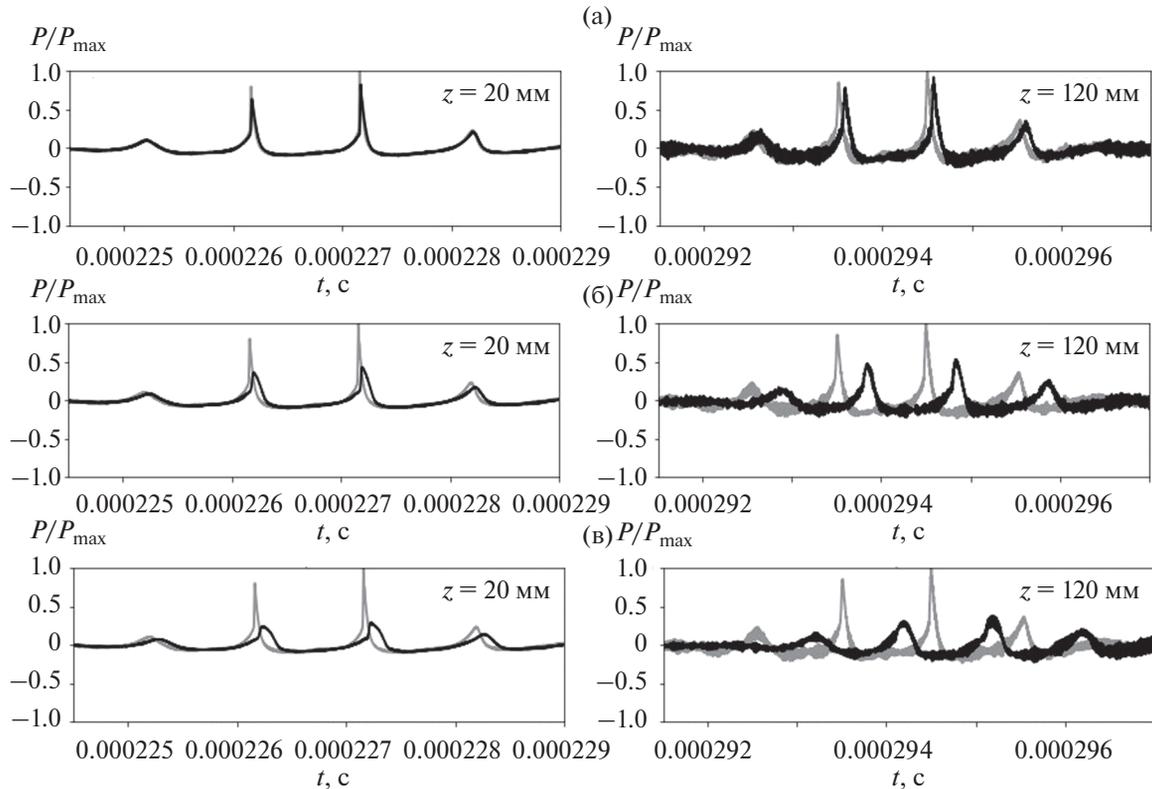


Рис. 5. Трансформация профиля при распространении (а) — под углом 20° к акустической оси, (б) — под углом 35° к акустической оси, (в) — под углом 50° к акустической оси.

ния на рисунках нормированы на значение поля на расстоянии 20 мм от экрана.

С расстоянием, пройденным волной, соотношение между амплитудами первой и второй гармоник практически не меняется, а закон спада амплитуд гармоник в спектре, начиная со второй гармоники, становится все более близок к универсальной асимптотике $1/N$. Следует отметить, что в поле, прошедшем через отверстие в экране, существенно возрастает роль диссипации. Энергия пучка перераспределяется в область высших гармоник, что приводит к резкому уменьшению числа Рейнольдса в прошедшем через отверстие акустическом поле. Связано это с фильтрацией низкочастотных компонент в спектре сигнала и их дифракционной расходимостью после прохождения отверстия в экране.

На расстояниях 20 и 120 мм от начальной апертуры были сняты поперечные (в плоскости, перпендикулярной к акустической оси) распределения поля, что дает представление об изменении временного профиля нелинейной волны при распространении дифрагировавшего поля под углом к акустической оси. На рис. 5 представлена трансформация профиля при распространении

акустического поля под разными углами к акустической оси излучателя (20° , 35° и 50°). Зависимости на рисунках нормированы на максимальные значения поля на акустической оси на расстояниях 20 и 120 мм от экрана, соответственно. Для сравнения на рисунках представлено поле на акустической оси (светло-серый цвет на графиках).

При анализе трансформации профиля нелинейных волн, распространяющихся после дифракции на отверстии в экране, можно констатировать, что не наблюдается разнообразие форм профиля, предсказывавшееся, например, в [14]. К классической пилообразной форме профиль нелинейной волны после дифракции на отверстии с диаметром много меньше ширины падающего пучка не возвращается. Спектр при этом имеет характерную особенность: закон спада амплитуд гармоник типа $1/N$ наблюдается, начиная со второй гармоники.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для поиска более общих закономерностей дифракции пилообразной волны на отверстии в экране было проведено численное моделирование. Адекватность проведенных расчетов опреде-

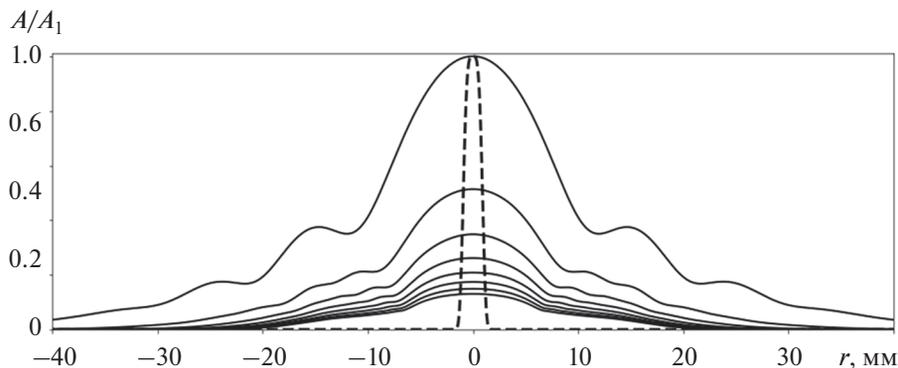


Рис. 6. Поперечное распределение спектральной амплитуды с 1-ой по 8-ю гармонику пилообразного профиля волны на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя. Форма пространственного фильтра представлена штриховой линией.

лялась при сравнении результатов численного моделирования для отверстия с диаметром 2 мм с экспериментальными данными.

Для моделирования использовался ранее разработанный алгоритм, основанный на использовании уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова [26]. Моделирование осуществлялось в три основных этапа: в первую очередь рассчитывалось распределение поля акустического давления в плоскости, перпендикулярной акустической оси излучателя и расположенной на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя (дистанция до экрана в эксперименте), затем на рассчитанное распределение накладывался пространственный фильтр, приближенно имитирующий воздействие отверстия. Экран рассматривался как бесконечно тонкая поверхность, полностью погашающая акустическую волну вне области отверстия. Далее результирующее распределение поля после пространственной фильтрации использовалось в качестве начальных условий, и моделировалось дальнейшее распространение профиля волны.

На рис. 6 изображено рассчитанное поперечное распределение спектральной амплитуды первых восьми гармоник пилообразного профиля волны на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя. Необходимые для расчета параметры выбирались максимально приближенными к экспериментальным условиям. Амплитудные распределения нормированы на амплитуду первой гармоники, на эти распределения наложена форма используемого в расчетах пространственного фильтра. Как видно из рис. 10, характерная ширина падающего на отверстие пучка существенно больше 2 мм, даже на высокочастотных гармониках.

На рис. 7 показано сравнение экспериментальных данных для дифракции пилообразной волны на круглом отверстии и результатов чис-

ленного моделирования. На рисунке временные профили приведены на акустической оси, спектр дан в двойном логарифмическом масштабе.

Как видно из рис. 7, моделирование с помощью уравнения ХЗК в целом адекватно описывает процесс дифракции пилообразной волны на отверстии в экране. Однако характерные особенности, связанные с параболическим приближением при моделировании, заметны, особенно при рассмотрении спектров. Низкочастотная часть спектра описывается хуже, так как гармоники из длинноволновой части спектра испытывают наиболее резкие изменения вдоль поперечной координаты. На небольших расстояниях распространения, при моделировании гармоники переходят на универсальную асимптотику, начиная с шестой, в то время как в эксперименте, начиная со второй. На значительных расстояниях заметно, что численное моделирование показывает более медленное, чем $1/N$, затухание гармоник в спектре. По оценкам, закон близок к $1/N^{0.8}$.

Особенностью экспериментальных данных является пьедестал перед ударным волновым фронтом, который, вероятно, связан с тем, что небольшая часть энергии на частоте накачки проходит через экран вне отверстия.

Очевидно, что при уменьшении отношения диаметра падающего пучка нелинейных волн и диаметра отверстия в экране, моделирование с использованием уравнения ХЗК будет описывать реальный процесс все более адекватно. Так с помощью моделирования можно оценить для представленной экспериментальной ситуации минимальный диаметр отверстия в экране, при котором классический пилообразный профиль при дифракции на круглом отверстии не искажается. На рис. 8 представлены спектры волны в прошед-

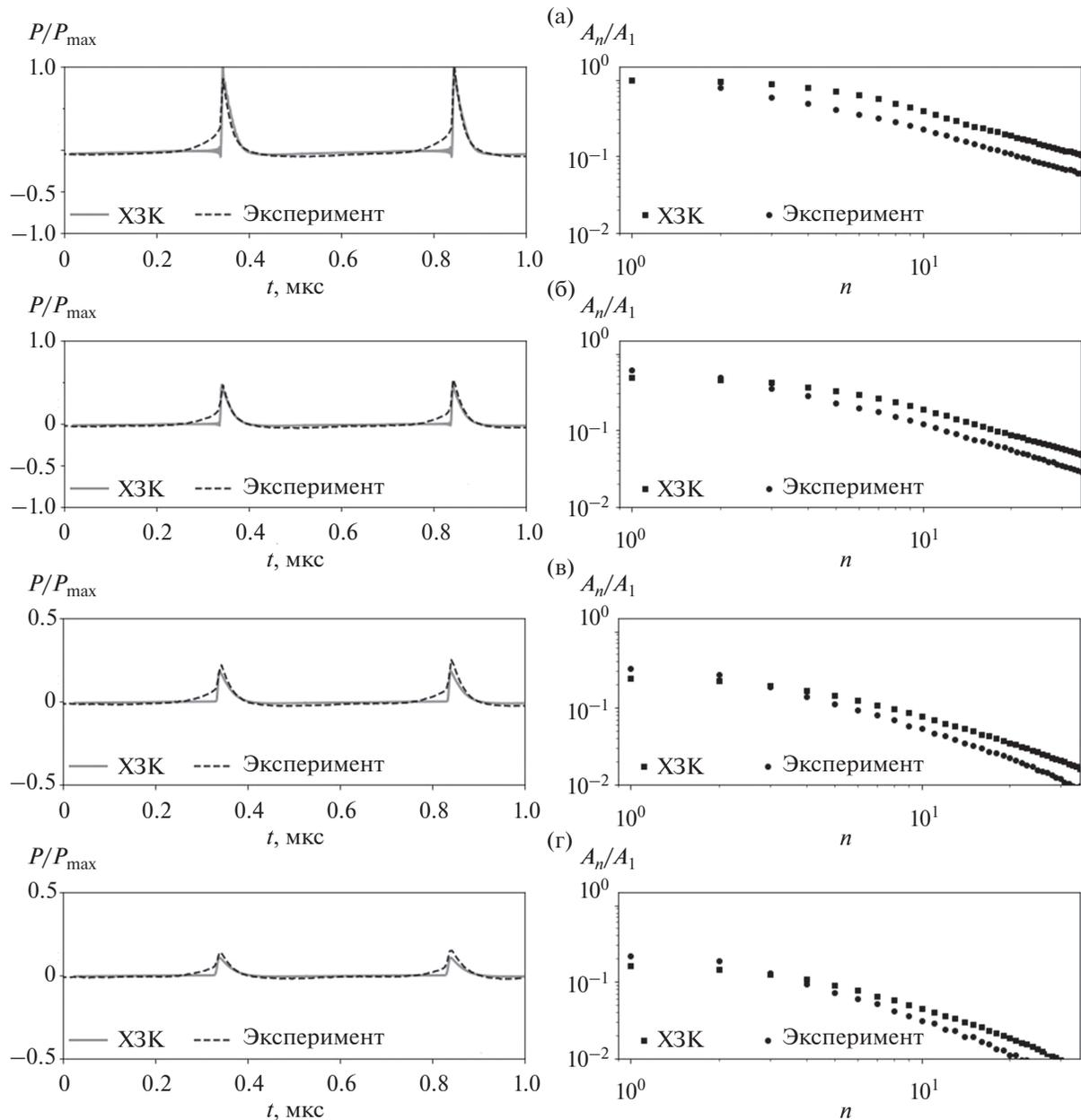


Рис. 7. Сравнение временного профиля и спектра волны, прошедшей через отверстие в экране. Расстояние от экрана: (а) – 20, (б) – 40, (в) – 80, (г) – 120 мм.

шем через отверстие пучке в зависимости от диаметра отверстия.

Анализ законов спада амплитуд гармоник в спектре пилообразной волны, испытавшей дифракцию на круглых отверстиях разных диаметров, показывает, что, лишь начиная с отверстия диаметром 8 мм, форма профиля волны, прошедшей через отверстие в экране, практически не меняется на достаточно больших расстояниях за экраном. И закон спада амплитуд гармоник в спектре нелинейных волн с большой точностью

определяется зависимостью $1/N$. Дальнейший анализ показывает, что критерием сохранения формы профиля пилообразной волны, испытывающей дифракцию на круглом отверстии в экране, является соотношение диаметра отверстия в экране и ширины падающего на экран пучка нелинейных волн, определяемого поперечным распределением первой гармоники поля. Если диаметр отверстия в экране больше ширины пучка по уровню 0.7 от амплитуды первой гармоники, то пилообразный профиль в волне, прошедшей

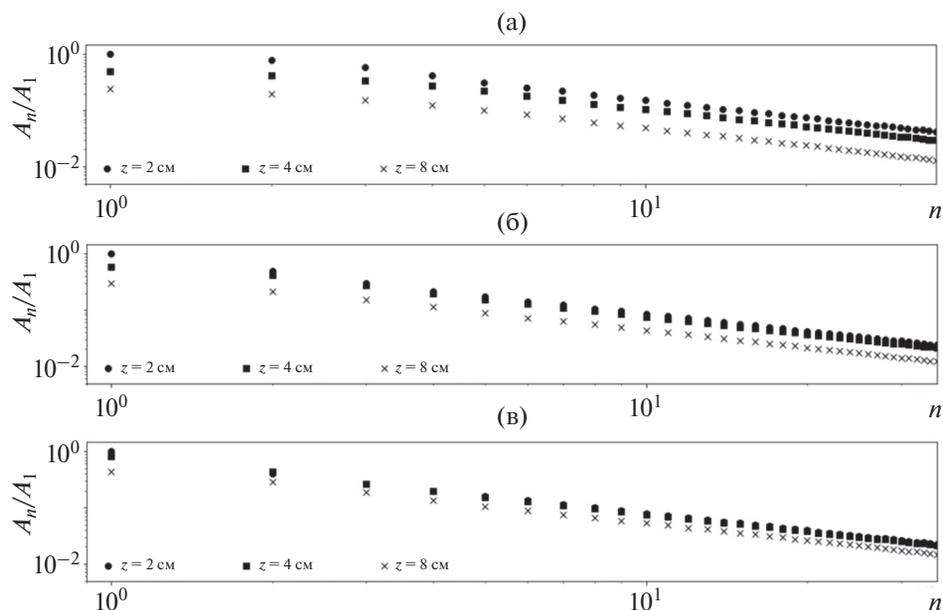


Рис. 8. Спектр нелинейной волны при дифракции на отверстии диаметром (а) – 4, (б) – 6, (в) – 8 мм.

через отверстие, сохраняется на значительных расстояниях (сотни длин волн). Если меньше, то значительная часть энергии низших гармоник отфильтровывается, и спектр нелинейной волны становится более высокочастотным. Если диаметр отверстия, представляющего собой пространственный фильтр, много меньше ширины падающего пучка пилообразных волн, то спектр пучка, испытавшего дифракцию на отверстии в экране, полностью определяется высокочастотной частью спектра падающего пучка и фронт прошедшей через отверстие в экране пилообразной волны резко сужается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены некоторые эффекты в интенсивных ультразвуковых пучках, испытывающих дифракцию на узком круглом отверстии в экране. Показано, что при малых, по сравнению с шириной пучка, отверстиях в экране первоначально пилообразный временной профиль вырождается в последовательность “игльчатых” импульсов. При отверстиях, диаметры которых сравнимы с шириной пучка, пилообразный профиль после прохождения экрана сохраняется в пучке на значительных расстояниях.

Диафрагмирование апертуры интенсивных ультразвуковых пучков может быть интересно для приложений, где требуется получение ультракоротких сигналов, например, в целях улучшения пространственного разрешения при неразруша-

ющем ультразвуковом контроле или избирательного воздействия на микрообъекты.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 19-12-00-256).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
2. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны // УФН. 1995. Т. 165. С. 1011–1036.
3. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 237 с.
4. Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М. Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007. 176 с.
5. Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит, 2008. 495 с.
6. Гурбатов С.Н., Руденко О.В. Об обратных задачах нелинейной акустики и акустической турбулентности // Радиофизика. 2015. Т. 15. № 7. С. 515–529.
7. Мусатов А.Г., Сапожников О.А. Фокусировка мощных акустических импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 315–320.
8. Beyer R.T. Nonlinear Acoustics. Acoustical Society of America. Woodbury, NY, 1997.
9. Sapozhnikov O., Khokhlova V., Cathinol D. Nonlinear waveform distortion and shock formation in the near field of a continuous piston source // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V. 115(5). P. 1982–1987.

10. *Hamilton M.F., Blackstock D.T.* (Eds.) *Nonlinear Acoustics*. Acoustical Society of America. Melville, NY, 2008.
11. *Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В.* Эволюция узкополосных шумовых пучков при больших акустических числах Рейнольдса // *Радиофизика*. 2018. Т. 16. № 7. С. 1–14.
12. *Deryabin M.S., Gurbatov S.N., Kurin V.V., Kasyanov D.A.* Evolution of intense narrowband noise beams // *J. Sound Vib.* 2019. № 439. P. 208–218.
13. *Руденко О.В., Маков Ю.Н.* Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. С. 3–30.
14. *Островский Л.А., Сутин А.М.* Дифракция и излучение пилообразных акустических волн // *Акуст. журн.* 1976. Т. 22. С. 93–100.
15. *Заболотская Е.А., Хохлов Р.В.* Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // *Акуст. журн.* 1969. Т. 15. № 1. С. 40–47.
16. *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.
17. *Юлдашев П.В., Карзова М.М., Хохлова В.А., Блан-Бенон Ф.* Численное моделирование нелинейного параболического уравнения для анализа статистики воспринимаемого уровня шума волны звукового удара после прохождения турбулентного слоя атмосферы // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 31–44.
18. *Гусев В.А.* Аппроксимация пространственного спектра нелинейных пучков с осью, наклоненной к излучающей поверхности // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 6. С. 583–598.
19. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Усиление действия интенсивного фокусированного ультразвука (HIFU) при специальной пространственно-временной модуляции // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 1. С. 52–57.
20. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Статистические характеристики интенсивной волны за двумерным фазовым экраном // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 1. С. 30–42.
21. *Булат П.В., Волков К.Н.* Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2016. Т. 16. Вып. 2. С. 354–362.
22. *Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф.* Использование интерферометра Маха-Цендера для экспериментального исследования образования “ножки” Маха при отражении ударноволновых импульсов от жесткой поверхности // *Известия РАН. Серия физическая*. 2015. Т. 79. № 10. С. 1452–1455.
23. *Yang G., Feng S., Huang W.* Wave-blocking characteristics of corrugated plates under explosion // *Shock and Vibration*. 2020. № 5895812.
24. *Nian X.-Z., Zhang Y., Sun C.-H., Wang H.-Z., Yan D.-J.* Analysis of transmission and diffraction effects of air shock waves upon flexible explosion-proof walls // *Engineering Mechanics*. 2015. V. 32. № 3. P. 241–248.
25. *Руденко О.В.* К 40-летию уравнения Хохлова–Заболотской // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 4. С. 452–462.
26. *Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В., Гарасев М.А.* Особенности стадии дестабилизации профиля волны при отражении интенсивного акустического пучка от мягкой границы // *Радиофизика*. 2015. Т. 58. № 12. С. 1052–1061.

УДК 534.02

АКУСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ

© 2021 г. И. А. Жвания^а, И. И. Конопацкая^а, М. А. Миронов^{а, *}, П. А. Пятаков^а

^аАкционерное общество “Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева”,
ул. Шверника 4, Москва, 117036 Россия

*e-mail: mironov_ma@mail.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 29.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Представлены результаты экспериментального исследования акустического течения, возбуждаемого фокусированным полем ультразвука. Максимального значения скорость течения достигает в фокальном пятне излучателя. Зависимость скорости течения от электрического напряжения, подаваемого на излучатель, квадратична при малых напряжениях и линейна при больших напряжениях. Дана теоретическая оценка такой зависимости. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: акустическое течение, радиационная сила, фокусированный акустический пучок

DOI: 10.31857/S032079192103014X

ВВЕДЕНИЕ

Акустические течения (АТ), возникающие в жидкой и газообразной среде при распространении в ней звуковых волн, обнаружены еще Фарадеем в 1831 г. [1]. Теоретическое описание одного из типов АТ, основанное на использовании метода малых возмущений при решении нелинейных уравнений гидродинамики, дано Рэлеем [2]. Последовательный вывод уравнений, связывающих поле течения с акустическим полем, дан во многих работах (см. напр. [3, 4]). Теоретическое рассмотрение различных режимов АТ – нестационарного, нелинейного – проведено в работах [5–8]. В частности, в этих работах показано, что при достаточно больших интенсивностях звука скорость АТ пропорциональна звуковому давлению (колебательной скорости), а не интенсивности. Детальный анализ нелинейных эффектов, влияющих на акустические течения, дан в [9]. Это, во-первых, собственно нелинейность, создающая радиационное давление, во-вторых – нелинейность, создающая искажение акустических волн и связанное с ним увеличение поглощения, и, наконец, нелинейность самих течений, создаваемых радиационной силой.

В [10] исследованы зависимости АТ от акустической мощности для течений, порождаемых поверхностными волнами на границе твердого тела и воды в частотном диапазоне 20–100 МГц. Поверхностные волны излучали объемные звуковые волны в виде узких пучков. Проведенный в рабо-

те анализ показал, что и в этом частотном диапазоне зависимость скорости течения от амплитуды звука (в данном случае от амплитуды поверхностной волны, возбуждающей звук) меняется от квадратичной при малых амплитудах к линейной при больших амплитудах. Следует подчеркнуть, что в [5–10] были рассмотрены только нефокусированные звуковые поля.

В [11] теоретически рассмотрены радиационная сила и акустическое течение в фокусированном поле, получены аналитические решения для пространственного распределения радиационной силы. В пренебрежении вязкостью среды получена пространственно-временная структура акустического течения.

В [12] экспериментально исследовано АТ в фокусированном поле применительно к технологическому процессу выращивания кристаллов. Диаметр излучателя 54 мм, фокусное расстояние 50 мм, частота 1.4 МГц. Измерялись поля акустического давления и скорости АТ, с использованием Particle Image velocimetry (PIV). Максимальная амплитуда акустического давления в фокальной области равна 5×10^5 Па. Приведены пространственные распределения течения в установленном и не установленном режимах. К сожалению, в работе не представлена зависимость скорости акустического течения от амплитуды давления. Однако утверждается, со ссылками на некоторые теоретические работы, что эта связь квадратична по акустическому давлению.

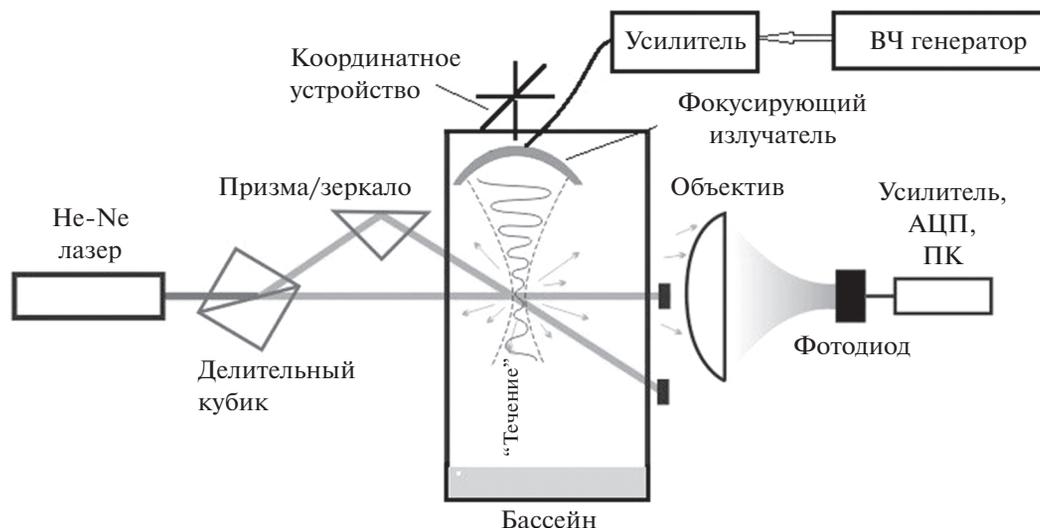


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Особый интерес представляет работа [13]. В ней экспериментально исследуются акустические течения в сфокусированном поле. Основные параметры эксперимента: диаметр излучателя 10 см, фокусное расстояние 8 и 10 см, частоты 550 и 1000 кГц, амплитуда звукового давления в фокальном пятне менялась от 2×10^5 до 18.3×10^5 Па. Построены поперечные и продольные профили течения. Связь между скоростью АТ в фокальной области и акустическим давлением оказалась линейной во всем диапазоне амплитуд давления.

В настоящей работе экспериментально исследованы АТ, создаваемые сфокусированным акустическим полем. Основное внимание уделено области фокального пятна. Измерены продольное и поперечное распределения скорости течения, получены зависимости скорости течения от амплитуды звукового поля. При малых амплитудах скорость течения квадратична по полю, при больших – линейна. Даны теоретические оценки скорости АТ в фокальном пятне, которые дают при подходящем выборе параметров хорошее соответствие с экспериментом.

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование проводилось в стеклянном, заглушенном с торца, бассейне размером $70 \times 30 \times 40$ см, заполненном отстоявшейся водой. Ультразвуковой пучок, порождавший поток жидкости, создавался фокусирующим излучателем с частотой 0.93 МГц с параметрами: апертура 64 мм, фокусное расстояние 70 мм.

Излучатель возбуждался усилителем, на который подавался сигнал с генератора RIGOL. Ско-

рость течения измерялась методом лазерной анемометрии [14, 15]. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Излучение гелий-неонового лазера ЛГН-207А делилось на два пучка с помощью светоделительного кубика, потом один из них отклонялся призмой и пучки пересекались внутри бассейна. Вследствие образования интерференционной картины в области пересечения двух когерентных лазерных пучков, оптический сигнал, рассеянный частицами (мелкодисперсная краска акварель с размером частиц 1–10 мкм), движущимися со скоростью потока жидкости, претерпевает периодическую амплитудную модуляцию. Частота модуляции пропорциональна скорости движения частиц.

В фокус объектива устанавливался фотодиод SD012-151-011-ND, чувствительный в спектральной области 0.8–1.7 мкм. Сигнал с фотодиода подавался на усилитель, сигнал с которого поступал на АЦП NIUSB-6221. Далее оцифрованный сигнал обрабатывался с помощью программного обеспечения, написанного в среде LabView, позволяющего получать спектр амплитудной модуляции рассеянного света, выделять в нем компоненту, соответствующую скорости движения частиц. При использованной конкретной ориентации пучков, примененной в установке, период интерференционных полос оказывался равным 3.6 мкм, при этом периодическая компонента на частоте 10 кГц соответствовала скорости 3.6 см/с.

Для того чтобы измерять скорость струи в различных ее участках, излучатель перемещался с помощью микрометрического координатного устройства с шагом 0.1 мм. Измерения акустического поля излучателя проводились гидрофоном с диаметром рабочей части 1 мм. Гидрофон не ка-

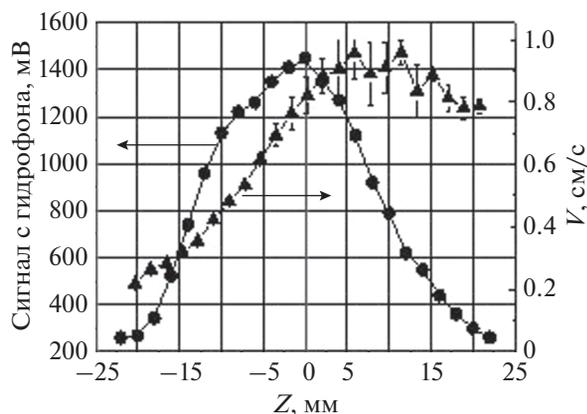


Рис. 2. Распределение амплитуды акустического поля и величины скорости течения потока вдоль направления распространения акустической волны при напряжении генератора $U = 4$ В. Расчетная чувствительность микрофона 1 бар = 0.52 В.

либровался, сигнал с него измерялся осциллографом.

Калибровка излучателя стандартным методом радиационного давления дала следующую связь между излучаемой акустической мощностью W (Вт) и квадратом напряжения, подаваемого с генератора RIGOL на усилитель, U (В):

$$W = 0.0376U^2.$$

Диапазон изменения напряжения U составлял 1.5–15 В. Максимальное значение акустической мощности составляло 8.46 Вт. Давление в центре фокальной области при этом ориентировочно достигало $P = 24 \times 10^5$ Па. Поскольку гидрофон не

был калиброван, данные по акустическому полю получались в виде электрического напряжения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показано продольное распределение акустического давления в фокальной области и продольное распределение поля скорости АТ.

По оси абсцисс отложены значения координаты Z , которая отсчитывается по оси излучения от центра фокальной области излучателя, по оси ординат – слева значения амплитуды сигнала с гидрофона, справа – скорость течения. Видно, что течение возникает еще в дофокальной области, максимального значения достигает в районе фокуса, и потом постепенно спадает. На рис. 3а и 3б представлены результаты измерения профиля скорости V при трех значениях напряжения $U = 2, 4, 6$ В в поперечном сечении фокальной области. По оси абсцисс отложены значения координаты X (мм), отсчитанные от оси пучка, по оси ординат на рис. 3а – абсолютные значения скорости V (см/с), на рис. 3б – те же значения, нормированные на максимальное значение V_{\max} для каждого значения U . Видно, что характерная ширина потока в фокальной области при всех напряжениях практически одинакова.

Экспериментальная зависимость скорости течения V в центре фокальной области от напряжения U представлена на рис. 4 значками \square . Как видно из графика, зависимость скорости течения от напряжения лежит в пределах между квадратичной (линия 2) и линейной (линия 3) зависимостями. Причем, на начальном участке $U < 3.0$ В она ближе к квадратичной, потом, при возраста-

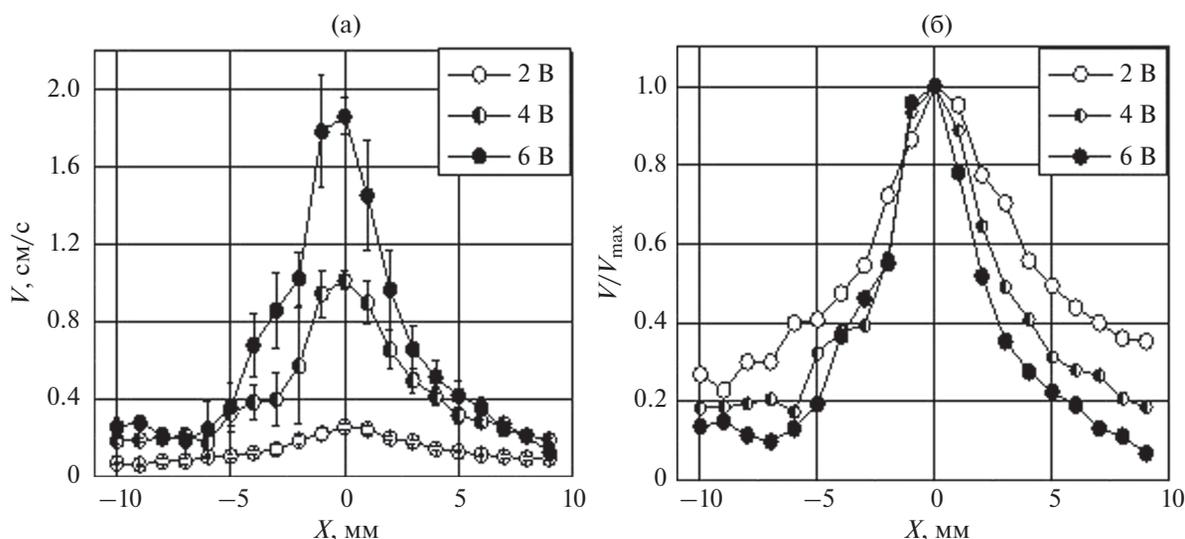


Рис. 3. Профили скорости течения в поперечном сечении фокальной области при значениях напряжения $U = 2, 4, 6$ В: (а) – в абсолютных значениях скорости V , (б) – нормированные значения V/V_{\max} .

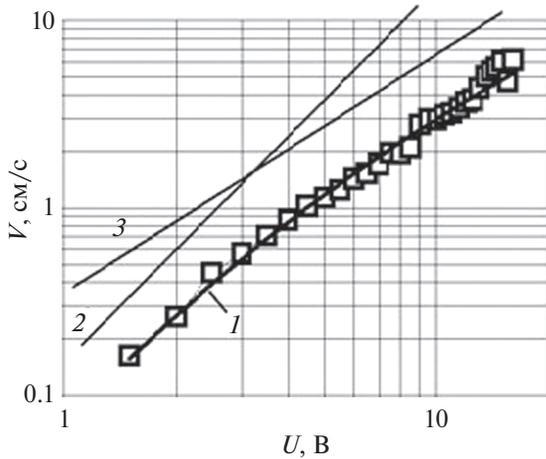


Рис. 4. Зависимость скорости течения потока V от напряжения U на входе усилителя. \square – эксперимент, 1 – расчет по формуле (4) (см. ниже), 2 – квадратичная зависимость, 3 – линейная зависимость.

нии напряжения, степень зависимости снижается и становится линейной.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

АТ является нелинейным акустическим эффектом. При последовательном использовании метода малых возмущений, скорости АТ должны были бы оказаться пропорциональными квадрату амплитуды акустической колебательной скорости или, что тоже самое, пропорциональны акустической мощности. Более детальный теоретический анализ (см. напр. [5–7, 9]) показывает, однако, что это справедливо только при малых по сравнению с единицей гидродинамических числах Рейнольдса $Re = \frac{V\delta}{\nu}$, где V – характерная скорость АТ, δ – характерный пространственный масштаб АТ (например – полуширина струи), ν – коэффициент кинематической вязкости среды. В фокусированных акустических полях источник АТ концентрирован в небольшой фокальной области пространства и может иметь большую интенсивность. Соответственно, при одной и той же излучаемой мощности, скорости АТ могут превысить порог $Re \sim 1$, за которым квадратичная связь с акустической колебательной скоростью нарушается. Это демонстрируется экспериментальной зависимостью на рис. 4, а также результатами работы [13]. Источником АТ является квадратичная по колебательной скорости в звуковом поле \mathbf{u} сила (см. напр. [3, 4, 9])

$$\mathbf{F} = \langle \rho (\mathbf{u}\nabla) \mathbf{u} \rangle$$

(угловые скобки обозначают усреднение по периоду звука) в уравнении Навье–Стокса для поля скорости АТ течения \mathbf{V} :

$$\partial \mathbf{V} / \partial t + (\mathbf{V}\nabla) \mathbf{V} - \nu \Delta \mathbf{V} = \frac{1}{\rho} \mathbf{F}, \quad (1)$$

где ρ – плотность среды. Уравнение (1) – это уравнение для гидродинамического течения в несжимаемой среде, возбуждаемого распределенной в пространстве сторонней силой \mathbf{F} . Так как колебательная скорость в звуковом поле \mathbf{u} пропорциональна электрическому напряжению U , возбуждающему преобразователю, силовой источник \mathbf{F} пропорционален квадрату электрического напряжения.

Если считать, что скорость акустического течения достаточно мала и пренебречь конвективным ускорением (второе слева слагаемое в (1)), то скорость АТ действительно окажется пропорциональной квадрату колебательной скорости \mathbf{u} и квадрату электрического напряжения $V \sim u^2 \sim U^2$ или, что то же самое, пропорциональной акустической мощности: $V \sim W$. Именно такая зависимость рассматривалась, например, в [3, 4]. Между тем, зависимость скорости течения на рис. 4 явно не укладывается в квадратичную зависимость и более близка к линейной зависимости V от U при напряжениях, больших 3 В. На линейную связь скорости АТ течения с акустическим давлением указывается и в работе [13], где также рассматривались течения в фокусированном поле. обстоятельный анализ связи скорости течения с акустическим давлением дан в работах [5–9], однако только для плоских акустических пучков, которые имеют два пространственных масштаба – поперечный размер пучка и длина затухания звуковой волны. Для АТ в фокусированном поле вместо длины затухания звука следует использовать другой масштаб, именно – продольную длину фокального пятна. Как оказывается, это вносит заметные изменения в оценки, данные в [5–8]. Теоретический анализ режима АТ при больших скоростях течения дан в работе [11]. Здесь, в пренебрежении вязким слагаемым в уравнении (1), аналитически получен струйный характер течения с его характерными параметрами – шириной струи и скоростью в струе.

Ниже предложен простой подход, позволяющий проанализировать режимы акустического течения в фокусированном акустическом поле и описать переход от линейного режима АТ к нелинейному.

Выражение для осевой компоненты силы F после ряда преобразований (см. [3, 4, 9]) можно переписать в виде

$$F_z = \frac{2\alpha}{c} J_z, \quad (2)$$

где J_z – z -компонента плотности потока мощности в фокальном пятне, α – коэффициент затухания звука, c – скорость звука. Выражение (2) имеет очевидный физический смысл – теряемый при поглощении звука импульс передается среде. Рассматривая стационарный режим течения, $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = 0$, сравним слагаемые $(\nabla \nabla) \mathbf{V}$ и $\nu \Delta \mathbf{V}$ в (1). Пусть V_0 – характерная скорость АТ в фокальном пятне, δ – характерный поперечный пространственный масштаб – полуширина фокального пятна (на рис. 2, 3), l – характерный продольный масштаб – величина, пропорциональная длине фокального пятна. Будем считать, что именно на этой длине происходит передача волнового импульса течению. Численные значения параметров δ и l , обеспечивающие хорошее совпадение с экспериментальными значениями рис. 4, приведены ниже. Квадратичное по скорости слагаемое в (1) оценивается величиной $V_0^2 / (2l)$, линейное по скорости слагаемое оценивается величиной $\nu V_0 / \delta^2$. Отношение квадратичного слагаемого к линейному, иначе – отношение силы инерции к силе вязкости – равно гидродинамическому числу Рейнольдса АТ:

$$\text{Re} = \frac{V_0 \delta^2}{2\nu l}. \quad (3)$$

В гидродинамическое число Рейнольдса (3) входит не только ширина пучка в фокальном пятне, но и его длина. Именно в этом и состоит различие структуры АТ в фокусированном и в нефокусированном полях.

Далее дается простая оценка скорости АТ в фокальном пятне. Дифференциальное уравнение (1) запишем в дискретном виде, заменяя производные на деление на характерные пространственные значения:

$$V_0^2 \frac{1}{2l} + \frac{\nu}{\delta^2} V_0 = \frac{F}{\rho}. \quad (4)$$

Решая это квадратное уравнение, получим:

$$V_0 = -\frac{\nu l}{\delta^2} + \sqrt{\left(\frac{\nu l}{\delta^2}\right)^2 + 2\frac{F}{\rho}}. \quad (5)$$

На рис. 4 сплошной линией 1 показана расчетная зависимость скорости течения в фокальной области от электрического напряжения, построенная по формуле (5) со следующими значениями параметров, входящих в нее:

$$\begin{aligned} \nu &= 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}, \quad l = 31 \times 10^{-3} \text{ м}, \quad \delta = 1.8 \times 10^{-3} \text{ м}, \\ \alpha &= 2 \times 10^{-2} \text{ 1/м} \quad (\text{на частоте } 1 \text{ МГц}), \\ F_x &= \frac{2\alpha}{c} 0.0376 U^2 / \pi (3.7\delta)^2, \quad \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \\ c &= 1.5 \times 10^3 \text{ м/с}. \end{aligned}$$

При таком выборе параметров расчетные значения практически точно совпадают с экспериментальными. Прямые линии 2 и 3 дают предельные зависимости скорости АТ при малых и при больших напряжениях.

Рассчитаем число Рейнольдса для характерной скорости течения $V = 1.6 \times 10^{-3} \text{ м/с}$ (наименьшая скорость на рис. 4) по формуле (3). Получаем $\text{Re} = 0.08$. Это означает, что в этом случае нелинейное слагаемое меньше вязкого. Они сравниваются при числе Рейнольдса, равном 1. Это происходит при напряжении $U \sim 7 \text{ В}$. Скорость АТ при этом равна $V \sim 0.019 \text{ м/с}$. При больших напряжениях и, соответственно, больших скоростях АТ зависимость скорости АТ от напряжения приближается к линейной.

Следует отметить, что приведенные оценки относятся только к фокальной области и скорости АТ в ней. Последовательный расчет должен проводиться на основе точного уравнения (1). При этом нужно иметь в виду, что структура течения и структура акустического поля для фокусированного поля различаются. В работах [5–9] в качестве акустического поля рассматривались квазиплоские пучки, имеющие большое пространственное протяжение. Соответственно, источник АТ при такой постановке также был протяженным. Это позволяет рассматривать задачу об АТ в квазиодномерном приближении. В фокусированном акустическом поле источник АТ сконцентрирован в фокальной области. Вне фокальной области он убывает, причем пространственное распределение сильно отличается от квазиодномерного. При этом само течение имеет струйный, квазиодномерный характер – оно сосредоточено в небольшой области углов около оси излучателя. Как отмечено выше, последовательный теоретический анализ течения в фокусированном поле дан в [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано акустическое течение, возбуждаемое в воде фокусирующим излучателем с рабочей частотой 0.93 МГц в диапазоне излучаемой мощности до 8.5 Вт. Максимальное значение измеренной скорости составило 6 см/с.

Построены профили скоростей вдоль оси распространения ультразвукового пучка, а также в поперечном сечении в фокальной области.

Показано, что течение возникает еще в дофокальной области, максимального значения достигает в районе фокуса.

Диаметр струи, измеренный в поперечном сечении в центре фокальной области, несколько превышает диаметр акустического пучка, но практически не зависит от акустической мощности.

При увеличении амплитуды акустического поля зависимость скорости течения от амплитуды звука переходит от квадратичной к линейной.

Даны теоретические оценки зависимости скорости АТ в фокальной области от амплитуды возбуждения фокусирующего преобразователя, описывающие переход от квадратичной зависимости к линейной.

Представляется интересным расширить проведенные исследования на другие частоты и интенсивности и провести детальное сопоставление экспериментальных результатов с теорией, развитой в работе [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Faraday M.* On a peculiar class of acoustic figures // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1831. V. № 121. P. 229–327.
2. *Дж. В. Стрэтт (Лорд РЭЛЕЙ)* // Теория звука. Т. 2. (параграф 352). М.: ОГИЗ 1944, 476 с.
3. *Зарембо Л.К.* Акустические течения. В кн. Физика и техника мощного ультразвука. Т. 2. Под ред. Розенберга Л.Д. М.: “Наука”, 1968.
4. *Nyborg W.L.* Acoustical streaming // *Physical Acoustics.* 1965. V. 2. Pt. 5. B.W. Mason (Ed.) N.Y.
5. *Статников Ю.Г., Широкова Н.Л.* Об оценке скорости акустических течений при больших уровнях звукового давления // *Акуст. журн.* 1974. Т. 20. № 1. С. 146–147.
6. *Островский Л.А., Папилова И.А.* О нелинейном акустическом ветре // *Акуст. журн.* 1974. Т. 20. № 1. С. 79–86.
7. *Гусев В.Э., Руденко О.В.* Нестационарные квазиодномерные акустические течения в неограниченных объемах с учетом гидродинамической нелинейности // *Акуст. журн.* 1979. Т. 25. № 6. С. 875–881.
8. *Botton V., Moudjed B., Henry D., Ben Hadid H., Garandet J.P.* Scaling and dimensional analysis of acoustic streaming jets // *Phys. Fluids.* 2014. V. 26. P. 093602.
9. *Руденко О.В.* О трех нелинейностях в физике акустических течений // *Докл. Росс. Акад. Наук. Физика. Технические науки.* 2020. Т. 494. № 1. С. 35–41.
10. *Dentry M.B., Yeo L.Y., Friend J.R.* Frequency effects on the scale and behavior of acoustic streaming // *Phys. Rev.* 2014. V. 89. P. 013203.
11. *Rudenko O.V., Sarvazyan A.P., Emelianov S.Y.* Acoustic radiation force and streaming induced by focused nonlinear ultrasound in a dissipative medium // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. № 5. P. 2791–2796.
12. *Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Родченков В.И., Сергеев Д.А.* Экспериментальное исследование акустических течений в сфокусированном ультразвуковом поле // *Прикл. мех. и техн. физика.* 2010. Т. 51. № 5. С. 52–58.
13. *Ben Haj Slama R., Gilles B., Ben Chiekh M., Bera J.C.* Characterization of focused ultrasound induced acoustic streaming // *23ème Congrès Français de Mécanique.* 2017.
14. *Ринкевичус Б.С.* Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
15. *Katakura T., Matsuda K., Maezawa M.* Acoustic streaming induced in focused Gaussian beams // *Forum Acusticum Budapest.* 2005.

УДК 534.2

ВЛИЯНИЕ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ФОКУСА НА РАВНОМЕРНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА НА БИОЛОГИЧЕСКУЮ ТКАНЬ

© 2021 г. П. А. Пестова^{а, *}, М. М. Карзова^а, П. В. Юлдашев^а, У. Крайдер^б, В. А. Хохлова^{а, б}

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы 1, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^бУниверситет штата Вашингтон, Лаборатория прикладной физики, 1013 NE 40th Street, Сиэтл, США
*e-mail: ppolina-98@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.07.2020 г.

После доработки 04.02.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Представлены результаты численного эксперимента по облучению образца ткани говяжьей печени *ex vivo* мощным фокусированным ультразвуком с помощью терапевтической решетки клинической системы Sonalleve V2 3.0T (Profound Medical Corp., Canada) в режимах, характерных для метода гистотрипсии с кипением. Облучение проводилось по траекториям, состоящим из дискретных фокусов, расположенных на двух либо четырех концентрических окружностях радиусами от 2 до 8 мм. Сравнивался режим облучения каждого дискретного фокуса последовательностью из пятнадцати импульсов и переходом к следующему фокусу с режимом, при котором происходит поочередное облучение всех дискретных фокусов на окружностях по одному разу за пятнадцать обходов по всему набору облучаемых точек. Проанализировано влияние размера траектории и количества импульсов на степень проявления тепловых эффектов. Фокусировка ультразвукового пучка в ткани описывалась с помощью уравнения Вестервельта, температурное поле моделировалось с помощью уравнения теплопроводности. Показано, что более однородная структура температурного поля обеспечивается при большем временном интервале между повторным облучением каждого из фокусов, а оптимальное значение временного интервала лежит в диапазоне от трех до шести периодов следования импульсов.

Ключевые слова: мощный фокусированный ультразвук, ударный фронт, нелинейные эффекты, механические разрушения, гистотрипсия с кипением, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0320791921030126

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время технология неинвазивной ультразвуковой хирургии HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) активно развивается как с целью совершенствования уже существующих подходов, так и разработки новых режимов облучения [1–3]. Разрушения биологической ткани, полученные при воздействии мощным фокусированным ультразвуком, могут быть двух видов – механические и тепловые [4]. Одним из методов получения механических разрушений ткани является метод гистотрипсии с кипением, в котором ткань облучается последовательностью импульсов миллисекундной длительности с коэффициентом заполнения около 1%, при этом в профилях давления в фокальной области ультразвукового пучка происходит образование высокоамплитудных ударных фронтов [4, 5]. В режимах гистотрипсии

с кипением важно отсутствие тепловой денатурации ткани, однако на практике ее тепловой нагрев неизбежен за счет поглощения энергии ультразвуковой волны на ударных фронтах. Степень проявления тепловых эффектов необходимо уметь предсказывать при выборе протокола облучения, позволяющего минимизировать эффекты перегрева ткани для получения чисто механических разрушений.

В недавних экспериментах с использованием клинической системы MRg HIFU Sonalleve V1 3.0T (Profound Medical Corp., Canada) по получению объемных разрушений в ткани говяжьей печени *ex vivo* методом гистотрипсии с кипением было показано, что при длительности импульсов менее 10 мс и коэффициенте заполнения 1% возможно добиться чисто механического разрушения ткани без проявления эффектов тепловой де-

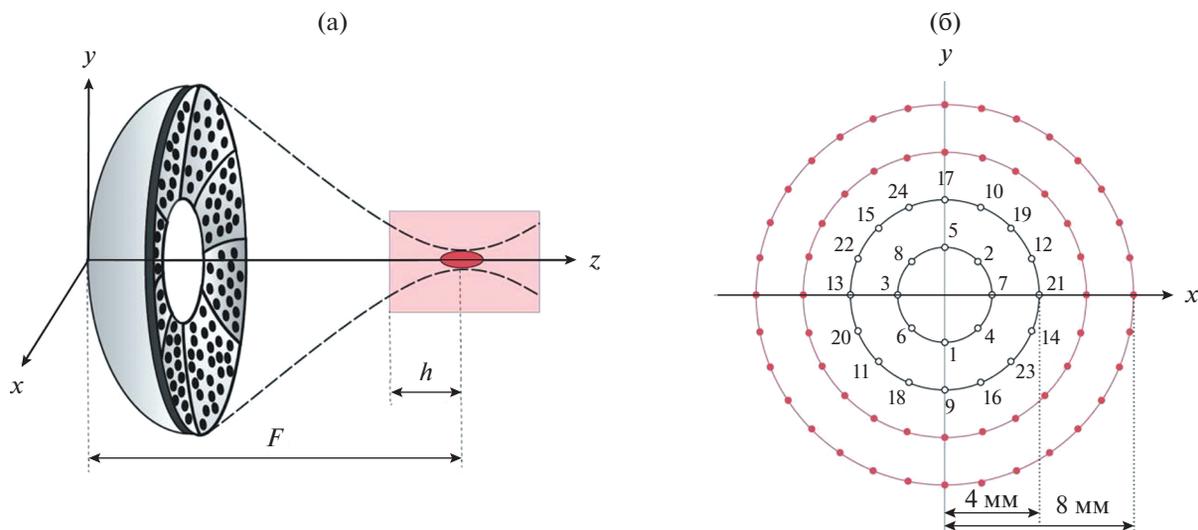


Рис. 1. (а) – Схема численного эксперимента. Ультразвуковой пучок создается HIFU-решеткой, состоящей из 256 элементов диаметром 6.6 мм с рабочей частотой 1.2 МГц; диаметр решетки 136 мм; фокусное расстояние $F = 140$ мм; фокусировка происходит на глубину $h = 2$ см в образец ткани говяжьей печени; излучатель и образец ткани помещены в воду. (б) – Две траектории дискретного перемещения фокуса ультразвукового пучка: первая траектория “4 мм” состоит из 2-х concentрических окружностей с радиусами 2 и 4 мм (последовательность электронного перемещения фокуса решетки отмечена числами); вторая траектория “8 мм” включает в себя 4 окружности с радиусами 2, 4, 6, 8 мм.

натурации [6]. В то же время было показано, что полученные разрушения сопровождались повышением температуры в объеме образца на 15–20°C. Такой нагрев не приводил к тепловой денатурации содержимого области разрушения, однако выявил важность разработки траекторий облучения, при которых достигается наиболее равномерный нагрев объема образца с наименьшими пиковыми температурами.

Целью данной работы являлось сравнение в численном эксперименте температурных полей для двух протоколов облучения ткани, характерных для гистотрипсии с кипением. При этом во избежание необходимости учета образования парогазовых полостей кипения при моделировании уравнения теплопроводности, длительность единичного импульса выбиралась таким образом, чтобы его воздействие на ткань не приводило к ее кипению, однако обеспечивало температуру, близкую к температуре кипения. Отличие протоколов состояло в различном временном интервале между повторным облучением каждого из дискретных фокусов, расположенных на траектории, состоящей из двух concentрических окружностей. Также была рассмотрена траектория облучения, состоящая из четырех окружностей, и проанализировано влияние размера траектории на нагрев центра объема ткани, в котором обычно достигается максимум температуры.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Геометрия численного эксперимента схематично показана на рис. 1а. В качестве излучателя рассматривалась обновленная версия V2 мощной фазированной решетки клинической системы MRg HIFU Sonalleve 3.0T (Profound Medical Corp., Canada). Рабочая поверхность решетки состоит из 256 элементов круглой формы с диаметром $d = 6.6$ мм и рабочей частотой $f_0 = 1.2$ МГц. Элементы решетки расположены на сегменте сферической поверхности с диаметром $D = 136$ мм и фокусным расстоянием $F = 140$ мм, разделенной на 8 секторов [7]. В работе был выбран ударно-волновой режим облучения, соответствующий акустической мощности решетки 645 Вт, при этом номинальное значение интенсивности на элементах решетки, рассчитанное как отношение мощности решетки к суммарной площади ее элементов, составило $I_0 = 7.4$ Вт/см².

Ультразвуковой пучок, проходящий через согласующую среду (воду), фокусировался на глубине $h = 2$ см в образце ткани печени (рис. 1а). Фокус решетки перемещался в ее фокальной плоскости по траекториям, состоящим из набора дискретных фокусов, расположенных на двух либо четырех concentрических окружностях радиусами 2, 4, 6 и 8 мм, соответственно (рис. 1б). При этом облучение единичных фокусов на каждой из окружностей происходило в такой последовательности, чтобы поочередно облучаемые фокусы были по возможности максимально удалены друг от друга, а каждый из них не был расположен

в соседней точке с фокусом, облучаемым перед предыдущим (показано с помощью нумерации на рис. 16). Подобные траектории используются в клинической практике для получения объемных тепловых разрушений, а также соответствуют недавним экспериментам по разрушению биологических тканей методом гистотрипсии с кипением [6, 8].

Для траектории, состоящей из двух окружностей с радиусами 2 и 4 мм, рассматривалось два протокола облучения. В первом протоколе каждый дискретный фокус на окружностях траектории последовательно облучался пятнадцатью импульсами подряд, а затем происходило перемещение фокуса в следующую точку траектории. Во втором протоколе последовательно облучалась каждая точка траектории по одному разу, а всего совершалось пятнадцать обходов по двум окружностям. Поскольку в обоих протоколах производится одинаковое число единичных разрушений (360 штук), то время облучения для них будет одинаковым. Для траектории, состоящей из четырех окружностей с радиусами 2, 4, 6 и 8 мм, рассматривалась только второй протокол облучения, при этом количество обходов по всем четырем окружностям было увеличено с пятнадцати до тридцати. Для анализа влияния размера траектории на характер температурного распределения аналогичный протокол облучения с тридцатью обходами всех окружностей был рассчитан для траектории меньшего размера, состоящей из двух окружностей с радиусами 2 и 4 мм.

Время облучения единичного фокуса t_{heat} в образце печени подбиралось таким образом, чтобы при нагреве от начальной температуры $T_0 = 23^\circ\text{C}$ температура кипения (100°C) не достигалась. Затем, для нахождения интервала времени между началом последовательных облучений единичных фокусов, найденное значение t_{heat} умножалось на сто, что обеспечивало характерный для метода гистотрипсии с кипением коэффициент заполнения (1%).

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Акустическое поле и тепловые источники

Фокусировка ультразвукового пучка в воде, а затем в образце говяжьей печени описывалась с помощью модифицированного уравнения Вестервельта, учитывающего нелинейные и дифракционные эффекты, а также поглощение в ткани [9]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta p + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + L(p), \quad (1)$$

где $p = p(x, y, z, \tau)$ – давление, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ – оператор Лапласа, z – координата, вдоль которой происходит фокусировка

пучка, $\tau = t - z/c_0$ – время в сопровождающей системе координат, параметры c_0 , β , ρ_0 и δ – скорость звука, коэффициент нелинейности, плотность среды и коэффициент термовязкого поглощения в среде, соответственно. Значения указанных физических параметров для воды были равны $\rho_0 = 997 \text{ кг/м}^3$, $c_0 = 1485 \text{ м/с}$, $\beta = 3.5$, а для ткани говяжьей печени $\rho_0 = 1050 \text{ кг/м}^3$, $c_0 = 1580 \text{ м/с}$, $\beta = 4.0$; коэффициент термовязкого поглощения в обеих средах был выбран одинаковым и составил $\delta = 4.33 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ [9, 10].

В дополнение к термовязкому поглощению, в ткани печени также учитывались частотная зависимость коэффициента поглощения и соответствующая дисперсия, характерные для биологических тканей. В уравнении (1), записанном во временном представлении, эти эффекты описаны неявно с помощью оператора $L(p)$. В частотном представлении оператора $L(p)$ коэффициент поглощения в ткани печени α соответствовал линейной зависимости от частоты: $\alpha(f) = \alpha_0 \frac{f}{f_0}$, где

$\alpha_0 = 7.2 \text{ м}^{-1}$ – коэффициент поглощения на частоте $f_0 = 1.2 \text{ МГц}$, а дисперсия скорости звука c рассматривалась с помощью локальных дисперсионных соотношений: $\frac{c(f) - c_0}{c_0} = \frac{c_0 \alpha_0}{\pi^2 f_0} \ln\left(\frac{f}{f_0}\right)$ [9, 11].

Отметим, что при указанных физических параметрах и достижимом уровне давления в ткани печени в фокусе решетки порядка $p_F = 90 \text{ МПа}$, значение обратного акустического числа Рейнольдса, $\text{Re}^{-1} = \pi \delta \rho_0 f_0 / \beta p_F$, определяющего ширину ударного фронта относительно периода волны, составляет около 0.5×10^{-4} . Отношение длины образования разрыва, $z_p = c_0^3 \rho_0 / 2\pi \beta p_F f_0 = 1.5 \text{ мм}$, к длине поглощения на основной частоте, $z_n = \alpha_0^{-1} = 140 \text{ мм}$, также мало, $z_p/z_n = 10^{-2}$, что говорит о существенном доминировании нелинейных эффектов над диссипативными процессами.

Для задания граничного условия в уравнении Вестервельта (1), соответствующего терапевтической решетке Sonalleve V2, использовался метод акустической голографии [12]. Метод основан на измерении двумерных распределений амплитуды и фазы акустического давления в плоскости, расположенной между излучателем и его фокальной плоскостью, а затем расчете обратного распространения акустического поля на поверхность источника. Акустическая голограмма реальной решетки была измерена ранее в дегазированной воде в плоскости $(x, y, z = 99.8 \text{ мм})$ [7]. Измерения профилей давления проводились с помощью капсульного гидрофона HGL-0085, соединенного с предусилителем AN-2020 (Onda Corp., Sunnyvale,

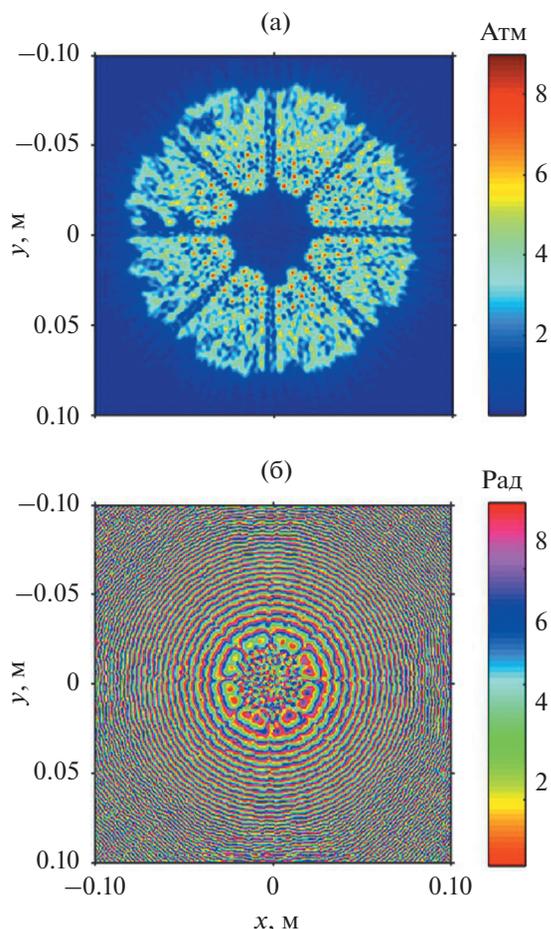


Рис. 2. Граничное условие в плоскости $z = 0$ мм для моделирования ультразвукового поля решетки: двумерные распределения (а) – амплитуды и (б) – фазы акустического давления.

СА), и соответствовали мощности решетки 42 Вт. Положение гидрофона задавалось 3D системой позиционирования (Velmetx NF90, Bloomfield, NY), сканирование поля производилось с шагом 0.6 мм по поперечным координатам x и y в пространственном окне размером 8×8 см. В каждой точке записывалось 128 периодов гармонической волны, по которым затем проводилось усреднение с целью уменьшения шумов и получения результирующего сигнала. Измеренные двумерные распределения акустического поля пересчитывались обратно до плоскости $(x, y, z = 0$ мм) с помощью метода углового спектра. Для обеспечения рассматриваемой в данной работе мощности решетки (645 Вт) полученное распределение амплитуды давления в плоскости $(x, y, z = 0$ мм) домножалось на соответствующий коэффициент (3.9), равный квадратному корню из соотношения требуемой и использованной в голографических измерениях мощностей. Полученные распределения амплитуды и фазы акустического

давления использовались в качестве граничного условия в моделировании (рис. 2а, 2б). Методика похожего эксперимента и постановки граничного условия для решетки предыдущей версии системы Sonalleve (V1) подробно описаны в работе [12].

Для моделирования уравнения Вестервелта (1) использовался численный алгоритм, развитый в работе [13], а затем многократно апробированный нашей группой в расчетах мощных ультразвуковых полей различных медицинских излучателей [9, 12, 14, 15]. Алгоритм основан на методе расщепления по физическим факторам с использованием конечно-разностных методов и преимуществ как спектрального, так и временно-го представлений акустического поля.

Результаты моделирования уравнения (1) использовались для нахождения пространственного распределения плотности мощности тепловых источников $Q(x, y, z)$ в ткани печени. Для этого профиль давления в каждой точке пространства сначала представлялся в виде разложения в ряд Фурье, затем в этой точке находилась полная интенсивность волны I как сумма интенсивностей всех гармоник ($N = 800$) с комплексными амплитудами давления. Мощность тепловыделения Q в среде за счет поглощения энергии волны считалась как скорость убыли интенсивности на каждом шаге сетки dz [16]:

$$Q(x, y, z) = -\frac{I(x, y, z + dz) - I(x, y, z)}{dz}. \quad (2)$$

Тепловые источники рассчитывались в узлах пространственной сетки с поперечными шагами $dx = dy = 0.02$ мм, продольным шагом $dz = 0.1$ мм и выводились в окне размерами $[-16, 16]$ мм по осям x и y и $[120, 160]$ мм по оси z .

Температурное поле

Температурное поле в образце ткани печени описывалось с помощью неоднородного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{Q}{C_v}, \quad (3)$$

где $T = T(x, y, z, t)$ – температура в ткани, t – время, χ – коэффициент температуропроводности, C_v – теплоемкость единицы объема образца, $Q(x, y, z)$ – полученная на основе решения уравнения Вестервелта плотность мощности тепловых источников в ткани (2). Значения физических параметров в уравнении (3) соответствовали ткани печени и были равны $\chi = 1.93 \times 10^{-7}$ м²/с, $C_v = 5 \times 10^6$ Дж/(м³ °С) [9, 10, 17].

Алгоритм решения уравнения (3) подробно описан в работе и включал в себя использование аналитического решения уравнения теплопроводности в \mathbf{k} -пространстве:

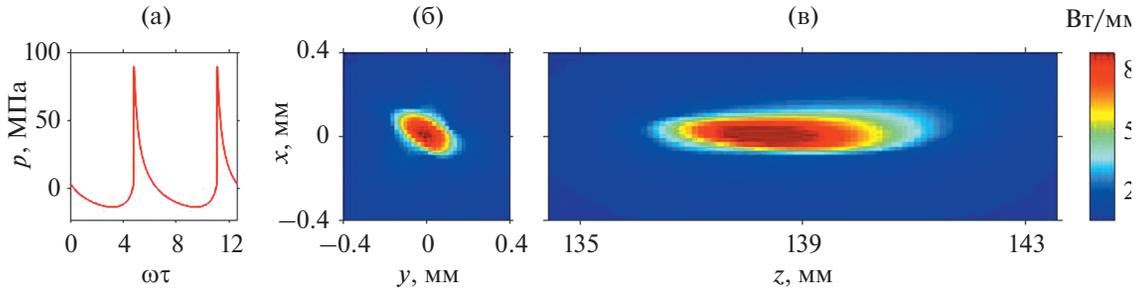


Рис. 3. Результаты численного моделирования акустического поля с помощью уравнения Вестервелта. (а) – Профиль давления с развитым разрывом $A_p = 88$ МПа в фокусе ($z = 138.4$ мм) при номинальной интенсивности на элементах решетки 7.4 Вт/см 2 . (б, в) – Пространственные распределения плотности мощности тепловых источников в ткани в (б) – фокальной и (в) – аксиальной плоскостях. Местоположение фокуса здесь и далее соответствует положению максимума плотности мощности тепловых источников.

$$\hat{T}(\mathbf{k}, t) = \hat{T}_0(\mathbf{k}) \exp(-4\pi^2 \mathbf{k}^2 \chi t) + \frac{\hat{Q}(\mathbf{k})}{4\pi^2 \mathbf{k}^2 \chi C_v} [1 - \exp(-4\pi^2 \mathbf{k}^2 \chi t)], \quad (4)$$

где $\hat{T}(\mathbf{k}, t)$, $\hat{T}_0(\mathbf{k})$, $\hat{Q}(\mathbf{k})$ – пространственные Фурье-спектры от соответствующих величин $T(x, y, z, t)$, $T_0(x, y, z)$, $Q(x, y, z)$, а $T_0(x, y, z)$ – начальное распределение температуры в рассматриваемом объеме. Переходы между декартовыми координатами и \mathbf{k} -пространством осуществлялись с помощью операций быстрого преобразования Фурье (БПФ), входящих в стандартную библиотеку FFTW.

Первым этапом при решении уравнения теплопроводности (3) являлось нахождение температуры в единичном фокусе с использованием решения (4) в течение времени между началами последовательных облучений ($100 \times t_{\text{heat}}$). В расчет входил как нагрев фокуса до момента времени t_{heat} , так и его дальнейшее остывание до переключения фокуса в следующую точку. Свойство линейности уравнения (3) позволило независимо добавлять это заранее рассчитанное решение в разные точки траектории с временным шагом $100 \times t_{\text{heat}}$, соответствующим перемещению фокуса по траектории облучения, что существенно оптимизировало расчеты.

Тестовые расчеты показали, что для корректного описания температурного поля в объеме ткани, решение для единичного воздействия должно быть взято в таком пространственном окне, чтобы при облучении по траектории добавляемое решение перекрывалось с самой удаленной точкой траектории. Таким образом, пространственное окно температурного распределения единичного фокуса должно быть, по крайней мере, в два раза больше диаметра наибольшей окружности траектории. Поэтому решение для температурного поля в единичном фокусе в случае траек-

тории с внешним радиусом 4 мм бралось в поперечном окне $[-8, 8]$ мм, а с радиусом 8 мм – $[-16, 16]$ мм.

При расчетах объемного нагрева, чтобы избежать эффекта наложения частот при взятии операций БПФ, размеры пространственных окон подбирались таким образом, чтобы на границе окна не происходило повышения температуры. Расчет температуры при движении фокуса по траектории, состоящей из двух окружностей с радиусами 2 и 4 мм, проводился с шагами $dx = dy = 0.02$ мм и $dz = 0.1$ мм в окне размерами $[-16, 16]$ мм по осям x и y и $[120, 160]$ мм по оси z . Для траектории, состоящей из четырех окружностей, пространственные шаги были увеличены в два раза, $dx = dy = 0.04$ мм и $dz = 0.02$ мм, а размеры окна расчета составили $[-26, 26]$ мм по осям x и y и $[100, 180]$ мм по оси z .

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Акустическое поле и тепловые источники

Из результатов моделирования следует, что при начальной интенсивности на элементах терапевтической решетки равной 7.4 Вт/см 2 (полная мощность 645 Вт) облучение образца печени происходит в ударно-волновом режиме. В профиле волны в фокусе формируется развитый разрыв с амплитудой ударного фронта 88 МПа (рис. 3а), при этом фокус решетки, определяемый как положение максимума плотности мощности тепловых источников, смещается из геометрического фокуса ($z = F = 140.0$ мм) в направлении к излучателю ($z = 138.4$ мм).

На распределениях плотности мощности тепловых источников Q в ткани печени (рис. 3б, 3в) хорошо видно, что поглощенная энергии акустической волны, обусловленное присутствием ударных фронтов в ее профиле, локализовано в очень малом объеме: поперечные размеры теплового пятна, рассчитанные по уровню e^{-1} от пикового значения, составляют всего 0.24×0.18 мм (длины осей эллипса на рис. 3б), а продольный

размер составляет 3.8 мм (рис. 3в). Форма фокальной области в виде эллипса вместо окружности объясняется тем, что экспериментально полученные распределения амплитуды и фазы акустического давления реальной решетки Sonalleve V2 3.0T не идеально симметричны (рис. 2). Пиковое значение плотности мощности тепловых источников $Q_{\max} = 100 \text{ Вт/мм}^3$ позволяет говорить о возможности локального достижения температуры кипения в ткани за миллисекунды. Оценить длительность импульсов t_{boil} , нагревающих ткань до температуры кипения, без учета диффузии тепла, можно по формуле [18, 19]:

$$t_{\text{boil}} = \frac{\Delta T C_v}{Q_{\max}}, \quad (5)$$

где ΔT – изменение температуры от начальной $T_0 = 23^\circ\text{C}$ до температуры кипения (100°C). Результат оценки составляет $t_{\text{boil}} = 3.8 \text{ мс}$, что является характерным временем для режима гистотрипсии с кипением [18].

Температурное поле единичного воздействия

Численный расчет уравнения теплопроводности (3) с использованием решения (4) показал, что для единичного облучения образца печени от начальной температуры $T_0 = 23^\circ\text{C}$ температура, близкая к температуре кипения (98.6°C) ткани, достигается за время $t_{\text{heat}} = 4.1 \text{ мс}$. Незначительное превышение полученного значения t_{heat} над оценочным значением $t_{\text{boil}} = 3.8 \text{ мс}$ (5) обусловлено малым размером области эффективного тепловыделения и диффузией тепла в окружающий объем в процессе нагрева. Для обеспечения коэффициента заполнения, характерного для режима гистотрипсии с кипением, время между началом последовательных облучений единичных фокусов было выбрано как $t_{\text{single}} = 100 \times t_{\text{heat}} = 0.41 \text{ с}$.

В момент окончания нагрева $t = t_{\text{heat}} = 4.1 \text{ мс}$ пространственное распределение температуры единичного фокуса по форме и размерам полностью повторяет пространственное распределение плотности мощности тепловых источников Q , показанное на рис. 3б, 3в. К моменту начала повторного воздействия следующего импульса $t = t_{\text{single}} = 0.41 \text{ с}$ тепловое пятно расплывается за счет эффектов диффузии тепла (рис. 4а). На рис. 4б показаны одномерные распределения температурного поля единичного воздействия в эти моменты времени: сплошная кривая соответствует времени окончания нагрева $t = t_{\text{heat}} = 4.1 \text{ мс}$ (температурная шкала слева), а пунктирная линия – моменту переключения на следующий фокус $t = t_{\text{single}} = 0.41 \text{ с}$ (температурная шкала справа). К моменту повторного облучения образца печени $t = t_{\text{single}}$ тепловое пятно единичного воздействия успевает остыть с 98.6°C до 27.9°C (рис. 4б), при этом размеры теплового

пятна увеличиваются от начальных размеров области тепловых источников $0.24 \times 0.18 \times 3.8 \text{ мм}$ до размеров $1.3 \times 1.3 \times 5.3 \text{ мм}$, а форма пятна в фокальной плоскости меняется с эллиптической на аксиально симметричную. Таким образом, повышение температуры в образце печени в текущем единичном фокусе к моменту начала облучения следующего фокуса составляет около 5°C .

Анализ дальнейшего расплывания теплового пятна единичного воздействия на временах $t > t_{\text{single}}$ показал, что остаточный нагрев становится меньше 1°C при $t = 3t_{\text{single}}$ (максимальный остаточный нагрев ткани 0.95°C), при этом размеры теплового пятна по уровню e^{-1} от пикового значения составляют $2.96 \times 2.96 \times 7.6 \text{ мм}$ по осям x , y и z , соответственно. Однородное распределение температуры, при котором пиковый нагрев не превышает 0.3°C , достигается при $t = 6t_{\text{single}}$ (максимальный остаточный нагрев ткани 0.27°C), а тепловое пятно увеличивается до размеров $5.52 \times 5.52 \times 12.5 \text{ мм}$.

Облучение по траектории из дискретных фокусов

Для получения клинически значимого объема разрушения в ткани в методе гистотрипсии с кипением используются протоколы, в которых фокус излучателя перемещается по различным траекториям. Сравнение результатов облучения для двух характерных для метода гистотрипсии с кипением протоколов показало, что первый протокол с последовательным облучением каждого фокуса пятнадцатью импульсами подряд формирует неоднородное и несимметричное относительно центра объема ткани температурное пятно (рис. 5а, сверху). Пиковое значение температуры в этом режиме превышает начальную температуру образца на 24.8°C в момент окончания облучения $t = 360t_{\text{single}}$. Таким образом, накопление тепла в одном фокусе при его последовательном облучении несколькими импульсами подряд может приводить к значительному проявлению тепловых эффектов.

Во втором протоколе облучения, при котором каждая точка траектории облучалась один раз, но совершалось пятнадцать обходов по траектории, каждый фокус к моменту повторного облучения успевал остыть, в результате чего нагрев был более однородным, симметричным, и достигалось меньшее пиковое значение (13.4°C) увеличения температуры (рис. 5а, снизу). В этом режиме на температурных распределениях визуально остаются хорошо различимы локализации пяти последних единичных облучений, в то время как температурные пятна от более ранних воздействий успевают расплыться по объему образца (рис. 5а, снизу). Такая особенность пространственного распределения согласуется с полученным выше критерием на временной интервал $6t_{\text{single}}$, в течение

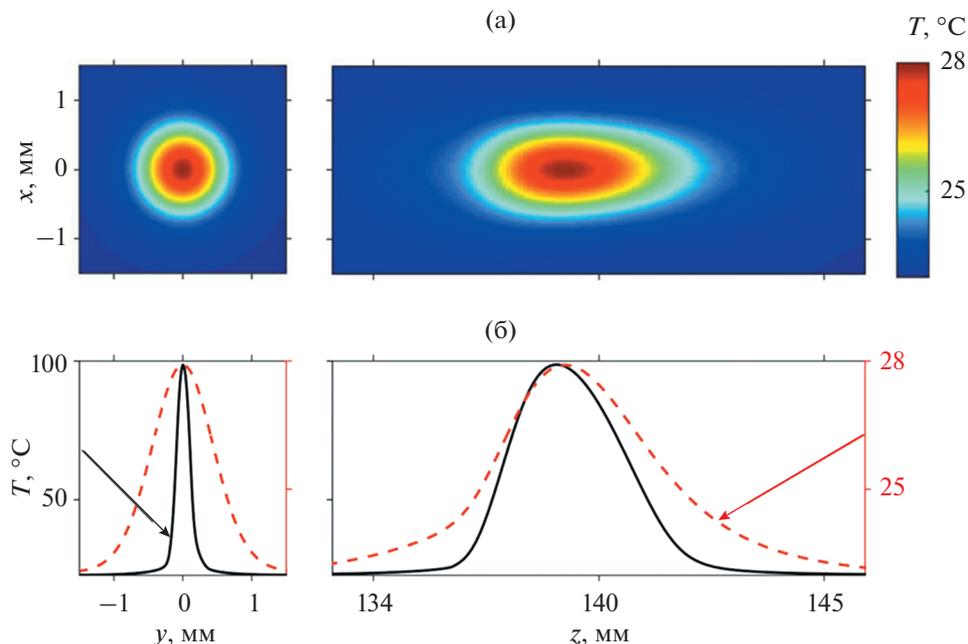


Рис. 4. Результаты численного моделирования температурного поля при единичном воздействии. (а) – Пространственные распределения температуры единичного фокуса в момент времени $t = 0.41$ с в фокальной (слева) и аксиальной (справа) плоскостях. (б) – Распределения температуры в моменты времени $t = 4.1$ мс (сплошная линия, температурная шкала слева) и $t = 0.41$ с (пунктир, температурная шкала справа) в фокальной плоскости (слева) и вдоль оси пучка (справа).

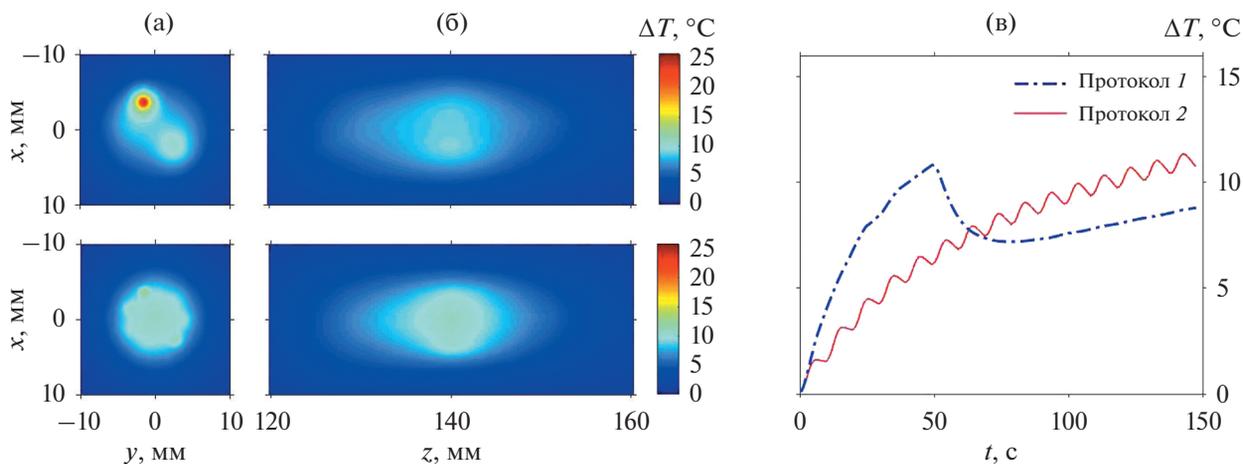


Рис. 5. Пространственные распределения изменения температуры в момент окончания облучения объема ткани в (а) – фокальной и (б) – аксиальной плоскостях для двух различных протоколов облучения: протокол 1 (сверху) с последовательным облучением каждой точки траектории пятнадцатью импульсами подряд и перемещением фокуса в следующую точку траектории; протокол 2 (снизу) с последовательным облучением каждой точки траектории по одному разу и пятнадцатью полными обходами по траектории. (в) – Зависимости изменения температуры от времени в центре объема ткани для протокола 1 (штрих-пунктирная линия) и протокола 2 (сплошная линия).

ние которого нагрев от единичного воздействия успевает стать однородным.

В аксиальной плоскости различие температурных распределений менее выражено (рис. 5б), поскольку тепло от удаленных от оси излучателя точек траектории не успевает распространиться к указанной плоскости. Продольные размеры тем-

пературных пятен в аксиальной плоскости в двух режимах составляют порядка 20–25 мм по уровню e^{-1} от пикового значения.

Анализ изменения температуры в центральной точке образца, которая непосредственно не облучалась, но нагревалась за счет эффектов диффузии тепла, показал, что в первом протоколе облу-

чения сначала происходит быстрый рост температуры, затем достигается максимум ($\Delta T = 11^\circ\text{C}$), а после перехода по траектории облучения с внутренней окружности на внешнюю центр образца начинает остывать и, начиная с середины времени облучения, температура изменяется незначительно (рис. 5в). Полное время облучения для каждого протокола было одинаковым и составляло $t = 360t_{\text{single}} = 147.6$ с. Облучение с использованием второго протокола, в котором временной интервал между повторным облучением одной и той же точки фокуса на 9.43 с больше, чем в первом протоколе, обеспечивает постепенное нагревание центра образца. На графике зависимости температуры центра от времени присутствуют периодические осцилляции с амплитудой порядка 0.5°C и периодом $t = 24t_{\text{single}} = 9.84$ с, равным времени одного полного обхода по траектории из двух окружностей. Такой характер зависимости объясняется более эффективным нагревом центра от точек, расположенных на внутренней окружности траектории, и менее эффективным от точек с внешней окружности. Поскольку во втором протоколе в траектории облучения происходит последовательная смена фокусировки с внутренней окружности на внешнюю и обратно, то возникают упомянутые осцилляции.

Для исследования влияния размера траектории на равномерность и однородность конечного распределения температуры объемного разрушения был проведен численный эксперимент, в котором облучение происходило по второму протоколу для двух траекторий с внешними радиусами 4 и 8 мм. Первая траектория состояла из двух окружностей с радиусами 2 и 4 мм, вторая – из четырех с радиусами 2, 4, 6 и 8 мм. Каждая точка на обеих траекториях облучалась один раз за один обход по траектории, а всего было совершено тридцать полных обходов. Полное время облучения для случая большего объема составляло $t = 2400t_{\text{single}} = 984$ с, что в 3.3 раза дольше времени облучения меньшего объема ($t = 720t_{\text{single}} = 295.2$ с), соответственно временной интервал между повторными воздействиями в одну и ту же точку был в такое же число раз больше ($t = 80t_{\text{single}} = 32.8$ с для траектории с радиусом 8 мм и $t = 24t_{\text{single}} = 9.84$ с для траектории с радиусом 4 мм).

Увеличение размера траектории, с одной стороны, приводит к большему интегральному количеству выделившегося в ткани тепла. С другой стороны, увеличивается облучаемая площадь, а значит, становится более эффективным процесс остывания образца. Поскольку количество тепла, выделившегося в ткани, увеличивается только в 3.3 раза с увеличением радиуса внешней окружности траектории с 4 до 8 мм, а эффективная площадь остывания увеличивается в 4 раза, то следует ожидать, что остаточный нагрев в случае облу-

чения большего объема окажется меньше, чем для разрушения меньшего объема. Этот предварительный оценочный результат подтвердился в численном моделировании (рис. 6а, 6б): остаточный пиковый нагрев в конце облучения по траектории большего размера составил $\Delta T = 14.9^\circ\text{C}$, в то время как для траектории меньшего размера $\Delta T = 16.4^\circ\text{C}$. На фокальных распределениях (рис. 6а) яркими круговыми пятнами прослеживаются локализации пяти последних фокусов каждой траектории. Интересно отметить, что с увеличением диаметра траектории облучения в два раза размер теплового пятна вдоль оси изменился не так сильно – с 31 до 38 мм по уровню e^{-1} от максимума (рис. 6б).

Анализ нагрева центра образца (рис. 6в) показал, что, несмотря на более длительное облучение и большее интегральное количество тепла в случае траектории радиусом 8 мм, ее центр также нагревается меньше ($\Delta T = 12.6^\circ\text{C}$ в момент окончания протокола), чем центр траектории с радиусом 4 мм ($\Delta T = 13.8^\circ\text{C}$ в момент окончания протокола). Осцилляции, возникающие на температурных кривых, по-прежнему обусловлены особенностями процесса теплопередачи: при облучении первых двенадцати фокусов траектории происходит эффективный нагрев центра, затем, при удалении облучаемых точек от центральной, последняя остывает. Период осцилляций в каждом случае равен времени облучения всех единичных фокусов траектории по одному разу.

Полученные результаты численного моделирования, несмотря на отсутствие учета вскипания ткани в численной модели, хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [6], в которых нагрев центра образца ткани печени составлял $15\text{--}20^\circ\text{C}$.

ВЫВОДЫ

На основании полученных результатов могут быть сделаны следующие выводы. Для обеспечения более однородной структуры температурного поля и уменьшения локальных тепловых эффектов при получении объемных механических разрушений следует выбирать протоколы облучения, в которых временной интервал между повторным облучением одной и той же точки фокуса будет достаточным для того, чтобы тепловое пятно от предыдущего воздействия успевало расплыться по объему образца. Так, сравнение двух исследованных в работе протоколов облучения позволяет сделать вывод о преимуществе второго протокола, в котором временной интервал между повторным облучением каждого фокуса больше. Такой протокол позволяет получить более однородную пространственную структуру температурного поля и уменьшить пиковую температуру при получении объемных разрушений.

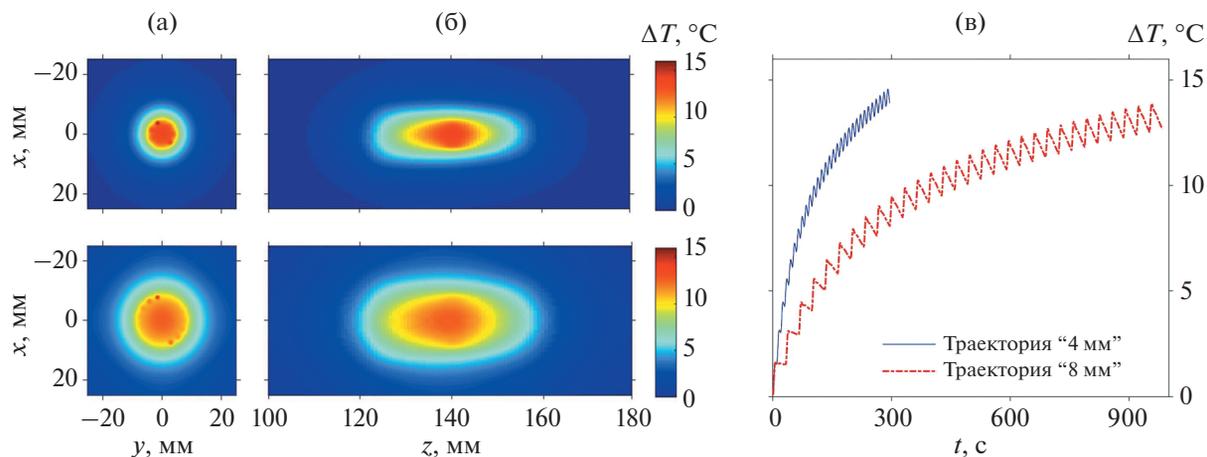


Рис. 6. Пространственные распределения изменения температуры в момент окончания облучения объема ткани в (а) – фокальной и (б) – аксиальной плоскостях для траектории, состоящей из двух concentрических окружностей радиусами 2 и 4 мм (вверху) и траектории, состоящей из четырех concentрических окружностей радиусами 2, 4, 6 и 8 мм (внизу). (в) – Зависимости изменения температуры от времени в центре объема ткани для траектории радиусом 4 мм (сплошная линия) и 8 мм (штрих-пунктирная линия).

При рассмотренных в работе условиях облучения ткани, для получения однородного распределения температурного поля к моменту окончания облучения образца временной интервал между повторным воздействием на один и тот же фокус дискретной траектории должен составлять $t = 6t_{\text{single}}$. При выборе такого критерия пиковый нагрев ткани от предыдущего единичного воздействия не будет превышать 0.3°C . Однако, если остаточный нагрев ткани в 1°C является незначительным по сравнению с фоновой температурой образца, то критерий можно смягчить и уменьшить время между облучением одной и той же точки траектории до $t = 3t_{\text{single}}$. Эта оценка может меняться с изменением мощности решетки и глубины фокусировки в биологическую ткань.

При увеличении размера требуемого объемного разрушения следует ожидать чуть меньший нагрев его центра и слабое увеличение аксиальных размеров теплового пятна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что при облучении биологической ткани в ударно-волновом режиме с целью получения объемных механических разрушений степень проявления тепловых эффектов сильно зависит от выбора траектории перемещения фокуса. При последовательном облучении каждой точки двух круговых concentрических траекторий температурное поле в ткани после пятнадцати полных обходов более симметрично и однородно, а пиковое значение температуры на 11°C ниже, чем в случае облучения каждого фокуса пятнадцатью импульсами подряд. Обеспечение большего временного интервала между по-

вторным облучением каждого фокуса позволяет получить более однородную пространственную структуру температурного поля и уменьшить максимальную достигаемую температуру при получении объемных разрушений. При увеличении числа полных обходов по траектории, состоящей из двух окружностей, с пятнадцати до тридцати пиковый нагрев в момент окончания облучения увеличился с 13.4°C до 16.4°C . Увеличение размера траектории в два раза и включение в нее еще двух окружностей привело к уменьшению пикового нагрева и температуры центра образца в момент окончания протокола облучения примерно на 1°C .

Авторы выражают благодарность коллективу Лаборатории прикладной физики университета шт. Вашингтон (США) за предоставление экспериментальных данных по акустической голографии и Л.Р. Гаврилову за полезные обсуждения работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 20-32-70142 и 20-02-00210, Focused Ultrasound Foundation и студенческой стипендии фонда “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хилл К.Р., Бэмбер Дж. Ультразвук в медицине. Физические основы применения / Под ред. тер Хаар Г. Пер. с англ. М.: Физматлит, 2008.
2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Карел С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
3. Гаврилов Л.Р. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М.: Фазис, 2013.

4. *Khokhlova V.A., Fowlkes J.B., Roberts W.W., Schade G.R., Xu Z., Khokhlova T.D., Hall T.L., Maxwell A.D., Wang Y.N., Cain C.C.* Histotripsy methods in mechanical desintegration of tissue: towards clinical applications // *Int. J. Hyperthermia*. 2015. V. 31. № 2. P. 145–162.
5. *Maxwell A.D., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Crum L.A., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V.A.* Disintegration of tissue using high intensity focused ultrasound: Two approaches that utilize shock waves // *Acoust. Today*. 2012. V. 8. № 4. P. 24–36.
6. *Khokhlova V.A., Maxwell A.D., Khokhlova T., Kreider W., Bailey M., Partanen A., Farr N., Sapozhnikov O.* Generation of volumetric boiling histotripsy lesions in tissue using a multi-element array of a clinical HIFU system // *Abstract Book of 14th Int. Symp. for Therapeutic Ultrasound*. Las Vegas, Nevada, USA. 2014.
7. *Karzova M.M., Yuldashev P.V., Kreider W., Rosnitskiy P.B., Khokhlova T.D., Sapozhnikov O.A., Bawiec C., Partanen A., Khokhlova V.A.* Comparison of Sonalleve V1 and V2 MR-HIFU systems for generating high-amplitude shock-wave fields // *Proc. the 6th Int. Symp. on Focused Ultrasound*. Reston, Virginia, USA. October 21–25, 2018.
8. *Köhler M.O., Mougenot C., Quesson B., Enhelm J., Le Bail B., Laurent C., Moonen C.T.W., Ehnholm G.J.* Volumetric HIFU ablation under 3D guidance of rapid MRI thermometry // *Med. Phys.* 2009. V. 36. № 8. P. 3521–3535.
9. *Yuldashev P., Shmeleva S., Ilyin S., Sapozhnikov O., Gavrilov L., Khokhlova V.* The role of acoustic nonlinearity in tissue heating behind the rib cage using high intensity focused ultrasound phased array // *Phys. Med. Biol.* 2013. V. 58. № 8. P. 2537–2559.
10. *Duck F.A.* *Physical Properties of Tissue*. London: Academic Press, 1990.
11. *Филоненко Е.А., Хохлова В.А.* Эффекты акустической нелинейности при терапевтическом воздействии мощного фокусированного ультразвука на биологическую ткань // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 4. С. 541–549.
12. *Kreider W., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Farr N., Partanen A., Bailey M.R., Khokhlova V.A.* Characterization of a multi-element clinical HIFU system using acoustic holography and nonlinear modeling // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. 2003. V. 60. № 8. P. 1683–1698.
13. *Юлдашев П.В., Хохлова В.А.* Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 3. С. 337–347.
14. *Karzova M.M., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A., Cunitz B.W., Kreider W., Bailey M.R.* Shock formation and nonlinear saturation effects in the ultrasound field of a diagnostic curvilinear probe // *J. Acoust. Soc. Am.* 2017. V. 141. № 4. P. 2327–2337.
15. *Maxwell A.D., Yuldashev P.V., Kreider W., Khokhlova T.D., Schade G.R., Hall T.L., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A.* A prototype therapy system for transcutaneous application of boiling histotripsy // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. 2017. V. 64. № 10. P. 1542–1557.
16. *Андрияхина Ю.С., Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А.* Ускорение тепловой абляции объемов биологической ткани с использованием фокусированных ультразвуковых пучков с ударными фронтами // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 1–12.
17. *Karzova M.M., Kreider W., Partanen A., Sapozhnikov O.A., Khokhlova T.D., Yuldashev P.V., Khokhlova V.A.* Mapping clinical HIFU thermal tissue ablation using simulation and MR-imaging // *Abstract book of the 19th Int. Symp. of ISTU / 5th European Symp. of EUFUS*. Barcelona, Spain, 2019. P. 235.
18. *Canney M., Khokhlova V., Bessonova O., Bailey M., Crum L.* Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // *Ultrasound Med. Biol.* 2010. V. 36. P. 250–267.
19. *Khokhlova T.D., Canney M.S., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Crum L.A., Bailey M.R.* Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 130. № 5. P. 3498–3510.

УДК 534.2, 532.593, 532.528

СТРУКТУРА СХОДЯЩЕЙСЯ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ И РАЗВИТИЕ КАВИТАЦИИ ЗА ЕЕ ФРОНТОМ В МНОГОФАЗНОЙ ЖИДКОСТИ

© 2021 г. В. К. Кедринский^{а, *}, Е. С. Большакова^{а, **}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение Институт Гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 15, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090 Россия

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

**e-mail: skwore3@gmail.com

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 26.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Экспериментальный анализ структуры течения и динамики формирования квази-пустого разрыва при ударном возбуждении слоя жидкости показал, что замыкание разрыва на конечной стадии принимает близкий к одномерному цилиндрический характер. Исследуется новая постановка по динамике кавитационной зоны за фронтом сходящейся волны разрежения. Процесс развития кавитации инициируется при ударно-волновом нагружении поршнем в окрестности оси жидкого слоя, ограниченного свободной поверхностью. Приводятся результаты анализа влияния размеров микропузырьков, концентрации газовой фазы на динамику зоны кавитации и структуру волны при фокусировке. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: ударное возбуждение, фокусировка, микропузырьки

DOI: 10.31857/S0320791921030059

ВВЕДЕНИЕ

Начало интенсивных исследований по созданию математических моделей двухфазных жидкостей можно отнести к 60-м годам 20 века, когда были опубликованы работы [1–3]. Принципиальная особенность этих работ – включение уравнения Рэлея в систему законов сохранения как нелинейную динамическую систему, в которой концентрация газовой фазы $k(t)$ или радиус пузырьков $R(t)$ становится определяющей и полноправной искомой 4-ой переменной. В 1968 г. в [4] три упомянутых работы в упрощенном виде были представлены в качестве математической модели Иорданского–Когарко–ван Виингаардена (IKvanW). Это позволило впервые численно оценить раздвоение ударной волны, распространяющейся в пузырьковой жидкости, на предвестник и осциллирующую волну. При этом удается рассчитать также “акустически прозрачное окно” в области резонансных частот, экспериментально зарегистрированное в [5]. При этом хорошее согласование с экспериментом объясняется существованием непрерывного начального спектра концентрации пузырьков (при полном отсутствии диссипативных потерь). Экспериментальные данные по плотности ядер кавитации от единицы до сотни штук в см^3 в диапазоне от 1 до 6 микрон,

опубликованные в [6, 7], можно отнести к одним из первых. Ряд принципиальных экспериментальных результатов был получен по измерению распределения по размерам ядер кавитации в воде, используя систему методов голографии и рассеяния света [8–10], измеритель кавитационной чувствительности [11], метод ABS (Акустический Пузырьковый Спектр) [12, 13]. Кривые распределения размеров ядер кавитации в кавитирующих водных туннелях и в океане представлены в [14]. В начале 21 века на базе IKvanW-модели была сформулирована задача о развитии взрывных вулканических извержений, происходящих при практически мгновенном разрыве диафрагмы, отделяющей сжатую до давления порядка 0.17 тысяч МПа магму от свободной атмосферы. В этом случае начинает формироваться мощная волна разрежения, распространяющаяся в глубину канала. Под действием волны разрежения состояние тяжелой магмы переходит из однофазного в многофазную систему с диффузионными процессами и резким ростом объемной концентрации газовой фазы и массовой скорости [15]. Те же проблемы характерны для открытых вулканических систем, подобных вулкану Erebus. Принципиальные экспериментальные результаты по структуре выброса из этого вулкана получены в

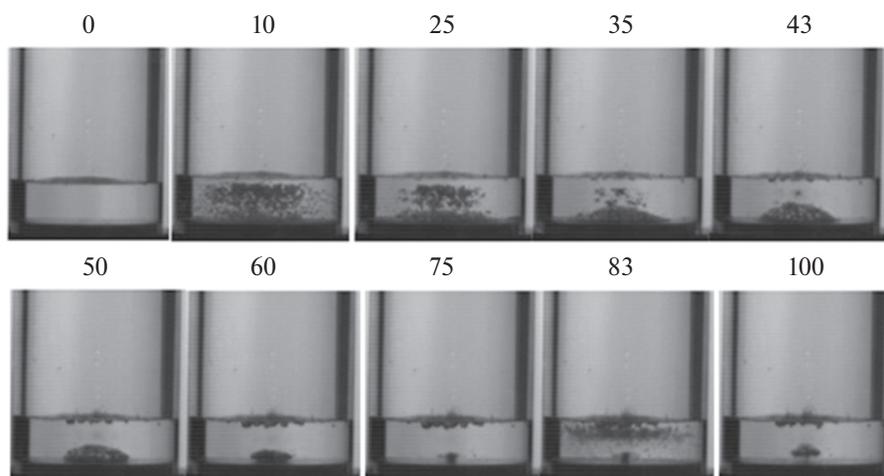


Рис. 1. Формирование (кадры 0–43) и замыкание разрыва (кадры 50–100), образование микрокластера на мембране (кадр 75), формирование второй кавитационной зоны под свободной поверхностью при отражении вторичной ударной волны (кадр 83), формирование и подъем кавитационного тора (кадр 100).

[16]. Лабораторные эксперименты по моделированию извержений открытых вулканических систем были начаты около 10–15 лет тому назад в связи с изучением динамики разрыва потока, формирования и схлопывания квази-пустой полости в слое дистиллированной воды при ударно-волновом воздействии [17]. Согласно экспериментальным данным схлопывание квази-пустой полости приводит к генерации ударной волны и трансформации микропузырькового слоя, покрывающего полость, в кольцевой кавитационный кластер [18], который начинает подниматься к свободной поверхности жидкого слоя. Представленная статья посвящена новому направлению численного моделирования (на базе IKvanW-модели) динамики структуры сходящейся одномерной цилиндрической волны разрежения и зоны пузырьковой кавитации за ее фронтом в слое дистиллированной воды, ограниченной свободной поверхностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПОСТАНОВКА

Процесс разрыва потока моделировался во взрывной прозрачной камере с проводящим дном на 2-х электромагнитных гидродинамических ударных трубах с импульсным нагружением слоя дистиллированной воды на накопительных батареях с энергией до 100 Дж и 5 кДж. Как было показано в [9], дистиллированная вода является многокомпонентной системой, содержащей свободные микропузырьки и твердые микрочастицы размером порядка 1.5 мкм при их общем количестве около 10^6 в см^3 . При мгновенной ионизации высоковольтным импульсом промежутка в цепи батарея конденсаторов разряжается на плоскую спираль, расположенную непосредственно под

дном мембраны. В результате скин-эффекта удар мембраны по слою жидкости генерирует в ней ударную волну и, в силу аperiodичности процесса, примерно через 10–20 мкс мембрана возвращается на место. Жидкость в силу инерции продолжает движение вверх, формируя на поверхности мембраны разрыв [16].

На рис. 1 демонстрируется полный процесс формирования и схлопывания разрыва в интервале кадров от 0 до 100 в слое высотой 4 см на мембране диаметром 12 см, при энергии в накопителе 0.8 кДж и частоте съемки 10^4 кадров в секунду. При схлопывании разрыва (теоретически до нуля) происходит излучение ударной волны, отражение ее от горизонтальной свободной поверхности, образование вторичной зоны кавитации вблизи свободной поверхности (кадр 83), а слой пузырьков, окружающий разрыв, превращается в пузырьковый кластер. Возникает проблема поиска механизма превращения тонкого пузырькового кластера, покрывающего поверхность разрыва, в тороидальную структуру, достаточно быстро всплывающую к свободной поверхности (кадр 100) [17]. Анализ динамики структуры разрыва показал, что процесс его замыкания на конечной стадии принимает близкий к одномерному цилиндрический характер (кадры 75–83).

IKvanW-МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

Динамика состояния сходящейся цилиндрической волны разрежения и зоны кавитации за ее фронтом в дистиллированной воде описывается многофазной математической IKvanW-моделью, которая включает в себя комбинацию законов сохранения для средних значений давления p , плот-

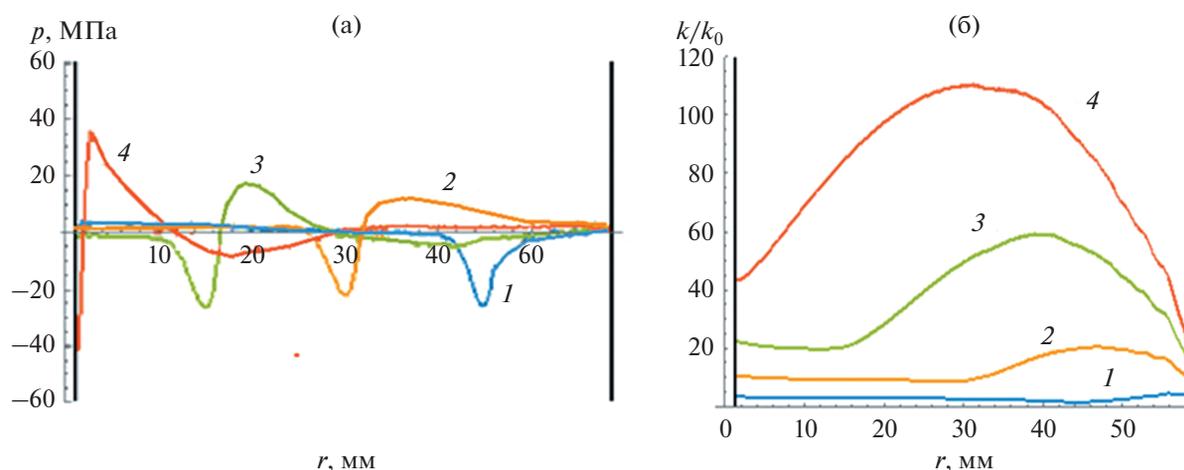


Рис. 2. Динамика в слое радиусом $r = 60$ мм при $R_0 = 4.6$ мкм, $k_0 = 10^{-3}$ для моментов времени 50 (1), 60 (2), 70 (3) и 80 мкс (4): (а) – структуры волны разрежения $P(r)$ с появлением положительной фазы давления в процессе ее фокусировки; (б) – распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$.

ности ρ и массовой скорости v , уравнение состояния пузырьковой смеси $\rho(p, k)$ и уравнение, описывающее динамику объемной концентрации газовой фазы k (аналог уравнения Рэлея):

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} v = 0, \quad \frac{dU}{dt} + \rho^{-1} \operatorname{grad} p = 0,$$

$$\rho \equiv \rho_0 \left(1 + \frac{p - p_0}{c_0^2 \rho_0} \right) (1 - k k_0),$$

$$\frac{d^2 k}{dt^2} = \frac{3k^{1/3}}{\rho_0 R_0^2} (p_\infty k^{-\gamma} - p) + \frac{1}{6k} \left(\frac{dk}{dt} \right)^2.$$

Здесь γ означает индекс газовой адиабаты, k_0 – начальное значение объемной концентрации газовой фазы, $k = (R/R_0)^3$ – относительное изменение объемной концентрации. При расчете использовались конечно-разностная схема второго порядка и метод Рунге–Кутты четвертого порядка.

При расчетах задавались следующие граничные условия: 1) на свободной поверхности ($r = 60$ и 100 мм) давление постоянно (0.1 МПа); 2) в окрестности оси симметрии коаксиальным поршнем задается диапазон констант экспоненциального профиля: амплитуд массовых скоростей и набор временных констант в показателе экспоненты.

При расчетах использовались следующие начальные условия: на поршне задаются массовая скорость ($v = U_{\max}$) и временная константа, в диапазоне расстояний от поршня до свободной поверхности $v = 0$, давление $p = 0.1$ МПа.

Выполнен анализ динамики зоны кавитации и структуры волны разрежения в зависимости от параметров ударно-волнового нагружения (констант профиля экспоненты), инициирующего

процесс, от начальных размеров ядер кавитации R_0 и объемной концентрации газовой фазы k_0 . Начальное состояние микронеоднородностей дистиллированной воды: размеры микропузырьков и твердых микрочастиц имеют порядок $R_0 = 1.5$ мкм, объемная концентрация газовой фазы $k_0 = 10^{-5}$, число микрочастиц 10^6 см $^{-3}$, канал замыкается свободной поверхностью, радиус канала принимается равным 60 или 100 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис. 2 показана последовательность развития структуры волны разрежения (справа–налево) и зоны кавитации (снизу–вверх) при ударно-волновом нагружении с амплитудой 100 м/с и с постоянной времени экспоненты 10 мкс для моментов времени 50 , 60 , 70 и 80 мкс и радиусе слоя 60 мм (координата свободной поверхности). Данные по динамике структуры волны разрежения получены для начального состояния микронеоднородностей среды: размер микрочастиц 4.6 мкм, объемная концентрация 10^{-3} . На графике показаны две вертикальные прямые: (а) – положение поршня и (б) – положение свободной поверхности.

Показана прямая связь изменений в структуре волны разрежения с процессом развития кавитации за ее фронтом при начальном состоянии среды, определяемом размером микроразродышей и величиной концентрации k . Увеличение начального размера зародыша всего в три раза (стандартные значения размера зародыша 1.5 мкм, концентрации $k_0 = 10^{-5}$) и изменение начальной концентрации на 2 порядка (при сохранении числа частиц 10^6 см $^{-3}$) привели к росту максимума концентрации на порядок (11%) в момент 80 мкс по сравнению с 1% , характерным для стандартно-

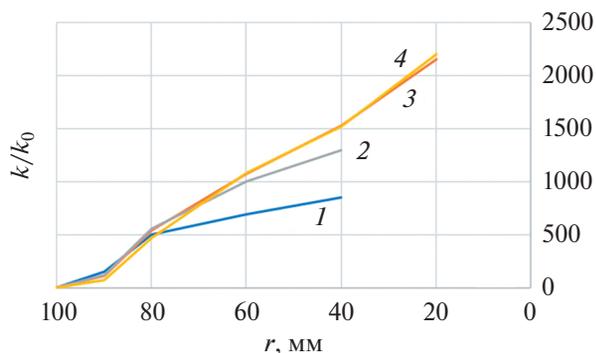


Рис. 3. Распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$ при заданных $U_{\max} = 100$ м/с и постоянных спада экспоненты 10 (1), 20 (2), 30 (3) и 40 мкс (4) показывают, что для стандартного состояния $R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$ постоянная спада 30 мкс становится верхним пределом при импульсном нагружении ударной волной с экспоненциальным профилем.

го состояния в тот же момент времени. При этом к 80 мкс волна разрежения в стандартном состоянии достигла поверхности поршня с амплитудой “–105 МПа”, а для увеличенного размера зародышей потеряла значительную часть энергии на развитии кавитации – “–40 МПа”. Следует отметить появление положительной фазы давления в профиле волны разрежения и рост этой фазы в интервале 60–80 мкс.

При начальном состоянии дистиллированной воды, описанном выше, получены непрерывные данные для относительной объемной концентрации k от свободной поверхности $r = 100$ мм до радиуса, равного 20 мм, для каждой из максимальных амплитуд экспоненты $U_{\max} = 40, 80, 120, 160, 200$ м/с, при одном и том же значении постоянной времени экспоненты, равной 10 мкс. Расчет показал относительно равномерный рост объемной концентрации для всего диапазона амплитуд U_{\max} в процессе фокусировки в диапазоне радиусов слоя 100–40 мм. Затем, при приближении к оси в диапазоне от 40 до 20 мм наблюдается резкий рост концентраций, составивший 3500 относительных единиц для волны с $U_{\max} = 200$ м/с. Максимальное значение объемной концентрации достигло при этом 5.6%.

При фиксированной величине массовой скорости $U_{\max} = 100$ м/с численно исследовано влияние изменения постоянной времени экспоненты ударной волны от 10 до 40 мкс, увеличивающего положительную фазу нагружения, на динамику развития кавитации за фронтом волны разрежения. При стандартных условиях двухфазного состояния (начальных значений радиуса ядра кавитации $R_0 = 1.5$ мкм и объемной концентрации $k_0 = 10^{-5}$) обнаружен пороговый эффект (рис. 3), заключающийся в том, что данные по распределениям кон-

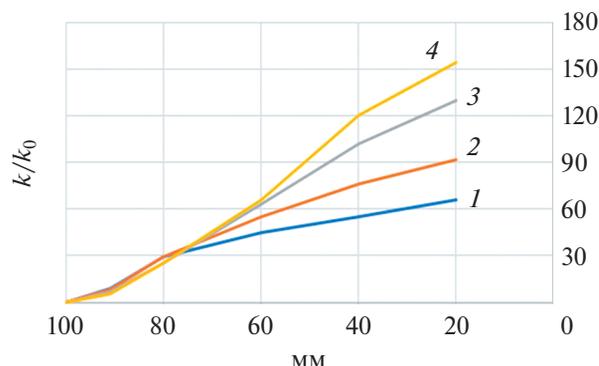


Рис. 4. Распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$ при заданных $U_{\max} = 100$ м/с и постоянных спада экспоненты 10 (1), 20 (2), 30 (3) и 40 мкс (4) показывают, что с увеличением начального радиуса зародыша $R_0 = 7$ мкм и объемной концентрации газовой фазы $k_0 = 10^{-3}$ пороговый эффект исчезает.

центраций для постоянных времени 30 и 40 мкс практически сливаются на всем протяжении расчета. Константа 30 мкс становится предельным значением, превышение которого практически не влияет на конечный результат – концентрацию около 2.25%.

Результат расчета распределения концентрации по радиусу слоя (рис. 4) принципиально меняется при тех же постоянных времени 10, 20, 30 и 40 мкс профиля ударной волны и той же амплитуде, инициирующей процесс, при увеличении начальных размеров ядер кавитации до 7 мкм и объемной концентрации до 10^{-3} . Исчезает пороговый эффект, наблюдается равномерный для всего диапазона постоянных времени рост концентраций при приближении к фокусу, который, в частности, для постоянной времени профиля ударной волны 40 мкс достигает максимального значения концентрации – около 16%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана прямая связь изменений в структуре волны разрежения с процессом изменения концентрации пузырьков за ее фронтом и состоянием среды, определяемым начальными размерами микророзародышей и величиной концентрации газовой фазы. Увеличение начального размера зародыша всего в три раза, что соответствовало начальному изменению концентрации на 2 порядка (при сохранении числа частиц 10^6 см $^{-3}$, рис. 2), привело к росту максимума концентрации на порядок (11%) в момент 80 мкс по сравнению с 1%, характерным для стандартного состояния в тот же момент времени. При этом к 80 мкс волна разрежения для увеличенного размера зародышей потеряла значительную часть энергии на развитие кавитации, достигнув поршня с амплитудой “–40 МПа”.

При начальном состоянии дистиллированной воды ($R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$) расчет, выполненный для всего диапазона амплитуд $U_{\max} = 40, 80, 120, 160$ и 200 м/с и при одном и том же значении константы экспоненты, равной 10 мкс, показал относительно равномерный рост объемной концентрации в процессе фокусировки в диапазоне $100-40$ мм и резкий выброс концентрации в диапазоне $40-20$ мм практически по всему рассматриваемому диапазону скоростей, составив для волны с максимальной амплитудой 200 м/с значение объемной концентрации около 5.6% .

Расчеты, проведенные при различных значениях постоянных времени ($10, 20, 30$ и 40 мкс) для экспоненты ударной волны, инициирующей процесс при $U_{\max} = 100$ м/с, показали существенное влияние начального состояния системы на концентрацию пузырьков в области кавитации. При начальном состоянии системы ($R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$) расчет показал, что для постоянных времени экспоненты, равных 30 и 40 мкс, распределения концентрации практически сливаются на всем интервале расчета. Константа 30 мкс оказывается предельным значением, при котором полное значение концентрации немного превысило 2% . Изменение параметров начального состояния (радиус ядра 7 мкм, концентрация 10^{-3}) для той же системы констант экспоненты существенно меняет распределение концентрации пузырьков в зоне кавитации. При приближении к фокусу для всего диапазона констант экспоненты заметен равномерный рост концентрации, максимальное значение которой приближается к 16% .

Обнаружено появление положительной фазы давления в волне разрежения, сильное влияние начальных размеров и концентрации зародышей микропузырьков, при которых конечная концентрация газовой фазы менялась от 2 до 16% .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иорданский С.В. Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. Т. 1. № 3. С. 102.
2. Когарко Б.С. Об одной модели кавитирующей жидкости // Докл. Акад. Наук СССР. 1961. Т. 137. № 6. С. 1331.
3. van Wijngaarden L. On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. P. 65.
4. Кедринский В.К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. Т. 9. № 4. С. 29.
5. Fox F., Kerly S., Larson G. Phase velocity and absorption measurements in water containing air bubbles // J. Acoust. Soc. Am. 1955. V. 27. № 3. P. 534. <https://doi.org/10.1121/1.1907955>
6. Strasberg M. Cavitation in Hydrodynamics // National Phys. Lab., London. 1956.
7. Hammitt F.G., Koller A., Ahmed O. et al. Cavitation threshold and superheat in various fluids // Proc. Conf. on Cavitation. Edinburgh, Sept. 3-5, 1974. Mech. Eng. Publ. London. 1976. P. 341-354.
8. Magintyre F. On Reconciling optical and acoustical bubble spectra in the mixed layer // Oceanic Whitecaps. Monahan E.C., Mac Niocaill G. (Eds.) Reidel Publishing Company, 1986. P. 75-94. <https://doi.org/10.1007/978-94-009-4668-2>
9. Бесов А.С., Кедринский В.К., Пальчиков Е.И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 4. С. 241.
10. Kedrinskiy V.K. On multiplication mechanism of cavitation nuclei // Proc. 12th Int. Congress on Acoustics (Toronto). Ed. by Shaw E. (Eds) 1986. P. 14.
11. Oldenzel D.M. // J. Fluids Engr. 1982. V. 104. P. 136.
12. Breitz N., Medwin H. Instrumentation for *in situ* acoustical measurements of bubble spectra under breaking waves // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86. P. 739-743.
13. Duraiswami R., Prabhukumar S., Chahine G.L. Bubble counting using an inverse acoustic scattering method // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 5. P. 2699-2717.
14. Franklin R.E. // ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum. 1992. FED V. 135. P. 77.
15. Kedrinskiy V.K. Hydrodynamic aspects of explosive eruptions of volcanoes: simulation problems // Shock Waves. 2009. V. 18. № 6. P. 451.
16. Gerst A. et al. The First Second of a Strombolian Eruption: Velocity Observations at Erebus Volcano, Antarctica // EOS Trans. AGU, 2006. V. 87. № 52. Fall Meet. Suppl. Abstract V31G-04.
17. Bol'shakova E.S., Kedrinskiy V.K. State dynamic of bubble cavitation in a vicinity of quasi-empty rupture at its collapse // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 894. № 1. P. 012141.
18. Большакова Е.С., Кедринский В.К. Динамика разрыва в кавитирующем слое жидкости при ударно-волновом нагружении // ПМТФ. 2017. Т. 58. № 5. С. 93-101.

УДК 534.232

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТАСРЕДАХ С ДОЗВУКОВЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

© 2021 г. М. А. Миронов*

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева, ул. Шверника 4, Москва, 117036 Россия

*e-mail: mironov_ma@mail.ru

Поступила в редакцию 25.01.2021 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Рассмотрено распространение звука в пьезоэлектрической среде с периодической решеткой в присутствии дрейфа носителей заряда. Периодическая решетка создает рассеянную компоненту с волновыми числами, равными сумме и разности волнового числа исходной звуковой волны k и волнового числа периодической решетки q . Рассматривается случай $q \gg k$ — период решетки много меньше длины звуковой волны. Фазовая скорость рассеянных компонент существенно меньше фазовой скорости звука. Взаимодействуя с носителями заряда, движущимися со скоростью, меньшей скорости звука, но большей скорости распространения рассеянной волны, рассеянная компонента может отбирать энергию у носителей заряда. Показана возможность усиления первичной звуковой волны.

Ключевые слова: пьезоэлектрик, метасреды, усиление звука

DOI: 10.31857/S0320791921030102

Возможность пространственного усиления звука при его распространении представляет определенный интерес в прикладных задачах акустоэлектроники, прежде всего — при создании интегральных акустоэлектронных схем генерации, усиления и обработки сигналов. Давно показано, теоретически и экспериментально (см., напр., [1, 2]), что усиление звука в пьезоэлектрическом твердом теле при его взаимодействии с электрическим током возможно, если скорость дрейфа электрических зарядов превосходит скорость распространения звука. Работы, в которых разработаны теоретические и экспериментальные основы этого эффекта, перечислены в обзоре [3]. Практически, для реальных полупроводниковых пьезоэлектриков, это условие может выполняться при приложении только весьма высоких напряженностей электрических полей $\sim 10^5$ В/м [1]. Именно наличие таких высоких порогов и является основным препятствием для использования этого эффекта в практических приложениях. Способ преодоления этой трудности состоит в использовании слоистых структур пьезоэлектрик–полупроводник и поверхностных акустических волн [4]. Здесь движение электрических зарядов и механические напряжения пространственно разделены — ток проходит по полупроводнику с относительно небольшим электри-

ческим сопротивлением, а пьезоэлектрическое взаимодействие обеспечивается пьезослоем. Требуемое напряжение для создания сверхзвукового движения зарядов уменьшается.

В настоящей работе теоретически рассмотрена возможность усиления звука электрическим током в пьезополупроводниках при дозвуковой скорости движения носителей тока, соответственно — при малых напряженностях электрического поля. Качественно эффект описывается следующим образом. Пусть скорость дрейфа носителей тока меньше скорости звука. В пьезоэлектрик добавляется пространственно периодическое, стационарное во времени возмущение с волновым вектором q , для определенности — это изменение коэффициента жесткости среды. Распространяющаяся первичная звуковая волна $\exp(-i\omega t + ikx)$ с частотой ω и волновым вектором k рассеивается на этих неоднородностях. Создается рассеянное поле в виде пары волн с волновыми векторами, равными сумме и разности волнового вектора звуковой волны k и волнового вектора неоднородности q : $\exp(-i\omega t + (k \pm q)x)$. Далее предполагается, что векторы скорости дрейфа зарядов, волновой вектор звуковой волны и волновой вектор неоднородностей коллинеарны. Тогда последующее рассмотрение соответствует одномерной задаче. Волна с суммарным волновым векто-

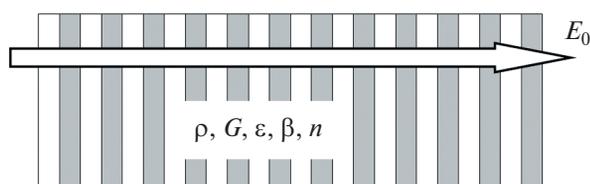


Рис. 1. Пространственно неоднородный пьезополупроводник в постоянном электрическом поле.

ром распространяется в ту же сторону, что и звуковая волна, но ее фазовая скорость меньше фазовой скорости звуковой волны. При достаточно большом волновом векторе неоднородности q фазовую скорость рассеянной волны $c_+ = \omega / (k + q)$ можно сделать меньше скорости дрейфа носителей заряда. Тогда эта рассеянная волна будет отбирать энергию у движущихся зарядов. Поскольку рассеянное поле жестко связано с основным акустическим полем, то эта энергия будет поступать в акустическую волну. При этом первичная звуковая волна будет отдавать энергию движущимся зарядам, так как скорости их движения меньше скорости распространения звуковой волны. Можно надеяться, что, при подходящем выборе параметров, приток энергии через канал рассеянного поля превзойдет отток энергии через канал акустической волны, так что суммарно поток энергии будет направлен от движущихся зарядов к звуковой волне. Звук будет усиливаться электрическими зарядами, движущимися с дозвуковой скоростью. В современной терминологии, неоднородные среды с периодами неоднородностей много меньшими длины звуковой волны называются метасредами, или мезосредами.

Изложенная выше качественная картина механизма усиления должна быть подтверждена количественными оценками, поскольку заранее не очевидно, сможет ли рассеянная волна достаточно эффективно взаимодействовать с зарядами. Ниже приведены расчеты и результаты для простейшей модели, подтвердившие принципиальную возможность эффекта.

Следует отметить, что близкие задачи с временными и пространственными неоднородностями в пьезополупроводниковых средах рассматривались в ряде работ. Например, в [5] рассмотрено влияние временной модуляции светового потока, облучающего фотопроводящий пьезопроводник, на распространение звука в этом кристалле с постоянным электрическим полем. Показано, что модуляция подсветки повышает поглощение при дозвуковых скоростях дрейфа и усиление при сверхзвуковых скоростях дрейфа носителей. В работах [6–10] исследовалась генерация звука в различных пьезоэлектрических и непьезоэлектриче-

ских кристаллах и слоистых структурах под действием коротких лазерных импульсов с пространственно периодическим распределением интенсивности. Эти импульсы приводят к возникновению в кристалле периодического распределения свободных электронов. Во внешнем электрическом поле решетки свободных электронов, смещаясь, создает внутреннее периодическое электрическое поле, которое возбуждает акустическую волну. Усиление звука стационарным однородным электрическим полем в этих работах не рассматривалось. Настоящая работа посвящена исследованию периодически неоднородной стационарной пьезоэлектрической среды, в стационарном однородном электрическом поле.

Рассматривается одномерная задача распространения плоских волн в пьезоэлектрической периодически неоднородной твердой среде с однородным электрическим полем, ориентированным по направлению распространения волн. Рис. 1 поясняет постановку задачи. Чередующиеся полосы на рисунке изображают неоднородность среды, электрическое поле направлено перпендикулярно слоям. Исходная система уравнений, необходимая для дальнейшего рассмотрения, имеет вид (см., напр., [1, 2]):

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left(G \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \beta \frac{\partial E}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial x} - 4\pi\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 4\pi e[n - n_0], \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu n E - D \frac{\partial n}{\partial x} \right) = -\frac{n - n_0}{\tau}. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения: u – смещение в звуковой волне; E – напряженность электрического поля, коллинеарная u ; n – полная концентрация электронов; n_0 – концентрация электронов в отсутствие звуковой волны; ρ – плотность среды, G – осевая упругость среды ($\sqrt{G/\rho}$ – скорость продольной волны в отсутствие акустоэлектрического взаимодействия); β – пьезоэлектрический модуль; ϵ – диэлектрическая проницаемость; μ – подвижность электронов; D – коэффициент диффузии электронов; τ – время жизни свободных электронов, e – заряд электрона; x – пространственная координата, вдоль которой распространяются рассматриваемые волны, t – время. Ниже в расчетных формулах предполагается для упрощения выкладок $D = 0$, $\tau = \infty$.

Уравнение (1) – это волновое уравнение для продольных упругих волн, в правую часть которого добавлено слагаемое, описывающее силу, действующую со стороны электрического поля. Уравнение (2) описывает связь электрического поля с механической деформацией и с пространственным зарядом. Наконец, уравнение (3) опи-

сывает изменение концентрации заряда под действием электрического поля, диффузии и релаксации. Подробный вывод этой системы уравнений можно найти, например, в [1].

Далее считаем, что осевая упругость среды гармонически зависит от пространственной координаты x :

$$G(x) = G_0(1 + r \cos(qx)). \quad (4)$$

Разумеется, это чисто модельная постановка, выбранная для максимально возможного упрощения аналитических выкладок. Более эффективным может быть пространственная модуляция каких-то других коэффициентов системы уравнений (1)–(3), или же переход к слоистым структурам [4, 11, 12].

Поля u, E, n представляем в виде суммы постоянной компоненты f_0 и переменной в пространстве и времени компоненты f_a . Переменная компонента, в свою очередь, представляется в виде звуковой волны с частотой ω и волновым числом k_a

$$f_a = A_1 \exp[i(k_a x - \omega t)] \quad (5)$$

и рассеянного на неоднородностях среды поля с комбинационными волновыми числами $k_{\pm} = k_a \pm q$:

$$f_{sc} = A_+ \exp[i(k_a + q)x - i\omega t] + A_- \exp[i(k_a - q)x - i\omega t], \quad (6)$$

$$f = f_a + f_{sc}. \quad (7)$$

Подставляя (4)–(7) в (1)–(3) и группируя слагаемые с одинаковыми пространственно-временными зависимостями, получим систему линейных алгебраических уравнений для амплитуд всех волн. После преобразований их можно свести к трем уравнениям для амплитуд волн смещений:

$$u_a = L_a(u_+ + u_-), \quad (8)$$

$$u_+ = L_+ u_a, \quad (9)$$

$$u_- = L_- u_a. \quad (10)$$

Коэффициенты L_a, L_{\pm} из-за их громоздкости не приводятся. Уравнения (9) и (10) выражают амплитуды рассеянных волн u_{\pm} через амплитуду акустической волны u_a , а выражение (8) описывает обратное влияние рассеянных волн на амплитуду акустической волны. Если теперь подставить амплитуды рассеянных волн в формулу (8), то получится самосогласованное выражение для амплитуды акустической волны:

$$u_a[1 - L_a(L_+ + L_-)] = 0. \quad (11)$$

Приравнивая нулю выражение в квадратных скобках, получим дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω и волновое число k_a акустической волны. Это уравнение учитывает как акустоэлектронное взаимодействие, так и рассеяние на периодических неоднородностях, в данном случае – на неоднородности упругости среды. Введем стандартные обозначения: $\chi = \frac{4\pi\beta^2}{\rho_0 \epsilon c_0^2}$ – кон-

станта электромеханической связи; $\omega_c = \frac{4\pi\mu n_0 e}{\epsilon}$ – частота диэлектрической релаксации; $\Omega = \omega/\omega_c$, $k_0 = \omega/c_0$; $c_0 = \sqrt{G/\rho_0}$ – скорость звука в отсутствие электрического поля; $V = \mu E$ – скорость дрейфа носителей заряда в электрическом поле; $M = V/c_0$ – число Маха движущихся носителей зарядов; $K_a = k_a/k_0$; $K_{\pm} = (k_a \pm q)/k_0$. Дисперсионное уравнение в этих обозначениях записывается в виде:

$$K_a^2 = \frac{1}{1 + \chi[1 + i\Omega^{-1}(1 - MK_a)^{-1}]^{-1}} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{2}\right)^2 K_a^2 \left[\frac{K_+^2}{-1 + K_+^2(1 + \chi[1 + i\Omega^{-1}(1 - MK_+)^{-1}]^{-1})} + \frac{K_-^2}{-1 + K_-^2(1 + \chi[1 + i\Omega^{-1}(1 - MK_-)^{-1}]^{-1})} \right] \right\}. \quad (12)$$

В правой части (12) находятся функции, зависящие от K_a , так что формула (12) описывает дисперсионную зависимость неявным образом. Так как обе константы – χ и $r/2$ – предполагаются малыми, уравнение (12) можно решать методом итераций, подставляя в правую часть в качестве начального приближения $K_a = 1$. При $r = 0$ второе слагаемое в фигурных скобках правой части (12) обращается в 0. Формула дает известный ре-

зультат: при $M < 1$ мнимая часть волнового числа имеет положительный знак – $\text{Im } k_a > 0$ – звуковая волна затухает. При превышении скорости дрейфа скорости звука $M > 1$ мнимая часть волнового числа становится отрицательной – звуковая волна нарастает.

В общем случае $r > 0$ дисперсионное уравнение удобно анализировать, строя графики по формуле (12). Ниже в графическом виде приведе-

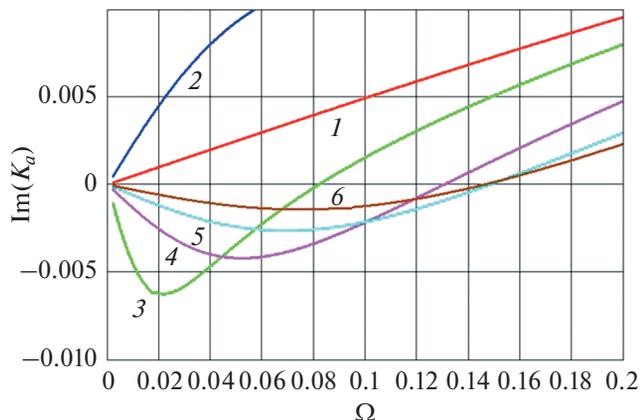


Рис. 2. Зависимость мнимой части волнового числа звука от частоты при различных числах Маха, $\beta = 0.1$, $1 - r = 0$, $M = 0$; $2 - r = 0.5$, $Q = 20$, $M = 0.04$; $3-6 - r = 0.5$, $Q = 20$, $M = 0.050, 0.055, 0.060, 0.065$.

ны зависимости мнимой части волнового числа звуковой волны от частоты, вычисленные по формуле (12) при $r > 0$ и $V < c_a$. Коэффициент χ , для определенности, принят равным 0.1.

На рис. 2 представлена зависимость мнимой части волнового числа звуковой волны $\text{Im}(K_a)$ от частоты Ω при относительно малых числах Маха, не превышающих 0.1, на низких частотах $\Omega < 0.2$. Кривая 1 соответствует однородной среде ($r = 0$) и отсутствию движения зарядов ($M = 0$). Мнимая часть волнового числа звука положительна, звук затухает. Кривая 2 соответствует неоднородной среде ($r = 0.5$, $Q = 20$ – волновое число неоднородностей в 20 раз больше волнового числа звуковой волны) и числу Маха $M = 0.04$. Затухание оказывается даже большим, чем в однородной среде, поскольку фазовая скорость рассеянной вперед волны с волновым вектором $k_a + q$ больше скорости движения зарядов – $MK_+ < 1$. При превышении значения произведения MK_+ единицы (кривые 3–6) мнимая часть становится отрицательной в определенном диапазоне частот. Здесь накачка энергии в звук через рассеянное поле превышает потери энергии непосредственно звуковой волной. Увеличение M приводит к расширению полосы частот, в которой $\text{Im}(K_a) < 0$, но при этом максимальное значение усиления уменьшается.

На рис. 3 приведены зависимости $\text{Im}(K_a)$ от частоты при большем значении $Q = 200$ и больших скоростях движения зарядов $M = 0.1 \dots 0.25$. Показана область частот $\Omega \gg 1$. Зависимости 1 (однородная среда) и 2 (неоднородная среда) получены для $M = 0$. В отсутствие движения зарядов рассеянные поля увеличивают поглощение звука. При увеличении скорости движения зарядов (кривые 3–6) частотная граница усиления звука

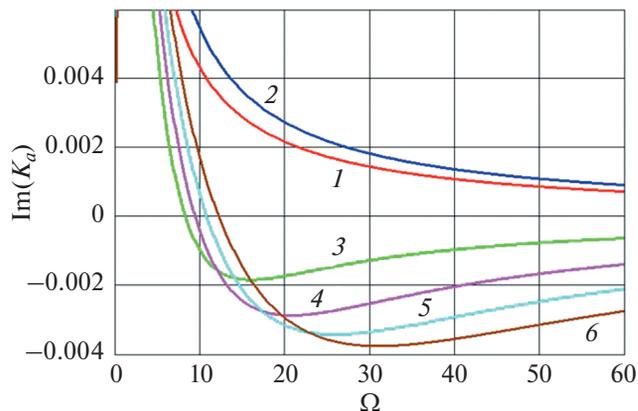


Рис. 3. Зависимость мнимой части волнового числа звуковой волны от частоты при различных числах Маха. $1 - r = 0$, $M = 0$; $2 - r = 0.5$, $Q = 200$, $M = 0.0$; $3-6 - r = 0.5$, $Q = 200$, $M = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$.

($\text{Im}(K_a) < 0$) сдвигается в сторону высоких частот, а максимум усиления увеличивается.

Приведенные результаты расчетов показывают, что, по крайней мере, в рассмотренной модельной постановке рассеянное поле в состоянии достаточно эффективно отбирать энергию у движущихся зарядов и восполнять потери энергии основной акустической волны. Разумеется, при уменьшении амплитуды модуляции упругости r вклад неоднородного поля будет убывать и усиление будет невозможно.

Для экспериментального исследования рассмотренного эффекта необходима более сложная структура. Необходимо устранить или, по крайней мере, ослабить собственные потери звукового поля, оставив механизм усиления в рассеянном поле. Этого можно добиться, используя поверхностные волны, распространяющиеся по многослойной среде, в которой пьезоактивными свойствами обладает только тонкий поверхностный слой с толщиной много меньшей глубины проникновения поверхностной волны (см., напр. [4, 11, 12]). Неоднородности должны располагаться в тонком пьезоактивном слое. В такой структуре пьезоактивный слой занимает малую часть пространства, в котором распространяется звук, но при этом рассеянное поле может быть почти полностью погружено в него. Периодическая неоднородность может создаваться не за счет изменения упругости среды, а, например, используя эффекты фотопроводимости [5, 7, 9, 10, 13]. Общая схема теоретических оценок для подобных структур останется аналогичной используемой в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая акустика. Под ред. Мезона У. Т. IV. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. Часть А. М.: Изд-во "МИР", 1969. 436 с.
2. *Стил М., Бюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. 248 с
3. *Гуляев Ю.В., Хикернелл Ф.С.* Акустоэлектроника: история, современное состояние и новые идеи для новой эры // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 1. С. 101–110.
4. *Гуляев Ю.В., Пустовойт В.И.* Усиление поверхностных волн в полупроводнике // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 6. С. 2251–2253.
5. *Галченков Д.В., Эпштейн Э.М.* Об усилении ультразвука в обладающем фотопроводимостью пьезополупроводнике в условиях модулированной подсветки // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 2. С. 283–285.
6. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Фотоакустический эффект с памятью // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 76–80.
7. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Оптическая генерация звука в фотопроводящем пьезоэлектрике // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 15. С. 928–932.
8. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Оптическая генерация акустических волн на фоторефрактивной решетке // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 621–627.
9. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* Акустоэлектронные эффекты в фотопроводниках // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 649–653.
10. *Пятаков П.А.* Нелинейное возбуждение акустической волны в фотопроводящем пьезоэлектрике импульсом света с периодическим распределением интенсивности // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 6. С. 840–845.
11. *Вьюн В.А.* Акустоэлектронное взаимодействие поверхностных акустических волн в структурах пьезоэлектрик–полупроводниковая сверхрешетка // Акуст. журн. 1994. Т. 42. № 2. С. 231–234.
12. *Emelin E., Insepov Z., Kononenko O., Roshchupkin D., Tynyshtykbayev K.* Amplification of Surface Acoustic Waves in Graphene Film under DC-Voltage // NSTI-Nanotech. 2014. V. 1. P. 487–490. ISSN 978-1-4822-5826-4. <https://www.nsti.org/>
13. *Chaban A.A., Pyatakov P.A., Zenkevich A.V.* Photoacoustic phenomena in the layered structure photorefractive cristal-fullerene photoconductor // Ferroelectrics Letters. 1999. V. 25. № 5–6. P. 135–140.

УДК 534.8,620.179.16

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОБНАРУЖЕНИЯ И ЛОКАЛИЗАЦИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЛАСТИНАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛН ЛЭМБА

© 2021 г. С. И. Муякшин^{a, *}, И. Н. Диденкулов^{a, b}, П. Н. Вьюгин^a,
В. В. Чернов^b, Д. М. Денисов^c

^aФедеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского”,
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950 Россия

^bФедеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук”,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

^cООО “Научно-инновационный центр Институт исследований, разработок и трансферта технологий”,
ул. Крымский вал 3, стр. 2, Москва, 119049 Россия

*e-mail: serg_mun@list.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 21.02.2021 г.

Принята к публикации 10.03.2021 г.

Приводятся результаты исследования взаимодействия волн Лэмба с неоднородностями в пластинах из композитного материала. Выяснено, что волны этого типа испытывают дифракцию на неоднородностях типа отверстия и локализованной массовой нагрузки поверхности. Предложен и проверен экспериментально метод обнаружения и локализации неоднородностей, основанный на сравнении распределения амплитуд волнового поля по поверхности пластины до и после появления неоднородности. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: волны Лэмба, дифракция, распределение амплитуд, локализация неоднородностей

DOI: 10.31857/S0320791921030114

ВВЕДЕНИЕ

Многие технические изделия содержат тонкие пластины и оболочки, например емкости для газов и жидкостей. Они, как правило, изготавливаются из металлов. В последние годы металл часто заменяется полимерными композитными материалами (ПКМ), которые находят все более широкое применение в промышленности, особенно в транспортном машиностроении. Использование разнообразных видов ПКМ стимулирует изучение их акустических свойств. В частности, представляет интерес излучение и экранировка шума конструкциями из ПКМ. Поэтому не удивительно, что в этом направлении активно ведутся как экспериментальные исследования (см., например, [1]), так и работы, сочетающие расчетный и экспериментальный подходы [2]. Кроме того, во время эксплуатации конструкции из ПКМ подвергаются статическим и динамическим нагрузкам, что может привести к появлению повреждений.

Важной задачей является обнаружение и локализация повреждений. Для ее решения наряду с

традиционными методами ультразвукового неразрушающего контроля (nondestructive testing – NDT) активно развиваются системы мониторинга состояния конструкций (structural health monitoring – SHM) [3–8]. Их задачей является постоянное или инспекционное (периодическое) слежение за структурной целостностью элементов сложных технических систем. Особую значимость эти методы приобретают для современных конструкций из композитных материалов, которые, как уже говорилось, находят широкое применение в транспортном машиностроении. Для их реализации используются различные типы волн в широком диапазоне частот: от десятков и сотен кГц до десятков МГц [3–8]. В отличие от NDT-систем, SHM-системы используют сети из большого числа датчиков, установленных на конструкцию или интегрированных в нее. Чаще всего применяются пьезоэлектрические преобразователи, которые используются как для излучения, так и для приема [3, 6, 7]. Благодаря этому фактически в режиме реального времени может произ-

водиться обнаружение повреждений, возникающих в процессе эксплуатации таких сложных технических систем, как летательные аппараты (ЛА), железнодорожный подвижной состав, трубопроводы. Критически важными конструктивными элементами ЛА, например, являются тонкостенные оболочки, подкрепленные ребрами жесткости (крылья, фюзеляж, оперение, баллоны высокого давления и т.д.).

Хорошо известно, что в пластинах и тонкостенных структурах могут распространяться волны Лэмба [4, 9, 10]. Поэтому именно этот тип волн наиболее привлекателен для реализации концепции SHM-систем. Однако, как сказано в обзорах [3, 4], работы в этом направлении находятся на раннем этапе развития. Это обусловлено многомодовым характером распространения волн Лэмба, сложностью селективного возбуждения нужных мод, сложным характером взаимодействия волн с повреждениями различного типа (отверстие, расслоение, трещина и т.д.) и трудностями в создании алгоритмов обработки пространственно-временной информации, необходимых для обнаружения и локализации повреждений.

Для обнаружения и локализации дефектов используется несколько различных подходов. Среди них преобладают методы, основанные на сравнении распределений сигналов по датчикам до и после появления дефекта, если таковой возник [3–6]. Такие подходы в англоязычной литературе называются “baseline”-методами. В некоторых работах этой направленности используется статистический подход [7]. Авторы некоторых публикаций [8] претендуют на создание “baseline free”-методов, которые, как ясно из названия, не требуют регистрации опорного поля. В конце нашей работы будет уделено специальное внимание анализу их аргументов.

Анализ публикаций показывает, что в них не уделяется достаточного внимания физике взаимодействия волн Лэмба и неоднородностей. Данная работа в какой-то степени восполняет этот пробел. В ней экспериментальным путем показано, как использование известных закономерностей рассеяния и дифракции волн на неоднородностях и приемов обработки сигналов, сложившихся в радио- и акустической локации, может помочь в разработке методов решения задачи обнаружения и локализации повреждений в тонких пластинах и оболочках.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Будем исходить из того, что двумерные волны, распространяющиеся в тонких пластинах [9, 10], подчиняются тем же общим закономерностям, что и волны другой физической природы. При

падении плоской волны длиной λ на неоднородность с поперечником D на расстоянии R от нее, удовлетворяющем неравенству $R < D^2/\lambda$, формируется область частичной тени, где волна ослаблена. При увеличении расстояния из-за дифракции эта область расширяется и в, так называемой, “волновой зоне” при $R > D^2/\lambda$ возникает сектор, где имеется определенная угловая зависимость амплитуды: в середине этой области ослабление максимально, к краям эффект уменьшается. Угловую ширину этого сектора можно грубо оценить соотношением $\theta \approx \lambda/D$, которое применимо, если λ/D существенно меньше 1. Вычитая из поля, искаженного неоднородностью, опорное поле (“baseline field”), можно получить диаграмму рассеяния падающего поля неоднородностью. Когда поперечник неоднородности существенно больше длины волны, диаграмма рассеяния вытянута в направлении распространения. Поэтому рассеянный сигнал (напомним, он получается вычитанием возмущенного и опорного полей) в этом направлении существенно больше сигнала, рассеянного назад. Отсюда следует, что локация “на просвет” энергетически выгоднее локация с использованием сигнала обратного рассеяния. Для реализации “просветной” схемы зондирования приемники должны располагаться в пределах некоторого сектора за неоднородностью. Регистрируя возмущения углового распределения амплитуды разностного поля с помощью нескольких приемников, можно, во-первых, установить факт появления неоднородности, во-вторых – оценить направление на нее.

В случае применения для “просветного” зондирования неоднородностей волн Лэмба картина усложняется из-за их модовой структуры. В классической работе Лэмба [10] было показано, что моды этих волн делятся на две группы: симметричные и антисимметричные. Нулевая антисимметричная мода представляет собой простую изгибающую волну, в которой все слои пластины движутся в фазе, а в нулевой симметричной (“перистальтической”) моде движение симметрично относительно средней линии пластины. Фазовая и групповая скорости симметричной моды выше, чем антисимметричной. Поэтому возбужденный в пластине волновой импульс при распространении распадается на несколько сигналов, которые достигнут приемника в разные моменты времени. Из общих соображений ясно (это подтверждается экспериментально), что разные моды ослабляются неоднородностями по-разному. Поэтому одной из задач предварительной обработки принятых сигналов является выбор временных окон, в которых эффект максимален. В этих окнах и должен производиться их дальнейший анализ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная установка представляла собой жесткое основание, на котором по окружности с радиусом 150 мм с шагом по углу 30° было установлено 8 пьезоэлектрических преобразователей (ПП) наклонного типа, которые использовались как приемники на частоте ниже резонансной. В центре основания располагался излучатель такого же типа. Основание с излучателями устанавливалось на исследуемую пластину из композитного материала. Акустический контакт ПП с пластиной обеспечивался с помощью вазелина. Излучались импульсы, состоящие из 3–5 периодов несущей частоты с амплитудой до 200 В. Аналоговые сигналы с приемных ПП подавались на 8-ми канальный цифровой осциллограф фирмы National Instruments типа NI PXI-5105. Программа сбора, обработки и отображения данных была разработана в среде NI LabVIEW.

Первые опыты показали, что на частотах около 100 и 200 кГц использованный нами ПП наклонного типа эффективно возбуждал в композитном материале антисимметричные (изгибные) и симметричные волны Лэмба со скоростями 1300–1500 и 2000–2600 м/с, соответственно. Ослабление этих волн оказалось весьма значительным и составило примерно 0.6–1.0 дБ/см. Было установлено, что “медленная” антисимметричная мода волны Лэмба хорошо ослабляется как отверстием, так и нагрузкой поверхности в виде массивного стального цилиндра. На рис. 1 показано распределение амплитуд разностных сигналов по приемникам для отверстия и цилиндра диаметром 10 мм. Видно, что цилиндр ослабляет сигнал всего лишь в 1.5 раза меньше, чем отверстие. Это позволило использовать цилиндры различного диаметра в качестве имитаторов дефекта, что заметно упростило исследования. Интересно отметить, что неоднородность в виде отверстия или нагрузки поверхности в виде массы слабо влияет на “быструю” симметричную моду. Поэтому в разностном сигнале последняя, как правило, почти полностью подавляется.

Для проверки возможностей “просветной” локализации был проведен ряд опытов с пластиной из композитного материала. В качестве неоднородностей использовались как 10 мм отверстие в пластине, так и имитаторы различных диаметров. Для изменения положения отверстия основание с ПП переставлялось или поворачивалось относительно центрального излучателя. Имитатор можно было устанавливать в нужное положение без перемещения основания с датчиками относительно исследуемой пластины.

Проведенные опыты подтвердили изложенные выше качественные соображения. Амплитуды разностных сигналов измерялись во временных окнах, соответствовавших приходу изгибной



Рис. 1. Сравнение угловых распределений амплитуд разностных сигналов за отверстием и имитатором.

(медленной) моды, т.к. именно она лучше всего “чувствовала” неоднородность. На рис. 2а показано, как распределение амплитуд разностных сигналов по приемникам сдвигается при изменении углового положения дефекта. Очевидным способом определения направления на неоднородность в данном случае является расчет “центра тяжести” углового распределения разностного поля по следующей формуле:

$$\text{Angle}_k = \frac{\sum_{n=0}^7 \text{Diff_amp}_{n,k} \text{Ang}W_n}{\sum_{n=0}^7 \text{Diff_amp}_{n,k}}. \quad (1)$$

Здесь Angle_k — расчетное значение углового положения имитатора, $\text{Diff_amp}_{n,k}$ — амплитуда разностного сигнала на датчике n при положении имитатора k , $\text{Ang}W_n$ — весовая функция (угловые координаты приемников). Индексы принимают следующие значения: $n = 0 \dots 7$ (номера приемников), $k = 0 \dots 8$ (номера угловых положений имитатора).

На рис. 2б показан результат расчета направления на неоднородность указанным выше методом при повороте основания с ПП относительно центрального излучателя с шагом 10° .

Метод вычитания, использованный для выделения рассеянных неоднородностью сигналов, позволил установить, как изменяется их задержка в зависимости от углового положения неоднородности. Когда неоднородность лежит на линии, соединяющей излучающий и приемный ПП, задержка разностного сигнала практически равна задержке прямого (невозмущенного) сигнала. По мере увеличения угла между этой линией и на-

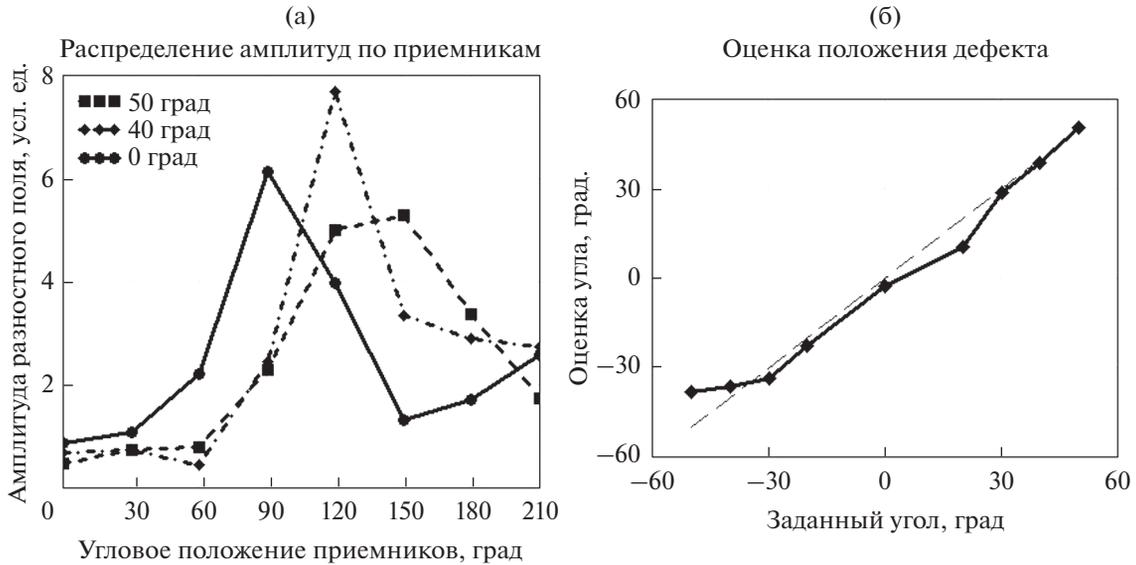


Рис. 2. Определение направления на неоднородность: (а) – смещение распределения амплитуд разностных сигналов по приемникам при смещении дефекта; (б) – оценка углового положения дефекта.

правлением на дефект задержка будет расти. Ее легко рассчитать по формуле:

$$t_d = \frac{R_0 + \sqrt{R_0^2 + R^2 - 2RR_0 \cos(\theta - \theta_0)}}{V}. \quad (2)$$

Здесь R_0 – радиус окружности, на которой находятся приемники, R – расстояние от центра окружности (излучателя) до неоднородности, θ_0 – направление на приемник, θ – направление на неоднородность, V – скорость волны. После простых преобразований из (2) можно получить формулу (3) для расчета расстояния от центрального излучателя до неоднородности. Ее особенностью является независимость от скорости распространения выбранной для анализа моды.

$$R = R_0 \frac{[(t_d/t_0)^2 - 1]}{2(t_d/t_0 - \cos(\theta - \theta_0))}. \quad (3)$$

Здесь t_d – измеренная задержка сигнала бистатистического рассеяния зондирующего импульса на неоднородности, t_0 – задержка прямого сигнала. Под бистатистической схемой эхолокации понимается передача и прием зондирующего сигнала разнесенными в пространстве антеннами. Формула (3) справедлива при $t_d/t_0 > 1$, что выполняется, если излучатель, неоднородность и приемник не лежат на одной прямой. На рис. 3б показаны расчетные и экспериментальные задержки принятых сигналов при нахождении отверстия на расстоянии 50 мм от центра основания. Соответствующее распределение амплитуд разностных сигналов показано на рис. 3а. Измеренные задержки для приемников, находящихся в секторе

от 60° до 180° , хорошо совпадают с расчетными, что показывает возможность определения расстояния от центрального излучателя до неоднородности. Для этого найденное направление θ и задержку t_d нужно подставить в формулу (3). Такой расчет можно провести для нескольких соседних приемников, а результаты усреднить. Как видно из рис. 3, при отклонении направления на приемник от направления на неоднородность задержка растет, а амплитуда разностного сигнала падает. При этом из-за уменьшения амплитуды сигнала и мультимодального характера распространения волн Лэмба точность определения задержки падает. Поэтому на практике использование описанного метода определения расстояния до неоднородности возможно для групп приемников, расположенных под небольшими углами относительно направления на неоднородность. Предложенный в данной работе подход можно было бы также назвать “методом малоуглового бистатистического дифференциального рассеяния”.

Таким образом, “просветный” метод, реализованный в данной конфигурации датчиков, дает возможность определить положение неоднородности (дефекта) в цилиндрической системе координат.

Насколько можно судить по литературе [3–8], предлагаемый нами подход к решению задачи обнаружения и локализации повреждений является оригинальным. Метод предполагает сравнение распределения волнового поля по исследуемой области до и после момента появления повреждения, т.е. относится к группе “baseline”-методов. Альтернативой такому подходу являются т.н. “baseline free”-методы. Один из них описан в ра-

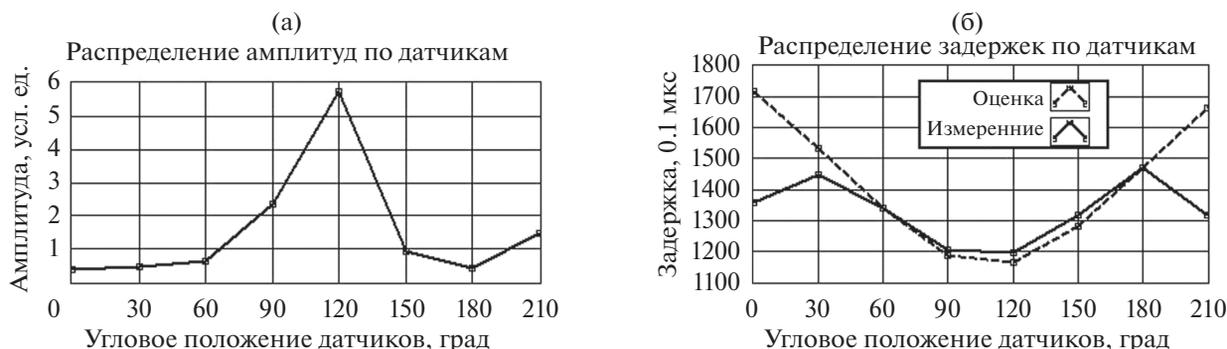


Рис. 3. Определение расстояния до неоднородности: (а) — распределение амплитуд разностных сигналов; (б) — сравнение расчетных и экспериментальных задержек.

боте [8]. Авторы этой работы утверждают, что baseline free-методы имеют преимущество по сравнению с методами сравнения. Нам, однако, представляется, что это преимущество кажущееся, поскольку в обоих случаях должна быть решена задача обнаружения, для чего необходимо выбрать порог обнаружения. Только для baseline- и baseline free-методов порог должен выбираться из разных соображений: в первом случае должны учитываться возможные изменения параметров системы под воздействием внешних факторов, которые приводят к изменениям опорного поля, а во втором — собственные и внешние шумы приемного тракта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что антисимметричные волны Лэмба низшей (нулевой) моды в пластинах дифрагируют на дефектах типа отверстия и локализованной массовой нагрузки поверхности. Рассеянное поле может быть выделено путем вычитания невозмущенного опорного поля из поля, возмущенного дефектом. Выполненные в работе эксперименты на основе предложенного метода подтвердили, что в диагностической системе с центральным излучателем направление на дефект может быть определено по угловому распределению рассеянного поля, регистрируемого с помощью нескольких приемников, а расстояние от центрального излучателя до дефекта — по задержкам сигналов малоуглового бистатического рассеяния. Было также продемонстрировано, что массивный цилиндр служит отличным имитатором дефекта. Он легко перемещается по поверхности, что может быть использовано для оценки точности работы систем обнаружения и локализации на всей контролируемой площади. Предложенный метод может найти применение в задачах диагностики пластинчатых конструкций (оболочек), выполненных как из традиционных, так и из композитных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зверев А.Я., Черных В.В. Экспериментальное определение акустических и виброакустических характеристик многослойных композитных панелей // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 727–736.
2. Дубинский С.В., Севастьянов Ф.С., Голубев А.Ю., Денисов С.Л., Костенко В.М., Жаренов И.А. Расчетно-экспериментальное исследование влияния виброакустических нагрузок на прочность композитного соединения // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 4. С. 460–470.
3. Xinlin Qing, Wenzhuo Li, Yishou Wang, Hu Sun. Piezoelectric Transducer-Based Structural Health Monitoring for Aircraft Applications // Sensors. 2019. V. 19. P. 545–572. <https://doi.org/10.3390/s19030545>
4. Zhongqing Su, Lin Ye, Ye Lu. Guided Lamb waves for identification of damage in composite structures: A review // J. Sound Vib. 2006. V. 295. P. 753–780. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2006.01.020>
5. Wang Ch.H., Rose J.T., Chang F.-K. A synthetic time-reversal imaging method for structural health monitoring // Smart Materials and Structures. 2004. V. 13. P. 415–423.
6. Zhongqing Su, Lin Ye, Xiong Zhu Bu. A damage identification technique for CF/EP composite laminates using distributed piezoelectric transducers // Composite Structures. 2002. V. 57. P. 465–471.
7. Wang Qiang, Yuan Shenfang. Baseline-free imaging method based on new PZT sensor arrangements // J. intelligent material systems and structures. 2009. V. 20. № 9. P. 1663–1673. <https://doi.org/10.1177/1045389X09105232>
8. Navarro J.C. Robust structural damage detection by using statistical hybrid algorithms. PhD thes., Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 2019. 106 p.
9. Викторов И.А. Физические основы применения волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. 169 с.
10. Lamb H. On wave in an elastic plate // Proc. R. Soc. Lond. A. 1917. V. 93. P. 114–128.

МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ ПРИВЕДЕННОЙ ШУМНОСТИ ДВИЖУЩЕГОСЯ МОНОПОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2021 г. Г. М. Глебова^а, Г. Н. Кузнецов^{б, *}

^аЮжный федеральный университет, ул. Большая Садовая 105/42, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

^бИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 18.03.2019 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Показана возможность оценки приведенных к свободному пространству значений звукового давления, создаваемых буксируемыми тональными излучателями при приеме сигналов вертикально-горизонтальной скалярной антенной, установленной в мелком море. При буксировке излучателя выполнено взаимное позиционирование источника сигналов и элементов приемной антенны, построена геометрия антенны. Для расчета передаточных функций волновода используется геоакустическая модель дна мелкого моря, полученная в результате предварительно выполненной акустической калибровки волновода в районе проведения эксперимента. Анализируется влияние достоверности априорной информации об условиях эксперимента на погрешность оценки пересчитанных к свободному пространству значений звукового давления.

Ключевые слова: мелкое море, монополь, скалярная антенна, передаточные функции волновода, взаимное позиционирование, пересчет в точку излучения

DOI: 10.31857/S0320791921030035

ВВЕДЕНИЕ

Важность решения проблемы измерения в морских условиях физических полей различного типа, прежде всего оценки гидроакустических характеристик морских объектов, подтверждается тем, что созданием и развитием средств контроля и измерения шумности и отражательной способности движущихся надводных и подводных платформ и подводных аппаратов различного назначения занимаются специалисты всех ведущих государств [1–4]. Опубликованы документы, определяющие стандарты методик для проведения анализа и представления результатов измерения подводного шума судов. Научные публикации последних десятилетий как зарубежных, так и отечественных авторов, отражают многогранность и сложность подхода к решению данной проблемы. В частности, исследования посвящаются снижению шумов коммерческих и вспомогательных судов [4–6]. Эта задача является актуальной в связи с необходимостью обеспечения акватории, а также повышенными требованиями к экологической безопасности экипажа и пассажиров (известно, что внешние шумы судна и внутренние шумы создаются одними и теми же источниками, в частности, вибрациями корпуса). Отмечается также необходимость контроля и снижения шумности обеспечиваю-

щих судов для выполнения требований по экологии и безопасности жизнедеятельности морских животных, в частности серых китов [7]. Из публикаций следует, что благодаря усилиям специалистов достигнуты большие успехи, например, шумность морских объектов уменьшилась за последние десятилетия на порядок. Тем не менее, несмотря на несомненные достижения, имеются важные не решенные проблемы измерения гидроакустических характеристик морских, прежде всего, подводных объектов, требующие разработки новых подходов к решению поставленных задач [8]. Имеются проблемы с пересчетом принятых гидрофонами или антеннами звуковых давлений (ЗД) в зону излучения (для малогабаритных источников – в точку) с одновременным учетом расстояния до источника, передаточной функции волновода и направленности излучения. Для расчета передаточной функции волновода и ее учета при анализе широкополосных корабельных шумов разрабатывают различные модели, в частности, основанные на построении функций Грина широкополосных сигналов [9]. Немногочисленные удачные решения этой задачи являются скорее исключением, чем правилом [10]. Для крупногабаритных объектов эта задача дополнительно усложняется в связи с неопределенностью координат фазового центра, к которому желательно

пересчитывать измеренные значения акустического давления, приведенные к свободному пространству. Отсутствие информации о координатах фазового центра излучения усложняет “позиционирование” морского объекта относительно приемной системы. Для решения этой задачи применяются специальные излучающие средства – “пингеры” [3]. Далее в статье при анализе экспериментальных данных оценка расстояния до буксируемого низкочастотного источника выполняется с использованием аналогичных технических средств (пингеров) и принципов обработки.

Ниже предпринимается попытка решить задачу пересчета ЗД из точек приема в точку излучения с учетом основных перечисленных влияющих факторов. Учитывается также и движение (буксировка) излучающего комплекса относительно пространственно-развитой приемной антенны. Такая процедура в литературе называется “оценка приведенной к стандартным условиям шумности” [1, 4, 8, 9, 11].

На основе анализа результатов обработки экспериментальных данных и компьютерного моделирования в статье делается вывод о принципиальной возможности оценки приведенной шумности источников в заданной постановке.

Работа выполнена с использованием специализированной аппаратно-методической базы [12], обеспечивающей предварительное решение целого ряда взаимосвязанных вспомогательных задач:

- абсолютная калибровка излучателей [13] и измерительной многоканальной приемной аппаратуры,
- акустическая калибровка района работ и построение адекватных частотно-зависимых передаточных функций волновода (ПФВ) [14–17],
- предварительное измерение геометрии пространственно развитой приемной антенны и высокоточное позиционирование источника относительно приемников [18],
- выполнение измерений с использованием системы единого времени, эхолота, измерителей вертикального профиля скорости звука и т.д.

Отметим, что акустическая калибровка позволяет при построении модели ПФВ учитывать не только параметры модели грунта, но и реальные глубины постановки приемной системы и источника. Это позволило сравнить результаты пересчета с данными предварительной градуировки излучателей в относительно глубоком море [11, 14].

Выполнено также компьютерное моделирование для оценки влияния на погрешность пересчета различного рода помех, прежде всего аддитивных. Кроме того, проанализированы вероятные методические ошибки, связанные с погрешностями акустической калибровки волновода или взаимного позиционирования. Отметим, что отдельное влияние каждого вида помех и методиче-

ских погрешностей оценить достаточно сложно как аналитически, так и экспериментально, поскольку они влияют, как правило, совместно. По этой причине в статье приводятся результаты компьютерного моделирования, которые позволяют отдельно оценить влияние разного вида факторов на погрешность оценки излучаемого ЗД при использовании различных алгоритмов. Параметры моделирования задавались по возможности совпадающими с условиями экспериментов, что позволило сравнить результаты моделирования и обработки экспериментальных данных. На этой основе сделаны конкретные выводы о влиянии каждого вида факторов на точность пересчета ЗД.

2. ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА И УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для оценки приведенной к расстоянию 1 м шумности источника сигналов был выбран район работ со сравнительно ровным дном и постоянной глубиной. Применялась инструментально-алгоритмическая база на основе пространственно-развитой приемной антенной, геометрия которой была измерена экспериментально после морской постановки. При решении основной задачи использовались результаты абсолютной калибровки приемных и излучающих средств, характеристики ПФВ в широкой полосе частот, система единого времени и алгоритмы, обеспечивающие непрерывное взаимное позиционирование буксируемого излучающего комплекса относительно каждого приемного элемента антенны.

Отметим, что взаимное позиционирование и акустическая калибровка приемных антенн, а также волновода с целью построения ПФВ, представляют собой достаточно сложные самостоятельные задачи. Методики, технические средства для их решения и детальное изложение результатов исследований, выполненных в том же районе, представлены в [11–18]. Поэтому в настоящей работе по этим вопросам используются только итоговые результаты и основные выводы. Основное внимание уделяется методам и результатам оценки приведенной шумности.

2.1. Приемная антенна

Эксперименты проходились в мелком море с использованием скалярной антенны, имеющей вертикальные и горизонтальные участки, длина которых равна 15 и 100 м. Четыре приемника были установлены на вертикальном участке, 12 приемников располагались на донном горизонтальном участке антенны. Конструктивная схема расположения вертикальной и горизонтальной ветвей антенны представлена на рис. 1. Размеры антенн обозначены в метрах на вертикальной (z) и горизонтальной (x) осях.

На рис. 2 представлены цельнозалитые гибкие (эластичные) антенны, аналогичные устанавли-

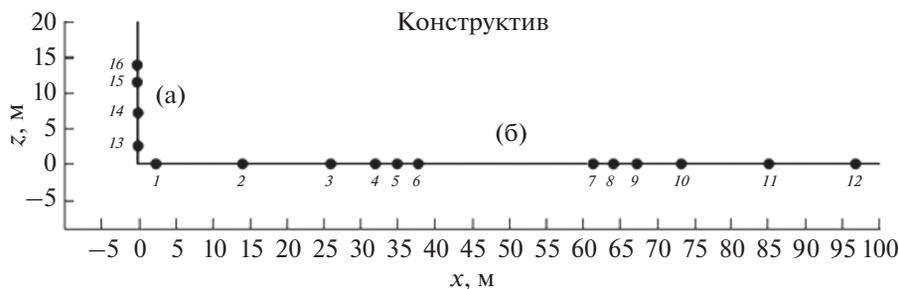


Рис. 1. Заданная геометрия (схема) скалярной приемной антенны. (а) – Приемники 13–16 должны располагаться на вертикали, (б) – приемники 1–12 на донном горизонтальном линейном участке.

ваемым в районе работ (из двух таких антенн путем электрического и механического соединения образовалась длинная 100 м антенна). В качестве приемных элементов использовались цилиндрические гидрофоны, вблизи которых были расположены предварительные усилители. Вдоль антенн проложен кевларовый трос, соединяющий механически все элементы. Вдоль троса располагались витые пары, по которым сигналы от гидрофонов и предварительных усилителей поступали в аппаратный контейнер, расположенный в зоне соединения горизонтального и вертикального участков антенн. Из аппаратного донного контейнера сигналы уже в цифровой форме передавались на приемное научное судно по одножильному кабель-тросу длиной 400 м и вводились в компьютер. Все приемные элементы антенны перед морской постановкой проходили абсолютную калибровку в заглушенном гидроакустическом бассейне (частоты 500–10000 Гц) и в малой измерительной камере (частоты ниже 300 Гц). Установлено, что в диапазоне частот от 30 Гц до 7 кГц чувствительности приемных каналов с гидрофонами слабо зависят от частоты (неравномерность не более 1.5 дБ). На частотах от 7 до 10 кГц наблюдается спад чувствительности на 2–3 дБ. Разброс чувствительности различных приемников не превышал ± 0.75 дБ.

Значения абсолютных чувствительностей приемных каналов, включая усилительные тракты, используются далее при оценке величины приведенного к стандартным условиям ЗД. Глубины места в районе морского эксперимента измерены эхолотом и изменялись на расстояниях до 1–1.5 км в пределах 52–53.5 м. Глубина буксировки излучателя устанавливалась в пределах от 5 до 30 м, выдерживалась постоянной и контролировалась датчиком статического давления. Буксировался излучающий комплекс (рис. 3), на каркасе которого были компактно размещены три низкочастотных узкополосных излучателя электромагнитного типа с резонансными частотами 117, 320 и 680 Гц и высокочастотный пьезокерамический широкополосный излучатель (пингер) с рабочим диапазоном частот 2500–5000 Гц, который ис-

пользовался для решения задачи взаимного позиционирования.

2.2. Взаимное позиционирование

Методика позиционирования антенны и излучателя относительно антенны подробно изложена в [18]. По этой методике в системе единого времени осуществлялся компьютерный запуск импульсных сигналов от пьезокерамического излучателя (пингера) и запись сигналов, принятых гидрофонами антенны. Координаты излучателя определялись с использованием GPS. Типичные зависимости относительных координат буксируемого излучающего комплекса, измеренные относительно апертуры антенны, приведены на рис. 4. На рис. 4а приведена фотография с экрана монитора компьютера.

При морской постановке антенна вместе с кабель-тросом с большим усилием “вытягивалась” кораблем-постановщиком вдоль донной поверхности, поэтому геометрия горизонтального участка антенны с высокой точностью соответ-



Рис. 2. Цельнозалитые скалярные антенны. Слева – эквидистантная антенна, справа – не эквидистантная. Обе антенны являются эластичными, многоканальными и имеют длину по 50 м.



Рис. 3. Излучающий комплекс перед спуском на воду. В центре расположены бак противодавления и компьютер с часами. Излучатели 1, 2 и 3 соответствуют частотам 117, 320 и 680 Гц. Пинг-понг закреплён вблизи штанги.

ствовала прямой линии (рис. 4, 5). Это подтверждается результатами экспериментальной оценки геометрии горизонтального участка антенны и взаимного позиционирования гидрофонов относительно буксируемого излучающего комплекса по акустическим сигналам (рис. 5).

Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что измеренные экспериментально координаты гидрофонов хорошо согласуются с конструктивными размерами антенны. Некоторые отклонения приемников 13–16 связаны с наличием интенсивных подводных течений в районе проведения работ.

2.3. Сравнение экспериментальных и расчетных интерференционных зависимостей звукового давления

Для построения акустической модели грунта и основанной на ней модели передаточной функции была выполнена акустическая калибровка волновода. Это позволило в режиме буксировки с

учетом ПФВ и взаимного позиционирования рассчитать теоретические зависимости ЗД (P^2) от расстояния между источником сигналов и каждым приемным элементом антенны. На рис. 6 изображены экспериментально измеренные зависимости (\hat{P}^2) от расстояния между гидрофоном и излучателем для траектории буксировки, изображенной на рис. 4 (кривая 3). Для этих же гидрофонов методом нормальных волн, с учетом данных взаимного позиционирования и оценки параметров грунта, рассчитаны теоретические зависимости ЗД. При обработке экспериментальных и теоретических данных результаты приводятся для значений ЗД, нормированных на максимальное значение ЗД на антенне. Результаты расчета (пунктирные кривые) и экспериментально измеренных кривых прохода (сплошные линии) сравниваются на рис. 6. Видно, что на низких частотах 117 и 320 Гц наблюдается интенсивная интерференция, без учета которой решать задачу оценки приведенной шумности не имеет смысла. Отметим, что в эксперименте буксировка излучателя производилась с постоянной скоростью, равной 1.7 м/с.

Степень совпадения теоретически рассчитанной и экспериментальной кривых прохода характеризует эффективность алгоритма построения адекватной модели волновода и взаимного позиционирования. Количественно степень совпадения этих кривых можно оценить, используя среднеквадратическую ошибку, которая рассчитывается следующим образом [19, 20]:

$$\sigma_i(P^2) = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left(\frac{\hat{S}_{i,k} - S_{i,k}}{S_{i,k}} \right)^2} \times 100\%,$$

$$k = 1, \dots, K,$$

где $\hat{S}_{i,k}$ и $S_{i,k}$ – измеренные и теоретически рассчитанные значения мощности сигнала на i -м приемном элементе антенны в k -й точке траектории, K – число точек, используемых на кривой прохода при обработке сигнала.

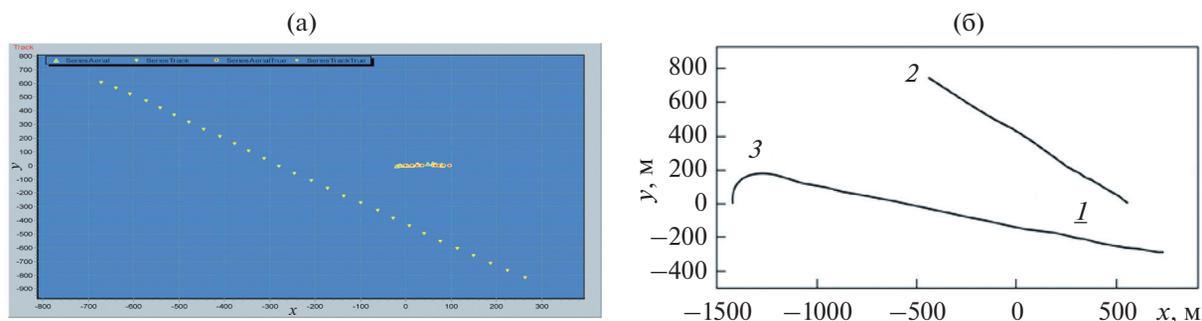


Рис. 4. Расположение буксируемого излучателя и приемной антенны: (а) – точками обозначены оценки координат излучателя на линейном участке длиной более 700 м и координаты приемников антенны с апертурой 100 м; (б) – приемная антенна 1 и две траектории буксировки излучателя на протяженных трассах 2 и 3.

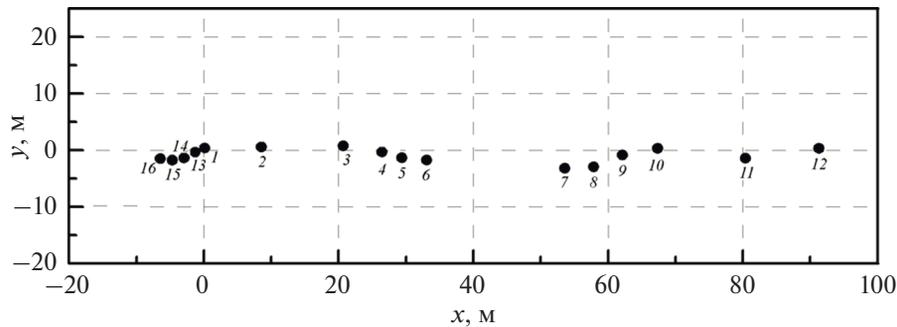


Рис. 5. Усредненные значения координат приемных элементов антенны, полученные в результате взаимного позиционирования сигналов по трем галсам.

Сравнение расчетных и экспериментальных кривых прохода показало, что согласие результатов наблюдается по 1–15-му приемным элементам (кроме 16-го) в достаточно большом диапазоне расстояний $\pm(500–800)$ м от траверза и более, а среднеквадратические ошибки $\sigma_i(P^2)$ принимают значения не более 15–25%.

3. ОЦЕНКА ПРИВЕДЕННОЙ ШУМНОСТИ. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Алгоритмы оценки приведенной шумности

Как показано выше (см. рис. 6), учет интерференции и корректная оценка приведенной шумности источника возможна только при выполнении согласованной фильтрации – согласованной с геометрией антенны и траекторией движения, с моделью передаточной функции волновода и параметрами модели излучающего источника.

При обработке экспериментальных данных временные сигналы, поступающие на вход приемных элементов антенны, пропускаются через узкополосные фильтры с центральными частотами ω и шириной полосы $\Delta\omega/2\pi < c/L$, где L – апертура приемной антенны, c – скорость звука. Если интервал между соседними временными отсчетами на выходе фильтров не менее чем $2\pi/\Delta\omega$, то эти отсчеты считаются независимыми по времени. Обычно в качестве узкополосного фильтра используется Фурье-преобразование, что соответствует комплексному представлению сигналов в спектральной области. В дальнейшем для простоты записи зависимость от частоты опущена.

В одном из возможных вариантов решения данной задачи применяются алгоритмы, основанные на использовании системы уравнений, в которой приравниваются с одной стороны – экспериментально измеренные величины ЗД, а с другой стороны – соответствующие им теоретические значения, зависящие от условий проведения эксперимента [21]. Применительно к измерению приведенной мощности источника монополюсного типа с использованием приемной

антенны, состоящей из M элементов, алгоритм можно представить в виде:

$$\hat{P}_{\tau m}^2 = P_0^2 \varphi_{\tau m} \varphi_{\tau m}^*, \quad \tau = 1, \dots, T, \quad m = 1, \dots, M$$

или в векторной форме

$$\hat{P}^2 = P_0^2 \varphi \varphi^*. \quad (1)$$

Здесь $\varphi_{\tau m} = -j\omega r \Phi_{\tau}(r, r_m)$, $\Phi(r, r_m)$ – потенциал скоростей для источника излучения единичной мощности в точке с координатами r и приемного элемента антенны, находящегося в точке с координатами r_m . При движении источника общее время наблюдения разбивается на T временных интервалов, внутри каждого из которых процесс признается квазистационарным, τ – порядковый номер временного интервала наблюдения.

Экспериментально измеренный вектор наблюдений \hat{P}^2 представляет собой сумму сигналов от источника излучения и помех $\hat{P} = s + n$. Если время наблюдения в каждой точке $\tau = 1, \dots, T$ не позволяет выполнить усреднение, то помеха в измеренных величинах (1) содержит не только аддитивную, но и мультипликативную составляющую, так как $\hat{P}^2 = s^2 + 2sn + n^2$. Однако, если скорость движения источника такова, что на временном интервале τ процесс квазистационарен и можно выполнить усреднение по $\mu = \tau / \Delta t$ реализациям (где Δt – длительность временного отрезка, используемого для Фурье преобразования), то имеется возможность перейти к алгоритму

$$\hat{P}^2 = \frac{1}{\mu} \sum_{m=1}^{\mu} P_0^2 \varphi_m \varphi_m^*. \quad (2)$$

В данном методе можно выполнить усреднение по нескольким соседним реализациям Фурье-преобразования. Число усреднений выбирается небольшим (от трех до семи) – таким, чтобы крупномасштабная интерференционная структура сигналов сохранялась, а случайные мелкомасштабные флуктуации измеряемых величин сгладились. При этом уменьшается как доля мульти-

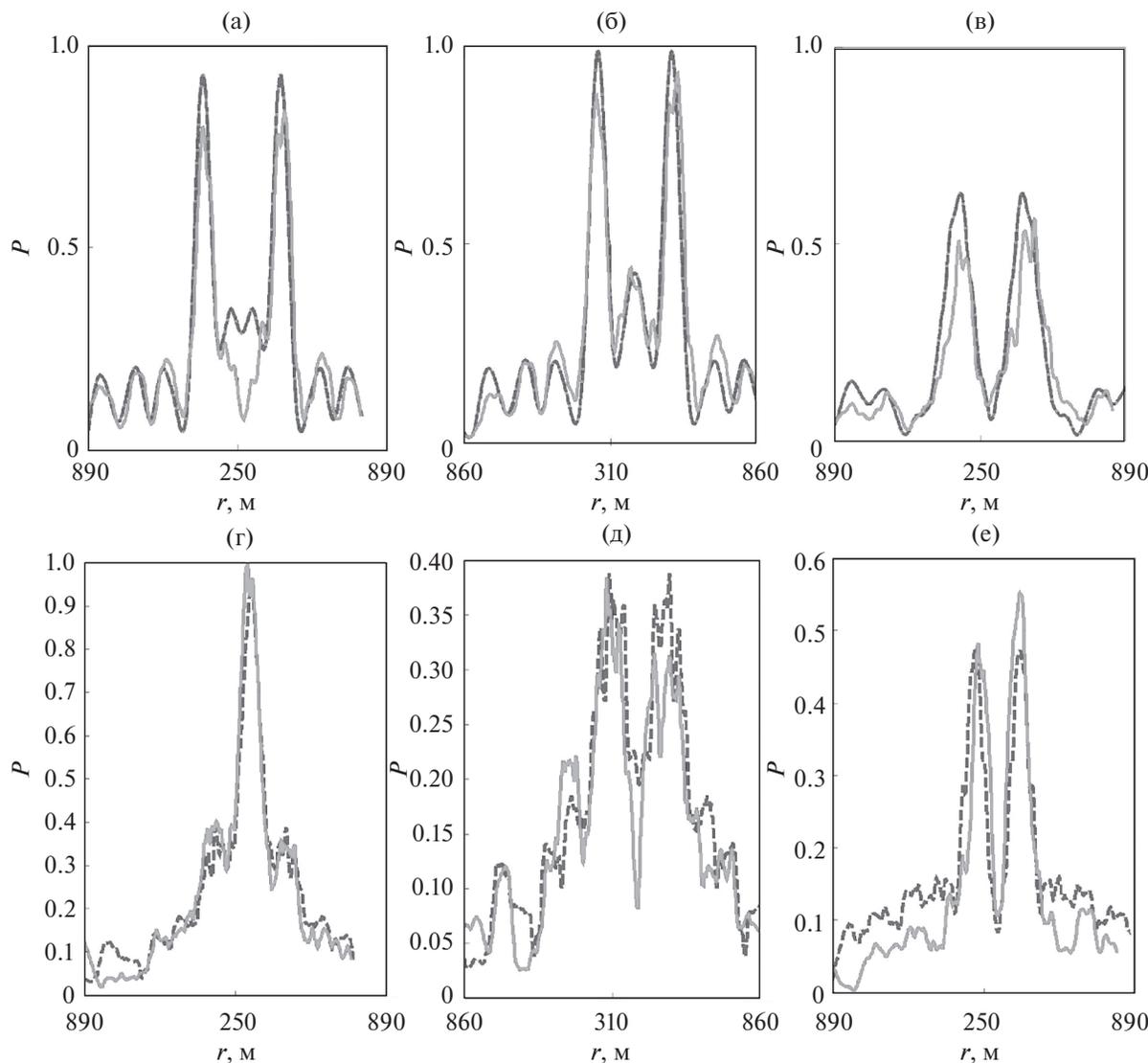


Рис. 6. Зависимости ЗД от расстояния между гидрофоном и излучателем для (а, г) – первого, (б, д) – двенадцатого и (в, е) – тринадцатого приемных элементов антенны. Частоты (а–в) – 117 и (г–е) – 320 Гц. Сплошная линия – эксперимент, пунктирная – теория.

пликативной составляющей ($2sn$), так и доля аддитивной составляющей (n^2). Метод расчета (2) назовем P -slide.

Для наглядности и иллюстрации того, что алгоритмы оценки приведенной шумности (1) и (2) фактически являются алгоритмами согласованной фильтрации, рассматривается также алгоритм, в котором пространственная интерференция сигнала не учитывается (метод расчета обозначим R)

$$\hat{P}^2 = P_0^2 F(r), \quad (3)$$

здесь $F(r)$ – функция расстояния между источником и приемными элементами антенны. В зависимости от соотношения между глубиной волновода и расстоянием до источника, а также длиной

звуковой волны сигнала ее выбирают в виде $1/r_1$ (цилиндрический закон распространения) или $1/r_1^2$ (сферический закон распространения).

Системы уравнений (1)–(3) при большом числе временных реализаций и приемников являются статистически переопределенными и решаются методом наименьших квадратов для каждой спектральной составляющей комплексного спектра, полученного после Фурье-преобразования входных сигналов. Далее рассматриваются три метода (1)–(3) оценки ЗД, которые в общем виде можно представить как $\hat{P}^2 = P_0^2 A$. Обозначим их как “ P ”, “ P -slide” и “ R ”, соответственно. Ковариационную матрицу ошибок оценок ЗД можно рассчитать методом Монте-Карло, а для пере-

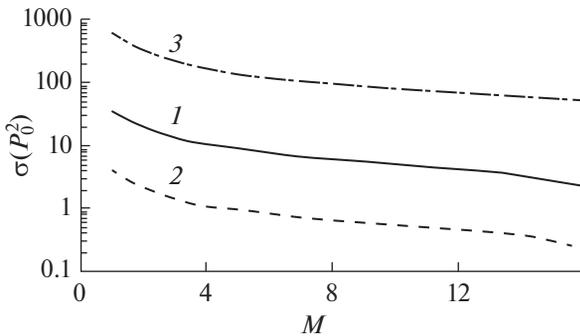


Рис. 7. Зависимость среднеквадратической ошибки оценки приведенной шумности от числа приемных элементов в антенне, отношение $S/N = 1$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют методам P , P -slide и R .

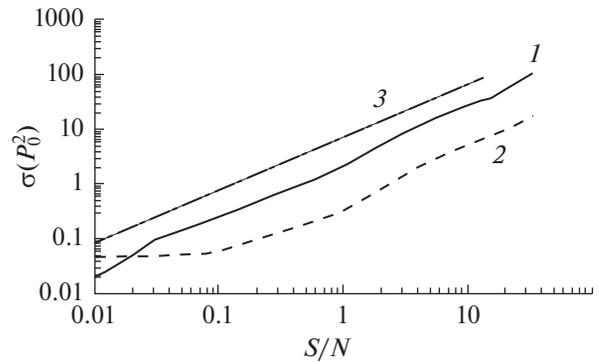


Рис. 8. Зависимость среднеквадратической ошибки оценки приведенной шумности от отношения помеха/сигнал; $M = 16$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют методам P , P -slide и R .

определенной линейной системы уравнений, которая решается методом наименьших квадратов, можно использовать выражение [20]

$$D(P_0^2) = P_n^2 (AWA^*)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь W — ковариационная матрица помехи, которая в нашем случае представляет собой единичную матрицу, P_n^2 — мощность помехи.

3.2. Анализ алгоритмов оценивания приведенной шумности

Влияние помех и методических погрешностей достаточно сложно оценить как аналитически, так и на основе анализа экспериментальных данных. По этой причине далее приводятся результаты компьютерного моделирования, которые при использовании различных алгоритмов позволяют явно показать независимое воздействие разного вида факторов на погрешность оценки ЗД. Моделирование алгоритмов оценки приведенной шумности P , P -slide, R и анализ их статистических характеристик выполнялся для приемной антенны и канала распространения, которые соответствуют условиям проведения экспериментальных работ. Скалярная приемная антенна, состоящая из 16 приемных элементов, была установлена в волноводе глубиной 53 м (см. рис. 1). Скорость буксировки излучателя равнялась 1.7 м/с. Передаточная функция волновода рассчитывалась по модели нормальных волн для параметров грунта, определенных в исследуемом районе [14–17]. Скорость звука в воде была равна 1468 м/с, в жидком полупространстве — 1607 м/с, отношение плотности грунта к плотности воды — 1.5. Длина горизонтальной апертуры антенны 100 м.

При моделировании значение ЗД задавалось равным единице. При обработке экспериментальных данных результаты приводятся для значений ЗД, нормированных на максимальное значение ЗД, которое получено по методу P -slide.

Моделирование проводится для источника, движущегося на глубине 27 м по траектории 3 (см. рис. 4). При этом координаты источника в горизонтальной плоскости изменяются по оси x от -600 до 200 м, а по оси y от -65 до 340 м.

Для того чтобы выполнить моделирование в зависимости от отношения сигнал/помеха на входе приемной антенны, рассчитывается среднее значение мощности сигнала (S), измеренное на всех приемных элементах антенны при движении источника по заданной траектории. А мощность шума N задается такой, чтобы в момент прохода траверса выполнялось заданное отношение сигнал/помеха (S/N). Зависимость среднеквадратической ошибки оценки приведенной шумности от числа приемных элементов антенны M , по которым производится расчет ЗД, и в зависимости от отношения сигнал/помеха представлены на рис. 7 и 8, соответственно. При моделировании предполагалось, что априорная информация о параметрах волновода, координатах источника и приемной антенны достоверна.

Анализ представленных результатов моделирования показывает, что при увеличении числа приемников от 1 до 16 среднеквадратическая ошибка оценки ЗД уменьшается более чем в 10 раз (см. рис. 7). Видно также, что удовлетворительная оценка дисперсии ЗД может быть получена при отношении N/S не более чем 10–12, когда $\sigma(P_0^2) \leq P_0^2$, но при использовании всех элементов приемной антенны. Метод P -slide дает лучший результат, поскольку скользящее усреднение позволяет уменьшить не только аддитивную, но и мультипликативную составляющую помех, которая неизбежно присутствует в измеряемых данных при небольшом числе усреднений Фурье-компонент.

Обработка экспериментальных данных на частоте 117 и 320 Гц также показала преимущество алгоритма P -slide. Средние значения оценки приведенной величины ЗД хорошо согласуются с ре-

Таблица 1. Оценки средних значений и математического ожидания приведенного к стандартным условиям звукового давления, измеренные 3-мя способами

Метод	P	P -slide	R
$\sigma(P_0^2)$	0.75	0.14	7.86
P_0^2	0.98	1.00	5.76

результатами предварительной градуировки в условиях относительно глубокого моря одиночных излучателей, входящих в буксируемый комплекс [13], и результатами расчета приведенных значений ЗД излучателей, измеренных в этом же районе с использованием вертикальной антенны [11, 14]. Величины смещений, полученные в настоящей работе для частот 117 и 320 Гц, отличаются от значений, измеренных при калибровке излучателей в стационарных условиях, не более чем на 15–20%, а от средних значений, вычисленных при буксировке излучателя и приеме сигналов на вертикальную антенну, — не более чем на 25–35%.

Теоретические и экспериментальные значения плотности вероятности ЗД, рассчитанные при использовании различных методов обработки, сравниваются на рис. 9. По единственному галсу, выполненному при проведении эксперимента, рассчитать статистические характеристики решения уравнений (1)–(3) методом наимень-

ших квадратов не представляется возможным (получается одно значение ЗД). Поэтому расчет ЗД выполнялся при использовании каждого из уравнений систем (1)–(3), затем рассчитывались средние значения и дисперсия оценки ЗД, которые приведены в табл. 1. Теоретическая плотность вероятности распределения оценки ЗД рассчитывалась для гамма-распределения [19, 20]

$$\Phi(x|\alpha, \beta) = \begin{cases} \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} x^{\alpha-1} e^{-\beta x} & \text{при } x > 0, \\ 0 & \text{в остальных случаях} \end{cases}$$

с искомыми параметрами α и β . По найденным из экспериментальных данных средним значениям и дисперсиям оценки \hat{P}^2 вычислены параметры распределений $\alpha = \hat{P}^2 / \sigma^2(\hat{P}^2)$ и $\beta = \sigma^2(\hat{P}^2) / \hat{P}^2$. Средние значения P_0^2 и среднеквадратические ошибки, рассчитанные с использованием α и β по экспериментальным данным, представлены на рис. 9 и в табл. 1.

Из анализа рис. 9 и табл. 1 следует, что метод скользящего сглаживания P -slide дает результаты с минимальной дисперсией, а часто используемый различными авторами на практике метод R [1, 3] дает не только большую дисперсию, но и недопустимое по величине смещение оценки приведенной шумности. Данный результат представ-

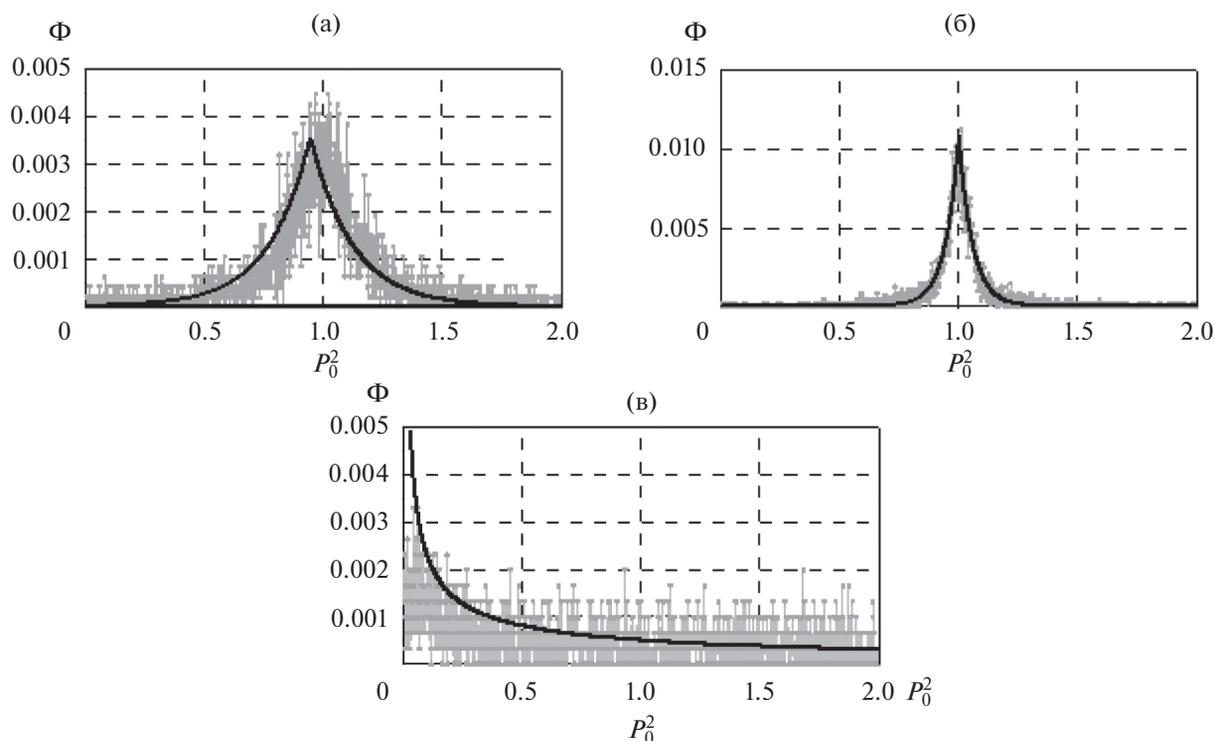


Рис. 9. Плотность вероятности оценки приведенной шумности источника для различных алгоритмов обработки; $f = 117$ Гц, $S/N = 1$; методы (а) — P , (б) — P -slide и (в) — R ; серое поле — экспериментальные данные, черные кривые — теория.

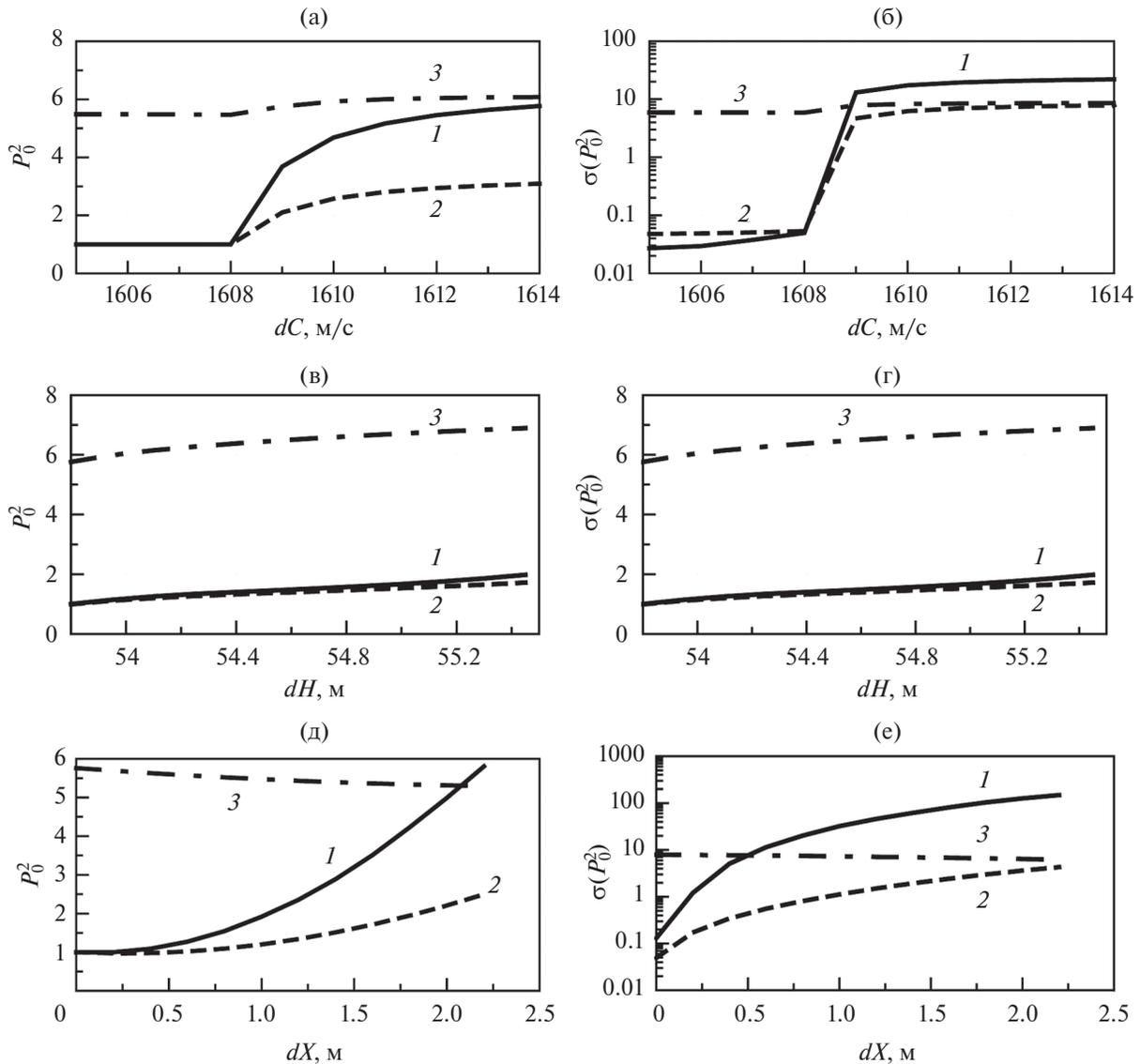


Рис. 10. (а, в, д) – Средние значения и (б, г, е) – среднеквадратические ошибки оценок ЗД в зависимости от (а, б) – погрешности выбора скорости звука в грунте dC_b , (в, г) – от ошибки при задании глубины волновода dH_w и (д, е) – при определении координат источника x, y и z с ошибкой, равной dX ; $M = 16, S/N = 100$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют методам P, P -slide и R .

ляется естественным, поскольку этот метод не учитывает интерференции сигнала и передаточной функции волновода.

Моделирование алгоритмов обработки позволяет оценить не только среднеквадратическую погрешность оценки ЗД, но и величину смещения оценок, обусловленных методическими погрешностями. Установлено, что основной вклад дают ошибки, полученные при калибровке волновода и взаимном позиционировании. Как показал анализ этих ошибок, смещения оценки ЗД наиболее значимы при погрешностях в измерении координат источника сигналов, глубины волновода, скорости звука в грунте. Вариации плотности грунта или профиля скорости звука,

по крайней мере, на низких частотах, влияют значительно слабее. На рис. 10 приведены зависимости оценок ЗД от этих факторов. При расчетах полагалось, что помеха практически отсутствует, что дает возможность анализировать влияние на погрешности алгоритмов только вышеперечисленных факторов.

Видно, что при малых значениях смещения оценки ЗД изменяются плавно и принимают значения не более 10%. Скачок смещения ЗД на рис. 10а, 10б соответствует ситуации, когда число нормальных волн увеличивается на единицу по сравнению со значением, рассчитанным для модели при скорости продольных волн в грунте меньше, чем 1608 м/с. Соответственно, скачком

изменяются характеристики ПФВ и пересчитанные значения ЗД. Отметим, что даже при незначительном несоответствии глубины волновода истинным значениям ($dH_w \approx 2$ м) оценка ЗД определяется с ошибкой $\pm 50\%$. При ошибках взаимного позиционирования до 2 м оценка ЗД определяется также с ошибкой $\pm 50\%$. Обращает на себя внимание тот факт, что при оценке среднего значения с ошибкой $\pm 50\%$ нормированная среднеквадратическая ошибка увеличивается в значительно больших пределах. Этот факт может служить критерием для выработки требований при комплексной оценке методической погрешности, связанной с ошибками проведения вспомогательных работ (предварительных экспериментальных работ – калибровка волновода, оценка геометрии антенн и взаимное позиционирование приемников и излучателей и т.д. Из табл. 1, в которой представлены нормированные значения среднеквадратической ошибки, полученные из экспериментальных данных, следует, что достигнутая точность решения перечисленных задач позволяет корректно решить основную задачу – определить с малой погрешностью приведенное к расстоянию 1 м звуковое давление. При этом удается учесть в реальном времени движение источника, передаточную функцию волновода и геометрию эксперимента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Погрешность оценивания приведенной шумности зависит от комплекса исследованных в статье влияющих факторов, определяющих методическую погрешность, а также от аддитивной помехи, которая при малом числе осреднений имеет мультипликативную составляющую. Для уменьшения методической погрешности необходимо построить и использовать при расчетах адекватную модель передаточной функции волновода, основанную на результатах акустической калибровки – идентификации модели и параметров грунта в волноводе. Необходимо также с высокой точностью оценивать геометрию приемной антенны, а также выполнять в реальном времени позиционирование излучателя относительно приемных элементов антенны. При правильном выборе полигона с однородными характеристиками (постоянной глубиной и однородными параметрами грунта) и применении отработанной технологии акустической калибровки волновода и позиционирования возможно построение адекватной модели передаточной функции волновода и уменьшение методических погрешностей. Учет этих факторов позволяет получить достаточно точные средние значения приведенных (пересчитанных) к 1 м величин ЗД с погрешностью не более 30%. Оценка приведенной шумности без учета передаточной функции даже при точном позиционировании дает недопустимо большие смещения и дисперсии.

Рекомендуется использовать в качестве критерия для комплексной оценки методической погрешности, связанной с ошибками, накапливаемыми при проведении предварительных экспериментальных работ, значение нормированной среднеквадратической ошибки оценки ЗД. Причина в том, что при погрешностях, вызывающих значительные смещения оценки ЗД, нормированная среднеквадратическая ошибка оценки ЗД может в несколько раз превышать среднее значение ЗД.

Следует также отметить, что для оценивания приведенной шумности реальных морских объектов дополнительно следует учитывать направленность излучения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Но для этого необходимо использовать модель мультипольного источника [22]. Модель волновода в этом случае должна быть построена для источника, включающего, например, монополь, вертикальные и горизонтальные диполи, а также квадруполь с горизонтально и вертикально ориентированными осями [23]. Авторы предполагают выполнить и такое исследование.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № 0852-2020-0015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urlick R.J.* Principles of Underwater Sound. New York: McGraw-Hill, 1975.
2. *Cote O.R., Jr.* The 3rd Battle Innovation in the U.S. Navy's Silent Cold War Struggle with Soviet Submarines. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2003.
3. *Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В.* Корабельная гидроакустическая техника. Состояние и актуальные проблемы. Гидроакустика на рубеже XX и XXI столетий. СПб.: Наука, 2004. 410 с.
4. ANSI/ASA S12.64-2009. Quantities and Procedures for Description and Measurement of Underwater Sound from Ships – Part 1: General Requirements. 2009.
5. *McKenna M.F., Ross D., Wiggins S.M., Hildebrand J.A.* Underwater radiated noise from modern commercial ships // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 131. № 1. P. 92–103. <https://doi.org/10.1121/1.3664100>
6. *Калью В.А., Таровик В.И., Чижов В.Ю.* Уменьшение подводной шумности коммерческих судов – актуальная задача судовой акустики // Сборник трудов Научной конференции “Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества”. Т. II. М.: ГЕОС, 2011. С. 218–222.

7. Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Оценки акустических шумов, генерируемых вспомогательными судами, работающими с нефтедобывающими платформами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 605–613.
8. Теверовский В.И., Цыганков С.Г. Новые подходы и современные методы в измерениях гидроакустических морских объектов // Альманах современной метрологии. 2014. № 1. С. 102–118.
9. Song H.C., Gihoon Yuin. Extrapolating Green's functions using the waveguide invariant theory // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 4. P. 2150–2158.
10. Бармак А.С., Коротин П.И., Салин Б.М., Салин М.Б. Восстановление временной зависимости и параметров сигнала широкополосных протяженных акустических источников в дальней зоне // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 123–132.
11. Кузнецов Г.Н. Проблемы оценки приведенной шумности движущихся объектов в мелком море // Метрология гидроакустических измерений. Менделеево: ВНИИФТРИ, 2013. Т. 1. С. 57–74.
12. Корчак В.Ю., Кузнецов Г.Н., Малышев В.Н. Построение гидроакустических систем с использованием векторно-скалярных модулей и антенн // Фундаментальная наука – военно-морскому флоту. 2018. Т. 3. С. 41–55.
13. Белов А.И., Боголюбов Б.Н., Кузнецов Г.Н. Калибровка низкочастотного излучающего комплекса в условиях мелкого моря // Труды VI международной научно-технической конференции “Современные методы и средства океанологических исследований”. М.: ИО РАН, 2000. С. 139–147.
14. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722–734.
15. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Методы и результаты акустической калибровки локальных зон мелкого моря // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2015. № 8(1). С. 68–78.
16. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. С. 194–202.
17. Кузнецов Г.Н. Акустическая калибровка районов установки или буксировки протяженных антенн гидроакустических комплексов // Труды XIV Всероссийской конференции “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”. СПб.: ЛЕМА, 2018. С. 350–353.
18. Kuznetsov G.N., Alekseev V.I., Glebova G.M. Positioning of horizontal–vertically developed multielement arrays and vector-scalar modules // Phys. Vibr. 2001. V. 9. № 4. P. 235–241.
19. Hudson D.J. Statistics: Lectures on Elementary Statistics and Probability. Geneva, 1964.
20. Van Trees H.L. Detection, Estimation, and Modulation Theory. New York–London: Wiley, 1971.
21. Glebova G.M., Kuznetsov G.N. Estimating parameters of signal sources and characteristics of noise field by using spatially vector-scalar modules // The Formation of Acoustical Fields in Oceanic Waveguides. Reconstruction of Inhomogeneities in Shallow Water. Nizhny Novgorod: IAP RAS. 1998. V. 1. P. 109–137.
22. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Аппроксимирующие модели регулярной составляющей инфразвукового поля мультипольных источников в плоском волноводе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 378–390.
23. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Закономерности ослабления векторно-скалярных звуковых полей в зонах интерференционных максимумов // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 2. С. 203–213.
<https://doi.org/10.1134/S0320791919020084>

УДК 534.222

ПРИМЕНЕНИЕ КЕПСТРАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ЭХОСИГНАЛОВ ПРИ ПРОФИЛИРОВАНИИ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ АНТЕНН

© 2021 г. И. А. Кириченко^{а, *}, В. Ю. Вишневецкий^б, И. Б. Старченко^б, Т. П. Строчан^с,
А. И. Марколия^с, И. И. Сизов^с

^аФедеральное государственное автономное учреждение высшего образования “Южный федеральный университет”,
Некрасовский пер. 44, Таганрог, 347922 Россия

^бОбщество с ограниченной ответственностью “Параметрика”,
ул. Свободы 19, корп. 1, Таганрог, 347902 Россия

^сАкадемия наук Абхазии, ул. Н.Я. Марра 9, Сухум, Республика Абхазия

*e-mail: ikirichenko@sfedu.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 28.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

При разведке донных отложений важной задачей является определение границ слоистой структуры. Эхоимпульс является суперпозицией отражений от нескольких границ раздела и акустическая ситуация становится неинформативной. При перекрытии эхосигналов от различных границ, превышающем 50% от длительности импульса, был применен метод кепстрального анализа отраженных сигналов. Кепстр эхосигнала от слоистой структуры позволил выделить моменты прихода составляющих отражений. Показано, что кепстр низкочастотного эхоимпульса позволяет однозначно определить момент прихода эхосигнала от второй границы раздела при перекрытии меньшем 90%. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: кепстр, отраженные сигналы, низкочастотный эхосигнал, слоистая структура

DOI: 10.31857/S0320791921030060

ВВЕДЕНИЕ

Одна из актуальных задач применения методов цифровой обработки сигналов связана с помехами в эхосигналах [1]. Помехи всегда возникают при работе систем дистанционного зондирования и определяются целым рядом причин, например, есть эхосигналы из-за отражения от границ, наложенные на излучаемый сигнал, а также они могут быть вызваны неоднородностью среды распространения акустических волн [2].

В случае работы гидроакустической системы дистанционного зондирования в условиях мелководья [3, 4] принятый эхосигнал характеризуется многократными переотражениями из-за малого расстояния между поверхностью и дном. Кроме того, помехи создают трудности для анализа и обработки эхосигналов от слоистой структуры при профилировании донных структур из-за многократных переотражений, а также эффектов наложения эхоимпульсов [5, 6].

При излучении параметрической антенной зондирующего импульса происходит отражение

от двух границ раздела [7]. Если расстояние между границами раздела превышает половину пространственной протяженности излучаемого сигнала, то эхоимпульсы различимы. Если пространственные размеры слоя таковы, что акустический импульс полностью перекрывает слой, происходит наложение эхоимпульсов.

Восстановление сигнала, который был искажен как по частоте, так и по времени из-за эффектов многократных переотражений и шума, является распространенной проблемой, встречающейся при профилировании донных структур. При вертикальной схеме профилирования донных структур обрабатывается эхосигнал, отраженный в обратном направлении. При этом разрешающая способность по дистанции при использовании тонального зондирующего импульса определяется половиной его длительности [8, 9].

В рассматриваемой ситуации принятый эхосигнал может рассматриваться как сумма исходного сигнала и его многократных переотражений, вызванных близостью границ раздела донных структур. Задержанные во времени компоненты

сигнала трудно разделить, используя обратную фильтрацию из-за ее неточности. Преимущество линейной фильтрации при применении к добавленным компонентам эхосигнала состоит в том, что если поведение фильтра для каждого из компонентов эхосигнала известно, то поведение для суммы эхосигналов является суммой ответов, которая удовлетворяет принципу суперпозиции. При определении процедуры фильтрации для разделения сигналов, которые были неаддитивно объединены, например, путем умножения или свертки, компоненты эхосигнала обычно труднее разделить, а во многих случаях нецелесообразно использовать для процедуры фильтрации линейную систему.

В работе [10] разработана модель эхо-сигнала от жесткой границы и рассмотрены вопросы выделения характеристик временной задержки узкополосных эхо-сигналов. Выделены характеристики эхо-сигнала в кепстральной области и предложена вейвлет-обработка для усиления эффекта оценки временной задержки. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что выделенные характеристики временной задержки согласуются с характеристиками подводной цели, что подтверждает эффективность кепстрального метода.

Данная статья является продолжением исследования авторов в области повышения разрешающей способности параметрических систем [7, 11], теоретические исследования подтверждены лабораторным экспериментом.

МЕТОДЫ

Поясним суть используемого кепстрального метода. Пусть имеем два почти идентичных сигнала, задержанных один относительно другого. Суммарный сигнал может быть представлен как

$$S(t) = S_1(t) + S_2(t - \tau). \quad (1)$$

В результате быстрого преобразования Фурье (БПФ) и поставленного ему в соответствие некоторого z -преобразования данный сигнал примет вид, описываемый выражением

$$\begin{aligned} S(\omega) &= S_1(\omega) + S_2(\omega) \exp(-i\omega\tau) = \\ &= S(z)[1 + \exp(-i\omega\tau)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Полученное произведение можно представить как свертку двух функций времени, описываемых выражением вида

$$S(t) = S_1(t) \otimes S_2(t). \quad (3)$$

В рассматриваемом случае две функции временной области сворачиваются вместе, при этом одна функция представляет прямой сигнал, а другая является функцией задержки по времени. В частотной области преобразование Фурье двух

функций умножается. Поскольку преобразование Фурье не ограничено по полосе, две функции занимают одну и ту же полосу частот, и частотно-зависимая фильтрация не может быть использована для удаления нежелательной функции. Взятие логарифма умноженных функций и обратного преобразования Фурье в кепстральную (временную) область приводит к функциям, которые теперь пересекаются в области или областях, где обе их амплитуды относительно малы. В кепстральной области может быть применена нормальная фильтрация для удаления того, что соответствует нежелательной функции. Требуемая функция – передаваемый сигнал – может быть частично восстановлена путем преобразования Фурье того, что остается в кепстральной области, возведения в степень, а затем обратного преобразования Фурье. В последующем в результате обратного преобразования Фурье от результата логарифмирования может быть получен сигнал, именуемый кепстром.

На практике кепстр мощности эффективен, если вейвлет и импульсная последовательность, свертка которых представляет составные данные, занимают разные диапазоны частот [12]. Таким образом, полагается, что кепстр мощности последовательности данных является квадратом обратного z -преобразования логарифма квадрата величины z -преобразования последовательности данных.

Если принять, что отраженные акустические сигналы достигают приемной антенны разными путями, то прямой сигнал, отраженный от первой границы, определяется как $S_1(t)$, а модель акустических сигналов, отраженных от N структур рассеяния, рассматривается как многокомпонентный сигнал $S_2(t)$. Тогда в принятом сигнале $S(t)$ характеристика многокомпонентного сигнала $S_2(t)$ может быть выражена как

$$S_2(t) = \sum_{i=1}^N a_i \delta(t - \tau_i), \quad (4)$$

где a_i и τ_i обозначают амплитуду и задержку принятого сигнала с i -й структуры соответственно.

Кепстр принятого сигнала $C(n)$ определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} C(n) &= F^{-1} \{ \lg F \{ s(n) \} \} = \\ &= F^{-1} \{ \lg F \{ S_1(n) \otimes S_2(n) \} \} = C_{S_1}(n) + C_{S_2}(n), \end{aligned} \quad (5)$$

где $S_1(z)$ и $S_2(z)$ обозначают z -преобразования $S_1(n)$ и $S_2(n)$, а $C_{S_1}(n)$, $C_{S_2}(n)$ – кепстр $S_1(n)$ и $S_2(n)$.

С целью проверки возможности применения кепстрального анализа эхосигналов при профилировании слоистой структуры с использованием параметрических антенн [7], а также выбора оптимального алгоритма вычисления кепстров экспериментально исследовались следующие задачи:

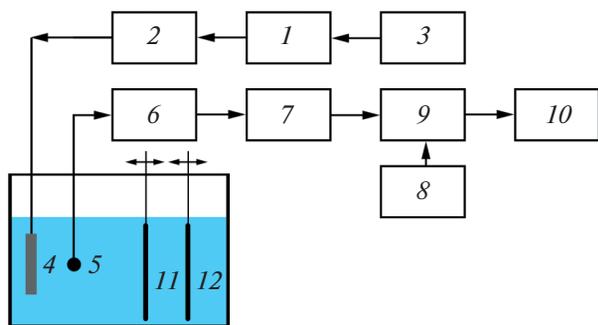


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

– зависимость кепстров эхосигналов от времени задержки отраженного от второй границы импульса;

– зависимость кепстра интерференционного эхосигнала от амплитуды сигнала, отраженного от второй границы раздела;

– помехоустойчивость кепстров.

Базовые принципы гидроакустических измерений с использованием параметрических антенн изложены в [13]. Структурная схема установки, предназначенной для исследования кепстров отраженных от двух границ раздела сигналов, представлена на рис. 1.

Функционально структурную схему можно разделить на следующие устройства:

– устройство формирования исходного сигнала накачки;

– устройство усиления и излучения сигнала накачки в среду;

– устройство приема, предварительной обработки эхосигнала;

– устройство сопряжения и обработки эхосигналов.

Следует отметить, что экспериментально моделировались отраженные от двух границ раздела сигналы, которые в спектральной области также остаются визуально неразличимыми.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для эхоимпульсов с различным пространственным перекрытием вычислялись их кепстры. На рис. 2 показаны кепстры эхосигналов при их наложении соответственно на 10, 20 и 30%. Длительность зондирующего сигнала 1 мс, частота формируемой волны 10 кГц, амплитуда сигнала, отраженного от первой границы, составляет 15% от амплитуды отражения от второй границы. Такое амплитудное соотношение между импульсами достигалось при завешивании в гидроакустическом бассейне (см. рис. 4) пластины из оргстекла (11) и стальной пластины (12).

Получаемые кепстры (рис. 2) позволяют определить положение второй границы раздела. Однако, ширина кепстрального пика не постоянна, что вносит погрешность при детерминировании границ. На рис. 3а представлена зависимость кепстрального пика, отвечающего за перекрытие отражений, от величины задержки эхосигнала от второй границы. На рис. 3б представлена зависимость амплитуды кепстрального пика от фазовых соотношений слагаемых, рассчитанная по экспериментально полученным импульсам. Явно просматривается осциллирующий характер зависимости. На рис. 3в представлена зависимость амплитуды кепстрального пика от амплитуды отраженного сигнала от второй границы.

Из рис. 3а видно, что зависимость амплитуды кепстрального пика от величины задержки отраженного сигнала от второй границы является осциллирующей функцией. Очевидно, это связано с изменением пространственной фазы отраженного сигнала от второй границы раздела.

Для выяснения характера помехоустойчивости кепстров эхосигналов была проведена серия экспериментов. В устройстве формирования сигналов накачки 3 (см. рис. 1) предусмотрена возможность регулирования амплитуды возбуждения параметрического излучателя. Изменением амплитуды возбуждения варьировалось отношение сигнал/шум. При каждом изменении этого отношения вычислялся кепстр экспериментально полученных эхоимпульсов.

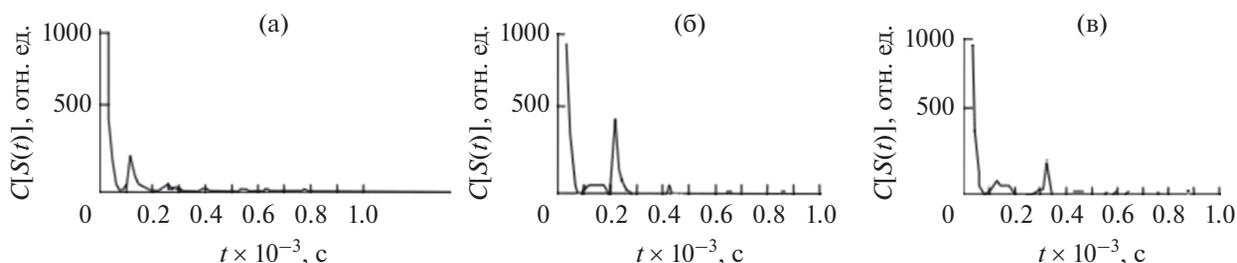


Рис. 2. (а) — Кепстр эхосигнала при задержке импульса от второй границы на 10% от длительности сигнала; (б) — кепстр эхосигнала при задержке импульса от второй границы на 20% от длительности сигнала; (в) — кепстр эхосигнала при задержке импульса от второй границы на 30% от длительности сигнала.

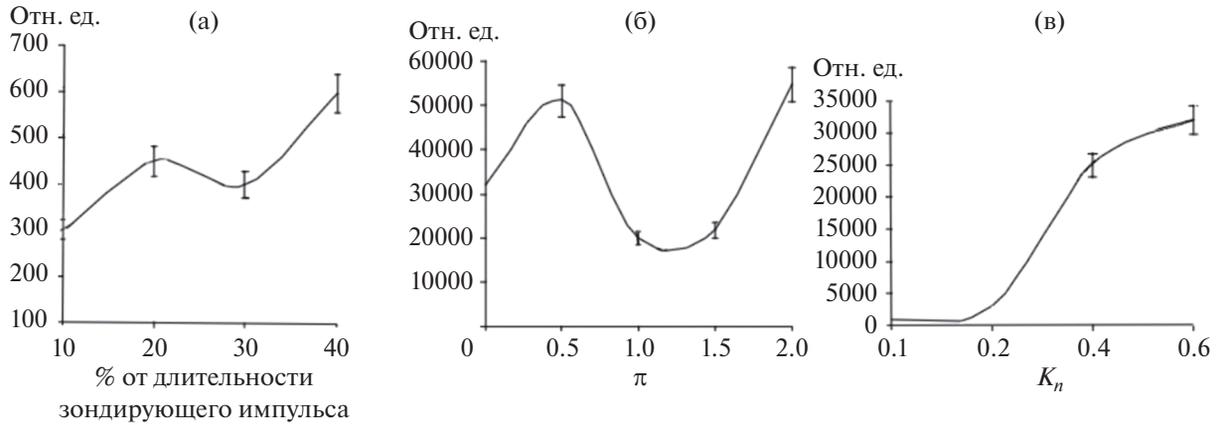


Рис. 3. (а) – Зависимость амплитуды кепстрального пика от величины задержки эхосигнала от второй границы; (б) – зависимость амплитуды кепстрального пика от фазовых соотношений слагаемых в эхосигнале; (в) – зависимость амплитуды кепстрального пика от фазовых соотношений слагаемых в эхосигнале.

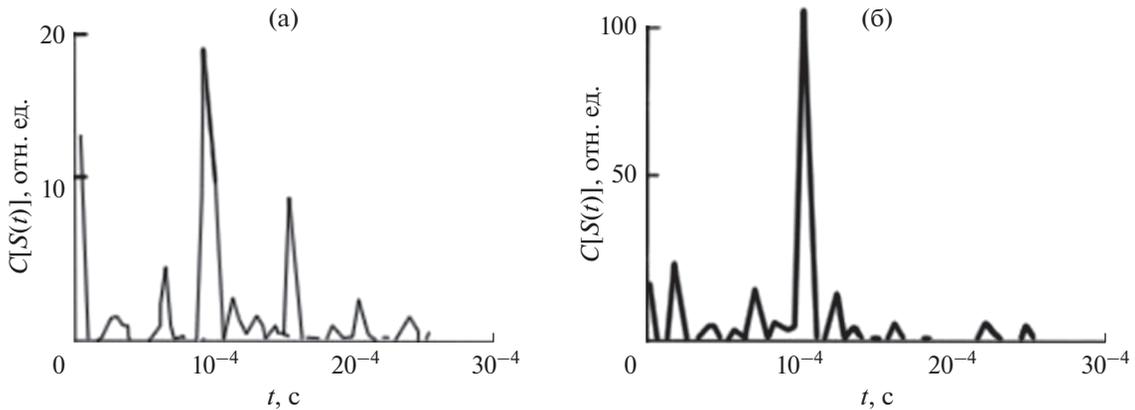


Рис. 4. (а) – Кепстр эхосигнала при отношении амплитуды отраженного сигнала от второй границы и шума равном двум; (б) – кепстр эхосигнала при отношении сигнал/шум равном двум, вычисленный с использованием прямоугольного окна.

На рис. 4 показан кепстр эхосигнала ($t = 1$ мс, $F = 10$ кГц) при отношении сигнал/шум равном двум. На рис. 4а изображен кепстр аналогичного эхосигнала при обработке эхоимпульса прямоугольным окном.

Из сравнения рис. 4а и 4б видно, что обработка эхоимпульса окном приводит к улучшению разрешающей способности кепстра при определении момента прихода отраженного сигнала от второй границы раздела.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ расчетных и экспериментально полученных зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

- кепстр низкочастотного эхоимпульса позволяет однозначно определить момент прихода эхосигнала от второй границы раздела при отноше-

нии амплитуды сигнала, отраженного от первой границы, к амплитуде сигнала, отраженного от второй границы, меньшем 30 дБ;

- кепстр низкочастотного эхоимпульса позволяет однозначно определить момент прихода эхосигнала от второй границы раздела при перекрытии эхоимпульсов меньшем 90%;

- однозначно можно определить момент прихода эхосигнала от второй границы раздела при отношении амплитуды сигнала, отраженного от второй границы раздела, к амплитуде шума большем 2 (в лабораторных условиях);

- введение обработки эхоимпульса прямоугольным окном позволяет существенно повысить помехоустойчивость кепстра эхоимпульса;

- осциллирующий характер зависимости амплитуды кепстрального пика от величины задержки отраженного от второй границы раздела сигнала объясняется пространственным набегом

фазы отраженного сигнала от второй границы раздела;

– кепстральный анализ эхосигналов при локации параметрическими антеннами более помехоустойчив, чем при локации линейными антеннами;

– основанный на уникальных преимуществах кепстра в оценке задержки по времени, метод кепстрального анализа может быть применен при обработке эхосигналов от слоистой структуры для повышения разрешающей способности по дистанции.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-52-40005\19).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Korneliussen R.J.* Measurement and removal of echo integration noise // *ICES J. Marine Science*. 2000. № 57. P. 1204–1217.
2. *Kozaczka E., Grelowska G.* Theoretical Model of acoustic wave propagation in shallow water // *Polish maritime research*. 2017. V. 24. № 2. P. 48–55. <https://doi.org/10.1515/pomr-2017-0049>
3. *Есипов И.Б., Попов О.Е., Солдатов Г.В.* Компрессия сигнала параметрической антенны в мелководном волноводе // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 4. С. 490–498. <https://doi.org/10.1134/S0320791919040051>
4. *Есипов И.Б., Попов О.Е., Воронин В.А., Тарасов С.П.* Дисперсия сигнала параметрической антенны в мелком море // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 1. С. 56–61.
5. *Петров П.С., Голов А.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Козицкий С.Б., Сорокин М.А., Моргунов Ю.Н.* Экспериментальное и теоретическое исследование времен прихода и эффективных скоростей при дальнем распространении импульсных акустических сигналов вдоль кромки шельфа в мелком море // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. С. 20–33.
6. *Фокина М.С., Фокин В.Н.* Отражение плоских волн от упругой слоистой среды: резонансный подход и численное моделирование // *Акуст. журн.* 2000. Т. 46. № 5. С. 690–697.
7. *Кириченко И.А., Старченко И.Б.* Адаптивные гидроакустические средства: состояние и перспективы развития // *Известия ЮФУ. Технические науки*. 2013. № 9(146). С. 20–24.
8. *Бросалин А.В., Кириченко И.А., Старченко И.Б., Тимошенко В.И.* Особенности формирования поля параметрической антенны в средах с неоднородной структурой // *Известия ТРТУ*. 1998. № 3(9). С. 62.
9. *Kirichenko I., Starchenko I.* Directivity of hydroacoustic systems with parametric array in marine conditions // *J. Physics: Conference Series*. 2019. V. 1353(1). P. 5. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1353/1/012089>
10. *Hongjian J., Xiukun L., Xiangxia M., Yang Y.* Extraction of echo characteristics of underwater target based on cepstrum method // *J. Marine Sci. Appl.* 2017. V. 16. P. 216–224. <https://doi.org/10.1007/s11804-017-1407-9>
11. *Кириченко И.А., Вишневецкий В.Ю., Старченко И.Б., Марколия А.И., Сизов И.И., Строчан Т.П.* Системный анализ особенностей работы параметрического профилографа при вертикальной схеме профилирования слоистой структуры дна // *Сборник трудов XXXII сессии Российского акустического общества*. М.: ГЕОС, 2019. С. 1102–1108. ISBN: 978-5-89-118-802-0.
12. *Oppenheim A.V., Schaffer R.S.* From Frequency to Quefrency: A History of the Cepstrum // *IEEE Signal processing magazine*. 2004. № 9. P. 95–106. <https://doi.org/10.1109/MSP.2004.1328092>
13. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА ЯПОНСКОГО МОРЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ В ПРИЛОЖЕНИИ К НАВИГАЦИИ УДАЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2021 г. Ю. Н. Моргунов^а, В. В. Безответных^а, А. А. Голов^{а, *}, А. В. Буренин^а,
М. С. Лебедев^а, П. С. Петров^а

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

*e-mail: golov_alexander@inbox.ru

Поступила в редакцию 03.07.2020 г.

После доработки 16.03.2021 г.

Принята к публикации 23.04.2021 г.

Обсуждаются результаты экспериментальных и теоретических исследований по распространению и приему широкополосных импульсных сигналов на основе псевдослучайных последовательностей. Исследованы особенности формирования импульсных откликов при приеме сигналов с различной частотной полосой и длительностью символов. С позиции модовой теории распространения звука в волноводе глубокого океана рассмотрен феномен разделения приходов акустической энергии во взаимнокорреляционной функции принятых сигналов. Сделан практический вывод о необходимости комплексного применения различных по длительности символов навигационных сигналов при решении задач позиционирования автономных подводных аппаратов.

Ключевые слова: гидроакустика, псевдослучайные сигналы, групповые скорости, импульсная характеристика, корреляция

DOI: 10.31857/S0320791921030163

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования особенностей распространения низкочастотных импульсных сигналов на большие расстояния являются основой при решении целого ряда прикладных задач гидроакустики. Например, при проектировании перспективных робототехнических комплексов для исследования и освоения океана требуется решать вопросы создания гидроакустических навигационных систем большой дальности с применением сложных сигналов на основе псевдослучайных последовательностей. В качестве примера можно привести работу [1] и цитируемые там статьи, а также работы [2–5], где авторам удалось решить многие задачи, позволяющие вплотную приблизиться к созданию подобных навигационных систем. Вопросы применения перспективных технических и вычислительных средств для достижения максимальных возможных точностей определения местоположения подводных объектов (ПО) на удаленных в сотни километров от источников навигационных сигналов (ИНС) рассмотрены

авторами подробно, с корректным теоретическим обоснованием, в работе [2]. Обоснована эффективность решения задач позиционирования ПО при размещении ИНС вблизи дна, в сотнях метров от берега, а также необходимость нахождения ПО при выполнении задач позиционирования вблизи оси подводного звукового канала (ПЗК) [3, 4]. Подтверждено предпочтительное использование для излучения фазоманипулированных сложных сигналов, применение которых позволяет измерять импульсный отклик волноводов на трассах ИНС–ПО и с большой точностью определять времена распространения [5].

Приведенные выше в кратком обзоре результаты позволили разработать в ТОИ ДВО РАН и апробировать на макетном уровне навигационный комплекс для решения исследовательских задач, связанных с обеспечением миссий ПО на удаленных от береговых постов акваториях [6]. При этом были определены направления исследований, требующие изучения процессов формирования импульсных характеристик в подводных звуковых каналах различной природы для улуч-

шения характеристик разработанного комплекса. В частности, целый ряд экспериментов с варьированием параметров излучаемых фазоманипулированных сигналов (ширины полосы частот, длительности символов и т.д.) показали, что имеются предпосылки для повышения помехоустойчивости приемного блока ПО и увеличения дальности действия при сохранении потребляемой энергии ИНС.

Цель экспериментальных работ, обсуждаемых в настоящей статье, заключалась в получении исходных данных для повышения эффективности навигационных комплексов дальнего радиуса действия путем оптимизации характеристик излучаемых сигналов. Для этого была поставлена задача выявления зависимости потерь при распространении импульсных широкополосных сигналов в ПЗК от параметров излучаемых М-последовательностей и глубины приема.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА ДЛЯ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ М-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ РАЗНОЙ ДЛИНЫ

Методика проведения исследований заключалась в следующем. Работы осуществлялись в летне-осенний период на протяженной акустической трассе в Японском море (рис. 1). Источник навигационных сигналов комплекса был расположен вблизи берега на глубине 34 м и развивал акустическое давление около 2000 Па на расстоянии 1 м от излучателя. В качестве зондирующих сигналов применялись фазоманипулированные псевдослучайные М-последовательности с центральной частотой 400 Гц. В процессе проведения экспериментов каждые 5 мин излучались сигналы на основе М-последовательностей длиной 1023 символа с заполнением 4-мя периодами несущей частоты на символ (далее М1023), 127 символов с 40-ка периодами на символ (далее М127) и 63 символа с 80-ю периодами на символ (далее М63). Все сигналы имели центральную частоту 400 Гц, соизмеримую длительность по времени, но различный частотный диапазон: М1023 – 300...500 Гц (10.23 с); М127 – 390...410 Гц (12.7 с); М63 – 395...405 Гц (12.6 с). Таким образом, были подобраны параметры сигналов для получения схожих энергетических характеристик.

Макет приемного блока ПО на базе радиогидроакустического буя дрейфовал вблизи обеспечивающего судна на удалении 300 км от ИНС. В этой точке было произведено измерение вертикального распределения скорости звука по глубине (рис. 1а). Гидрофон приемной системы погружался на ось ПЗК, которая находилась на глубине около 150 м, и информация с него по радиоканалу передавалась на приемное судно. Рис. 1б иллю-

стрирует особенности батиметрии акустической трассы и лучевую структуру акустического поля. На рис. 1в приведена угловая структура лучевых приходов, а на рис. 1г – теоретическая оценка импульсной характеристики волновода (ИХВ), полученная с использованием комплекса программ RAY, разработанного на основе лучевой теории распространения звука [7]. На рисунке каждому собственному лучу, учитываемому при расчете ИХВ, соответствует две точки – серая и черная – показывающие углы скольжения данного луча в точке излучения и приема соответственно. Заметим, что под ИХВ в данной работе понимается сигнал, фиксируемый в точке приема при излучении источником импульса, имеющего форму дельта-функции Дирака. С целью придания модельным ИХВ сходства с наблюдаемыми в эксперименте мы осуществляем их сглаживание с помощью вейвлета Морле [8], а при построении рисунков берем абсолютные значения полученных функций.

Корреляционная обработка принятых сигналов позволила определить амплитудно-временную структуру приходов акустической энергии сигналов, прошедших от источника до приемника по разным лучевым траекториям с разрешением, равным длительности одного символа манипулированной последовательности: $M = n/F_0$, где F_0 – центральная частота сигнала (несущая); n – заданное количество периодов несущей частоты на символ, определяющее длительность сигнала и его полосу относительно центральной, как $F_b = F_0 \pm F_0/n$. На рис. 2 приведены зависимости максимальных значений взаимно-корреляционной функции (ВКФ) принятых сигналов с различными длительностями символов с репликами излученных, относительно корреляционного шума. Уровень корреляционного шума определялся как максимальный уровень ВКФ с псевдоортогональной последовательностью соответствующей длины. Анализ полученных зависимостей показывает, что выделить наиболее помехоустойчивый вариант применения различных длин символов излучаемых сигналов не представляется возможным. Можно только отметить, что чаще максимальные значения ВКФ имеют сигналы с большими длинами символов (М127 и М63). Отметим, что длительность символов при излучении сигналов М1023 (синяя сплошная линия), М127 (красная штриховая линия) и М63 (желтая пунктирная линия) составляет 0.01, 0.1 и 0.2 с соответственно.

ХАРАКТЕР УБЫВАНИЯ АМПЛИТУДЫ МАКСИМУМА ВЗАИМНО-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ С РАССТОЯНИЕМ

Для физической интерпретации этого результата на рис. 3а и 3б приведены характерные фраг-

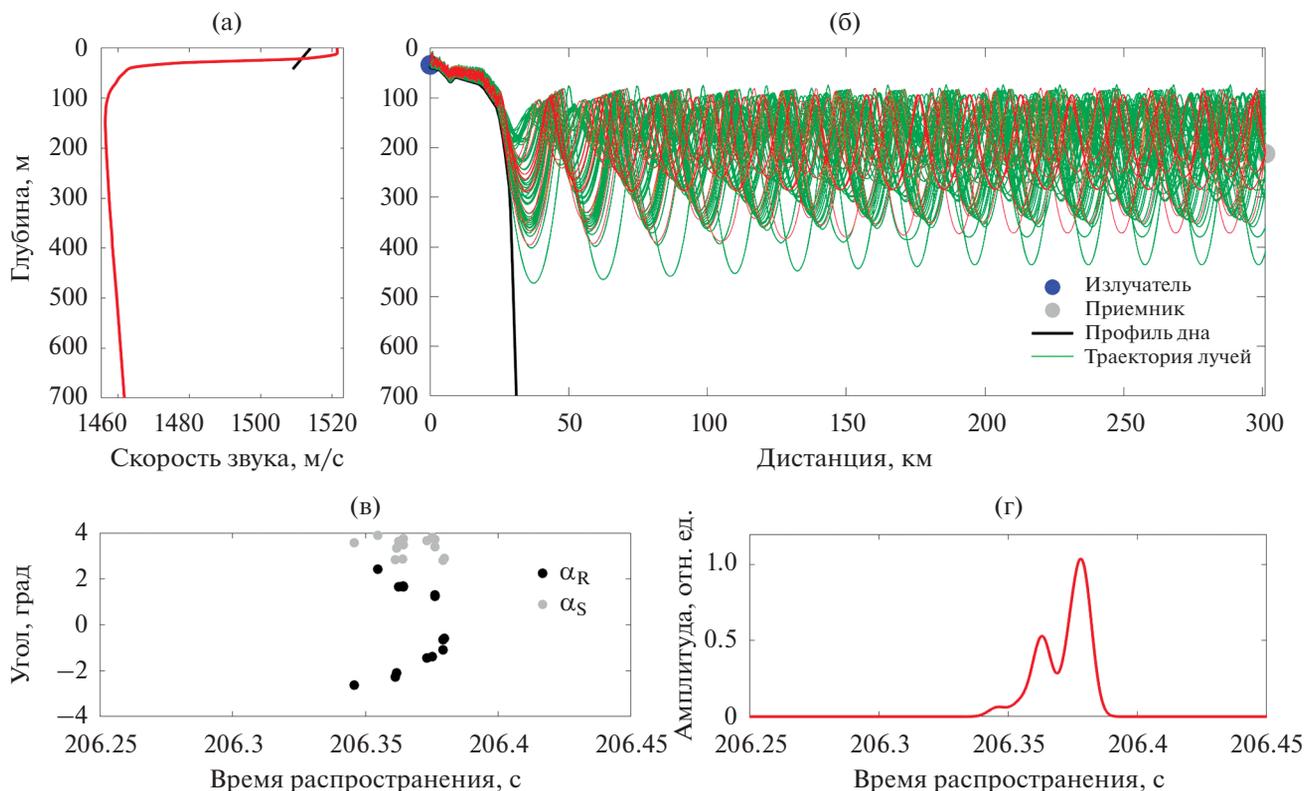


Рис. 1. (а) – Вертикальный разрез поля скорости звука в точке излучения (черная линия) и точке приема (красная линия); (б) – геометрия лучей в модельном волноводе; (в) – углы скольжения собственных лучей в точке излучения (серые маркеры) и точке приема (черные маркеры); (г) – модельная оценка импульсной характеристики волновода в точке приема (получена с помощью лучевой теории и вейвлет-сглаживания).

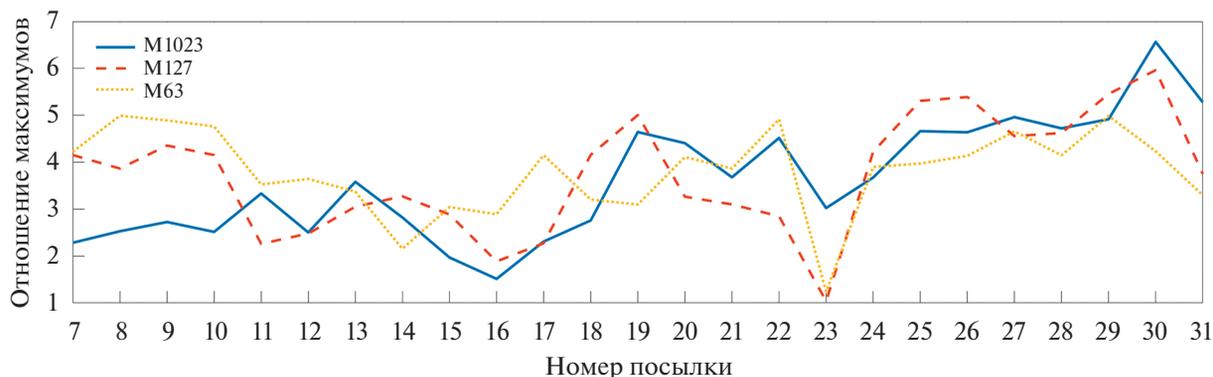


Рис. 2. Зависимости максимальных значений ВКФ принятых сигналов с различными длинами символов с репликами излученных, относительно корреляционного шума.

менты импульсных характеристик, которые демонстрируют различные варианты формирования импульсного отклика в ПЗК при перемещении макета приемной системы ПО в процессе выполнения миссии. При оценках влияния параметров излучаемых сигналов на затухание акустической энергии в статье применяются общепринятые понятия о сферическом и цилиндрическом законах

расхождения, но только для приблизительных оценок, т.к. исследования проводились в сложном волноводе с наличием мелководного участка шельфовой зоны.

Рис. 3а иллюстрирует момент фиксации максимального прихода акустической энергии длительностью около 0.02 с, полученного при корреляционном анализе сигналов M1023, и одного

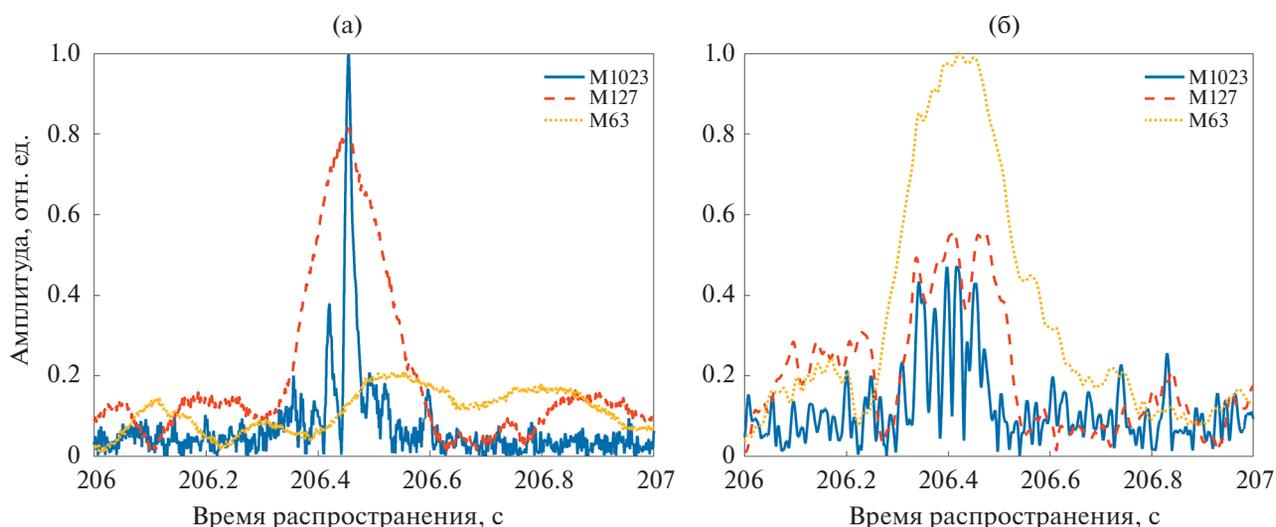


Рис. 3. Импульсная характеристика принятых сигналов: (а) – посылка № 27; (б) – посылка № 16.

прихода длительностью 0.3 с, с меньшей амплитудой, полученного при анализе сигналов М63. Рассмотрим подробнее импульсную характеристику, приведенную на рис. 3а, которая сформирована сигналами М1023. Фиксируется типичная импульсная характеристика [4, 5], которая получается при точном размещении приемного гидрофона на оси ПЗК и фокусировке лучевых приходов акустической энергии с малыми углами скольжения в один мощный приход на коротком временном (0.01 с) и пространственном (около 15 м) интервалах. В работе [7] теоретически было показано, что в области, близкой к оси ПЗК, сосредоточено до 85% энергии. Ранний приход с меньшей амплитудой сформирован лучами, прошедшими в верхней части ПЗК, имеющей больший, чем в нижней части, градиент изменения скорости звука с глубиной и большую чем на оси скорость звука. Подтверждением правильности приведенных рассуждений является схожесть полученных экспериментально и теоретически (рис. 1в) импульсных откликов данного волновода. Что касается формирования импульсной характеристики сигналами с большей длительностью символов (М63), то суммирование акустической энергии на большем временном (0.2 с) и пространственном (300 м) интервалах не приводит к формированию большего по амплитуде прихода, чем для М1023. В данном случае это может быть связано с тем, что основная энергия принятого сигнала сосредоточена вблизи оси ПЗК в узком секторе углов (2° – 4°), с минимальным разбросом фаз приходящих в точку приема лучевых приходов (рис. 1в). Это приводит к формированию короткого по времени импульсного отклика волновода, который оптимально, с максимальным пре-

вышением, регистрируется при излучении и приеме сигналов М1023 с короткими символами.

На рис. 3б наблюдаются 9 приходов, разделенных во времени относительными задержками порядка 10–20 мс для сигналов М1023, три прихода длительностью 70 мс для М127 и один максимальный приход длительностью 300 мс для М63. Причиной кардинального изменения структуры импульсных характеристик может быть смещение глубины приемного гидрофона относительно оси ПЗК в процессе дрейфа макета ПО. Это привело к тому, что вместо одного мощного прихода, как в предыдущем случае для сигналов М1023, принимаются девять приходов по отдельным лучевым траекториям, приходящим в точку приема под углами большими, чем при распространении вблизи оси ПЗК. Для подтверждения этой версии обратимся к результатам работы [7], в которой при перемещении гидрофона по глубине до 500 м в схожих гидрологических условиях отмечается максимальный приход на оси ПЗК (глубина 200 м) с последующей трансформацией на три прихода с меньшей амплитудой (рис. 4). Различие в количестве приходов можно объяснить разницей характеристик ПЗК, но, в целом, физическая картина процесса приема сигналов на разных глубинах относительно оси ПЗК идентична.

Таким образом, в данном случае максимальный приход акустической энергии регистрируется для сигналов М63. Можно утверждать, что это происходит по причине оптимального суммирования акустической энергии, пришедшей на гидрофон по всем лучевым траекториям на временном промежутке, равном длительности символа М63 (0.2 с). При этом акустическая энергия, пришедшая в точку приема по каждой из девяти лучевых траекторий, спадает с расстоянием по закону,

близкому к сферическому [7], а сигналы М63 затухают слабее – по закону, близкому к цилиндрическому.

Это важный практический результат, т.к. при смещении гидрофона относительно оси ПЗК и уменьшении амплитуд сигналов М1023 возможно повышение помехоустойчивости приемной системы за счет применения более длинных символов М-последовательностей.

Следует отметить, что, как показывают теоретические оценки, выполненные с помощью методов лучевой теории распространения звука, структура ИХВ качественно не меняется при изменении положения приемника по вертикали и горизонтали на величины, сопоставимые с длиной волны. При этом, например, положения отдельных максимумов, подобных наблюдаемым на рис. 3б для сигналов М1023, могут меняться, однако их уровень и характерные относительные смещения (при наличии разделения) практически неизменны.

РАЗДЕЛЕНИЕ ВЗАИМНО-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ НА ОТДЕЛЬНЫЕ ГРУППЫ ПРИХОДОВ

Рассмотрим теперь феномен разделения приходов в ВКФ М-последовательностей с позиций модовой теории распространения звука в волноводе глубокого океана. Пренебрегая на данном этапе вкладом шельфового сегмента акустической трассы, рассчитаем групповые скорости v_g^i первых 9 мод (в соответствии с количеством наблюдаемых для сигнала М1023 приходов) для центральной частоты сигналов $F_0 = 400$ Гц. Результаты расчета показаны в табл. 1. Можно считать, что модальные компоненты импульсного сигнала, соответствующие i -ой и j -ой модам, разделяются на графике ВКФ на расстоянии R от точки излучения, если выполнено условие

$$\frac{R}{v_g^i} - \frac{R}{v_g^j} > \frac{\Delta\tau}{2},$$

где $\Delta\tau$ – ширина пика автокорреляционной функции (АКФ). Данная величина рассчитывается по формуле $\Delta\tau = N/F_0$, где N – количество периодов несущей частоты на один символ последовательности. В нашем случае $\Delta\tau$ равно 10, 100 и 200 мс для сигналов М1023, М127, М63 соответственно. Таким образом, используя значения групповых скоростей в таблице 1, можно сделать вывод, что на ВКФ этих сигналов будет наблюдаться разделение приходов, если расстояние R превышает 150...350 км для М1023, 1500...3500 км для М127 и 3000...7000 км для М63. Заметим, что оценка этого расстояния для конкретной пары мод определяется номерами i и j . Минимальные дистанции разделения для $R_{\min}(i, i - 1)$ для пар со-

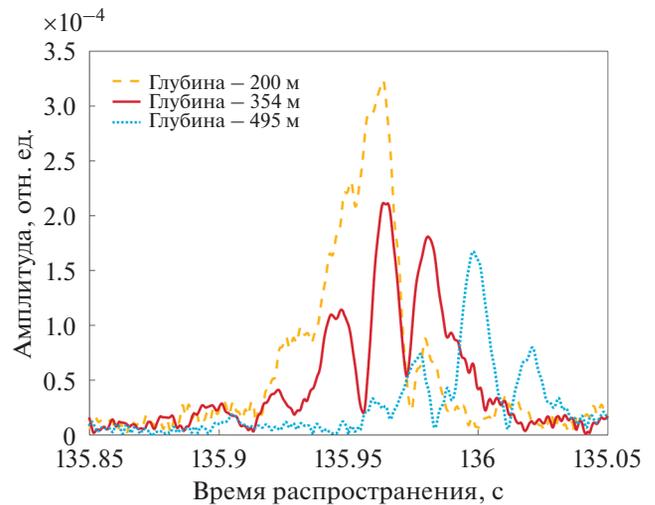


Рис. 4. Зависимость временной структуры ИХВ от глубины приема сигналов.

седних мод в случае сигнала М1023 также представлены в табл. 1. Заметим, что первые три моды формируют уплотненную группу приходов с существенно более низкой межмодовой и внутримодовой дисперсией, чем у прочих модальных компонент сигнала. Как показали сделанные нами расчеты, явление формирования уплотненной во времени группы приходов, связанных с модами малых номеров, весьма типично для глубоководных профилей скорости звука в Японском море. Практическим следствием этого эффекта является формирование наблюдаемого во многих экспериментах резкого максимума в ВКФ импульсного сигнала, принимаемого в малой окрестности оси ПЗК [7, 1] (см. рис. 3а). При удалении горизонта приема от оси высота этого максимума на графике ВКФ сперва уменьшается, а затем сравнивается с высотой максимумов, соответствующих модам высших номеров. Это происходит потому, что, удаляя горизонт приема от оси ПЗК, мы последовательно покидаем интервалы вертикальной локализации [7] мод низших номеров (напомним, что интервалом вертикальной локализации моды мы называем диапазон глубин между точками заворота соответствующего модового луча). Отметим также, что максимум ВКФ, соответствующий уплотненной группе приходов мод малых номеров, на больших расстояниях от источника также распадается на отдельные модальные компоненты (как следует из табл. 1, в нашем случае следует ожидать этого распада при удалении более чем на 350 км).

Таким образом, выполненные оценки хорошо объясняют структуру приходов для различных М-последовательностей на рис. 3б. Для сигнала М1023 на ВКФ разделяются практически все моды соседних номеров, для М127 можно наблю-

Таблица 1. Групповые скорости v_g первых девяти мод для частоты звука $F_0 = 400$ Гц, рассчитанные для волновода глубокого океана с профилем скорости звука, показанным на рис. 1, а также относительные задержки $\tau^{\text{отн}}$ модальных компонент импульсного сигнала относительно среднего времени прихода на расстоянии $R = 300$ км от точки излучения

Номер моды	1	2	3	4	5	6	7	8	9
v_g , м/с	1456.84	1456.87	1456.9	1456.98	1457.05	1457.11	1457.19	1457.26	1457.33
$\tau^{\text{отн}}$, мс	31	27	22	11	2	-7	-18	-28	-39
$R_{\min}(i, i-1)$, км	0	354	354	133	152	177	133	152	152

дать лишь слабо отделенные друг от друга группы мод, а в случае М63 разделения на рассматриваемой трассе не происходит вовсе ввиду значительной полуширины АКФ данного сигнала.

Заметим, что приведенные здесь оценки являются достаточно грубыми, так как не учитывают межмодовую дисперсию на мелководном участке трассы. Несмотря на его относительно небольшую длину, он играет весьма важную роль в разделении модальных компонент сигналов. При этом, в отличие от глубокого океана, где групповые скорости обычно растут с номером моды, на шельфе моды малых номеров, наоборот, распространяются быстрее. Таким образом, на самом деле порядок прихода отдельных модальных компонент сигнала может весьма нетривиальным образом перестраиваться в зависимости от соотношения длин мелководного и глубоководного участков. Этот факт подтверждается экспериментальными данными, приведенными в настоящей работе, а также, например, статьях [7, 9]. В частности, в [9], где рассматривается протяженная мелководная трасса, хорошо видно, что наибольшую интенсивность имеет первый приход, в то время как на чисто глубоководных трассах из [1] максимальную амплитуду имеет последний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В статье приведены результаты экспериментов и численных расчетов, полученные при решении конкретной задачи позиционирования макета ПО при выполнении миссии в Японском море на удалении 300 км от ИНС. Показано, что применение широкополосных сигналов М1023 с короткими символами максимально реализует преимущество корреляционного приема при концентрации акустической энергии вблизи оси ПЗК, что приводит к уменьшению потерь на расширение фронта волны при распространении сигналов данного типа. При этом обеспечивается затухание акустической энергии с расстоянием по закону, близкому к цилиндрическому. При смещении приемного элемента ПО по глубине от оси ПЗК оптимальным становится применение узкополосных сигналов с длинными символами, которое позволяет интегрировать акустическую энергию,

пришедшую в точку приема в более широком диапазоне углов и на большем временном интервале. Кроме этого, отмечается преимущество измерения времени прохождения сигналов, т.к. принимается один стабильный по времени приход акустической энергии.

В работе также выполнены оценки дистанций, на которых происходит разделение приходов (максимумов ВКФ) для различных модальных компонент сигнала при различных количествах периодов несущей частоты на один символ М-последовательности и обоснована возможность формирования наиболее выраженного максимума ВКФ, соответствующего уплотненной группе приходов для мод малых номеров. Компоненты сигнала, переносимые этими модами, испытывают при распространении в волноводе глубокого океана относительно слабую дисперсию. Уплотненная группа приходов исчезает при удалении точки приема от оси ПЗК на расстояния, определяемые интервалами вертикальной локализации мод малых номеров.

На основе приведенных в статье результатов может быть сделан практический вывод о необходимости комплексного применения различных по длительности символов навигационных сигналов при решении задач позиционирования ПО. Но для реализации в перспективных навигационных комплексах требуются дополнительные исследования с более широким набором характеристик излучаемых сигналов.

Данная работа выполнена в рамках тем гос. задания ТОИ ДВО РАН (регистрационные номера АААА-А17-117030110034-7 и АААА-А20-120031890011-8). Работа также поддержана грантами РФФИ № 18-05-00057_а и № 18-35-20081_мол_а_вед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikhalevsky P.N., Sperry B.J., Woolfe K.F., Dzieciuch M.A., Worcester P.F.* Deep ocean long range underwater navigation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. V. 147. P. 2365.
2. *Акуличев В.А., Матвиенко Ю.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А., Рылов Р.Н.* Пилотный акустический эксперимент по определению координат под-

- водного объекта в шельфовой зоне Японского моря // Докл. Акад. наук. 2010. Т. 433. № 3. С. 394–396.
3. Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А. Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 341–347.
 4. Акуличев В.А., Каменев С.И., Моргунов Ю.Н. Применение сложных акустических сигналов в системах связи и управления подводными объектами // Докл. Акад. наук. 2009. Т. 426. № 6. С. 821–823.
 5. Акуличев В.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Моргунов Ю.Н. Эксперимент по оценке влияния вертикального профиля скорости звука в точке излучения на шельфе на формирование импульсной характеристики в глубоком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 1. С. 51–52.
 6. Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Картавенко В.А. Телеметрический измерительный комплекс для акустико-гидрофизических исследований // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 1. С. 110–114.
 7. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С. Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 641–649.
 8. Akulich V.A., Bezotvetnykh V.V., Burenin A.V., Voytenko E.A., Kamenev S.I., Morgunov Y.N., Polovinka Y.A., Strobykin D.S. Remote acoustic sensing methods for studies in oceanology // Ocean Sci. J. 2006. V. 41. № 2. P. 105–111.
 9. Петров П.С., Голов А.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Козицкий С.Б., Сорокин М.А., Моргунов Ю.Н. Экспериментальное и теоретическое исследование времен прихода и эффективных скоростей при дальнем распространения импульсных акустических сигналов вдоль кромки шельфа в мелком море // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 1. С. 20–33.

УДК 534.2

ПРОБЛЕМЫ СНИЖЕНИЯ ШУМА АВИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ЭКРАНИРОВАНИЯ

© 2021 г. С. Л. Денисов^{а, *}, Н. Н. Остриков^{а, **}, В. Ю. Гранич^{а, ***}

^аЦентральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского
Научно-исследовательский московский комплекс (НИМК ЦАГИ),
ул. Радио 17, Москва, 105005 Россия

*e-mail: stl.denisov@gmail.com

**e-mail: nikolay.ostrikov@tsagi.ru

***e-mail: vladislav.ganich@tsagi.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 05.02.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Представлены результаты исследования адаптации Геометрической Теории Дифракции к задаче расчета дифракции звука, излучаемого из круглого цилиндрического канала на плоских полигональных экранах. Выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных по исследованию эффекта экранирования вращающихся звуковых мод в приложении к проблеме снижения на местности шума авиационной силовой установки. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: метод последовательностей максимальной длины, импульсный отклик, шум вентилятора, вращающиеся звуковые моды, дифракция звуковых волн, Геометрическая Теория Дифракции (ГТД), эффективность экранирования

DOI: 10.31857/S0320791921030023

ВВЕДЕНИЕ

Развитие самолетов следующего поколения во многом будет определяться возможностью выполнения новых экологических требований по снижению воздействия авиации на окружающую среду. Реализация данного принципа на практике потребует принципиально новых подходов к созданию гражданского самолета. Выбор параметров силовой установки, аэродинамической схемы нового самолета и его взлетно-посадочных характеристик должен производиться из условий обеспечения выполнения экологических требований, предъявляемых к самолетам данного типа.

В качестве одного из возможных средств, призванных уменьшить акустическое воздействие на окружающую среду, в последнее время активно исследуется реализация в компоновке самолета эффекта экранирования шума авиационной силовой установки планером самолета. Первые оценки, выполненные в 1970-ые годы 20 века, предсказали чрезвычайно высокую эффективность экранирования, что послужило началом изучения влияния различных компоновок самолетов на снижение шума на местности [1–3].

С началом 21 века при проектировании перспективных самолетов [4, 5] начались активные

исследования интегральной компоновки. Однако экспериментальные исследования, выполненные за последнее два десятилетие, показали, что предшествующие расчеты существенно завышали эффективность экранирования. Анализ причин завышения расчетных значений эффективности экранирования, по сравнению с экспериментально измеренными, показал, что при расчете рассеяния звука на планере были использованы упрощенные методы расчета дифракции звука [6], а также не принималось во внимание свойство некомпактности авиационных источников шума, таких как струя, вентилятор и винт. Эти факты продемонстрировали необходимость адаптации существующих методов теории дифракции к проблеме расчета шума некомпактных источников, а также разработки новых моделей авиационных источников шума, которые корректно описывают распределение амплитуды и фазы звукового поля в точках, где происходит рассеяние звука на различных элементах конструкции планера самолета.

В качестве примера работы, в которой рассматриваются новые модели авиационных некомпактных источников шума, можно привести работу [7], посвященную исследованию экранирования шума струи. В данной работе на основе

корреляционной модели шума турбулентной струи [8] и Геометрической Теории Дифракции (ГТД) [9, 10] выполнен анализ эффективности экранирования шума круглой струи, истекающей из одноконтурного сопла. Для рассмотренных в [7] положений экрана и скоростей истечения струи полученные результаты продемонстрировали хорошее соответствие расчетных и экспериментальных спектров шума струи для углов наблюдения от 60° до 90° . Однако для других углов наблюдения имело место расхождение между расчетными и экспериментальными зависимостями, обусловленное использованием корреляционной модели, которая не рассматривала явление рефракции звука на среднем течении струи.

Настоящая работа обобщает методы и подходы, рассмотренные в работах [7, 11], и представляет результаты расчетных и экспериментальных исследований экранирования плоским полигональным экраном вращающихся звуковых мод, излучаемых из круглого цилиндрического канала. Расчет экранирования вращающихся звуковых мод в данной работе проводится с помощью ГТД, интегральной теоремы Кирхгофа и точного решения задачи об излучении звука из бесконечного безфланцевого цилиндрического канала. В первом разделе будут представлены необходимые для дальнейшего понимания основные положения ГТД, а также результаты валидации ГТД к проблеме экранирования шума плоским полигональным экраном. Во втором разделе будет описана экспериментальная установка по исследованию экранирования вращающихся азимутальных мод, представлена адаптация ГТД к задаче расчета экранирования шума вращающихся азимутальных мод плоским полигональным экраном и проведено сравнение экспериментально измеренных и вычисленных диаграмм направленности для различных частот при наличии и отсутствии экрана.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ГТД

Причины выбора ГТД в качестве основного расчетного инструмента для исследования эффекта экранирования подробно рассматриваются в [9, 10, 12]. Здесь необходимо отметить, что основным достоинством ГТД является тот факт, что именно эта теория обеспечивает корректный расчет распределения амплитуды и фазы звуковой волны в ближнем поле [9, 10]. Более того, ГТД допускает непосредственное обобщение на случай плоских полигональных экранов, что было успешно экспериментально провалидировано в работах [13, 14].

Согласно основным положениям ГТД [15–17] полное звуковое поле P_T , излучаемое точечным монопольным источником, в произвольной точ-

ке наблюдения является суммой геометроакустического P_G и дифрагированного P_D звуковых полей:

$$P_T = P_G + P_D, \quad (1)$$

и зависит от частоты падающего звукового поля, положения источника, положения экрана и точки наблюдения. В общем случае геометроакустическое поле P_G , в зависимости от точки наблюдения, является суммой падающей и отраженной волн, а дифрагированное поле P_D зависит от комплексной амплитуды падающей волны в точке рассеяния и дифракционного коэффициента, который в рассматриваемом случае определяется из решения канонической задачи дифракции звука на акустически жесткой бесконечно тонкой полуплоскости [15].

Соотношение (1), с учетом явного вида выражений для геометроакустического поля и дифракционного коэффициента [15–17], является функцией Грина для задачи дифракции звука на акустически абсолютно жесткой бесконечной полуплоскости. Тогда пренебрегая вкладом высших порядков теории дифракции [13] и рассеянием звука на вершинах экрана [18] выражение (1) можно обобщить на случай полигональных экранов, что позволяет построить приближенную функцию Грина для задачи дифракции звука на экране рассматриваемой геометрии [14].

Экспериментальная валидация ГТД для задачи дифракции звука на прямоугольном экране с помощью метода последовательностей максимальной длины была выполнена в работе [13], а в работе [14] также с помощью метода последовательностей максимальной длины была проведена валидация ГТД на случай трехмерной (3D) модели планера самолета интегральной компоновки и имитирующего ее плоского полигонального экрана.

Детальный анализ расчетных и экспериментальных данных, выполненный в работе [14], выявил хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для рассмотренных положений микрофона относительно экранирующей поверхности в различных точках наблюдения: в освещенной зоне, в зоне геометрической тени, а также в зоне полутени. Полученные в [13, 14] результаты подтвердили выводы о корректности использования ГТД для расчета эффективности экранирования авиационных некомпактных источников шума при дифракции звука на плоских полигональных экранах.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЗВУКОВЫХ МОД

Рассмотрим экранирование вращающихся звуковых мод, излучаемых из круглого цилиндрического канала. Данная задача актуальна при исследовании экранирования шума вентилятора,

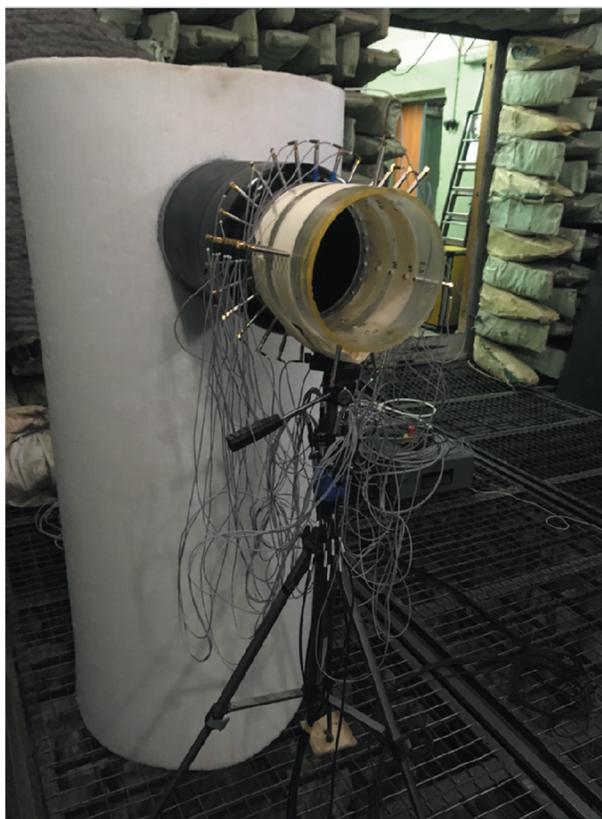
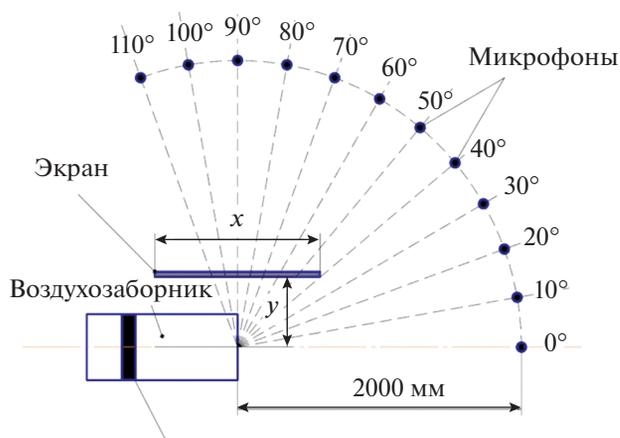


Рис. 1. Стенд для настройки системы генерации вращающихся мод с установленной 48 микрофонной решеткой.

излучаемого из канала воздухозаборника авиадвигателя. При анализе излучения звука из канала воздухозаборника важно, что звуковое поле в канале описывается в терминах суперпозиции отдельных звуковых мод, каждая из которых характеризуется азимутальным (m) и радиальным (n) числами и на каждой частоте обладает индивидуальным осевым волновым числом. При отсутствии импедансных облицовок стенок канала число звуковых мод, распространяющихся без затухания в реальных каналах воздухозаборников современных авиадвигателей, исчисляется несколькими сотнями, причем вентилятор двигателя генерирует на гармониках роторных частот всю совокупность распространяющихся мод. При этом каждая из распространяющихся звуковых мод обладает индивидуальной диаграммой направленности при излучении из канала. Указанные обстоятельства существенно осложняют описание эффекта экранирования звука, излучаемого из воздухозаборника двигателя.

Экспериментальные исследования экранирования отдельных вращающихся звуковых мод проводились в акустической камере АК-2 с применением маломасштабной модели воздухозаборника [19], представлявшей собой круглый цилин-



Секция с 12 динамиками

Рис. 2. Схема стенда для измерения эффекта экранирования азимутальных мод, излучаемых из круглого безфланцевого канала.

дрический канал с расположенными в стенках 12 динамиками, которые с помощью специальной настройки позволяли генерировать отдельную звуковую моду, которая и излучалась из канала.

Экспериментальное исследование проходило в два этапа: на первом этапе с помощью 48-ми микрофонной решетки (рис. 1) производилась настройка динамиков на генерацию отдельной звуковой моды, а на втором этапе устанавливалась прямоугольная экранирующая пластина и выполнялось исследование экранирования сгенерированных звуковых мод при различных положениях экрана (рис. 2). В качестве экрана использовалась выполненная из композитного материала прямоугольная пластина размером $1500 \times 1000 \times 12$ мм. Смещение экрана вдоль оси x канала измерялось в долях длины экрана ($L = 1000$ мм) и проводилось относительно задней кромки экрана, а смещение в перпендикулярном направлении y измерялось в диаметрах канала воздухозаборника ($D = 300$ мм).

Настройка [19] генерации звукового поля в канале позволяла сгенерировать одну азимутальную моду с фиксированным азимутальным числом, являющуюся суперпозицией звуковых мод с различными радиальными числами, амплитуда которой превосходит амплитуду других азимутальных мод на 15–25 дБ. Например, на частотах 4248 и 4800 Гц это реализовывалось для азимутальных чисел $0 \leq m \leq 6$. При этом для азимутальных чисел $4 \leq m \leq 6$ распространяются моды только с одним радиальным числом $n = 0$, и поэтому в данных случаях в канале реализовывался одномерный режим распространения звука.

Рассмотрим далее расчет излучения отдельной звуковой моды из канала воздухозаборника при наличии и отсутствии экрана. Точное решение

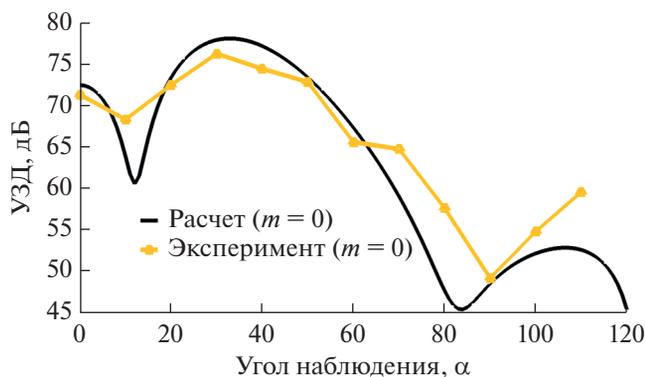


Рис. 3. Сравнение диаграмм направленности для поршневой моды ($n = 0, m = 0$) на частоте 4248 Гц при отсутствии экрана.

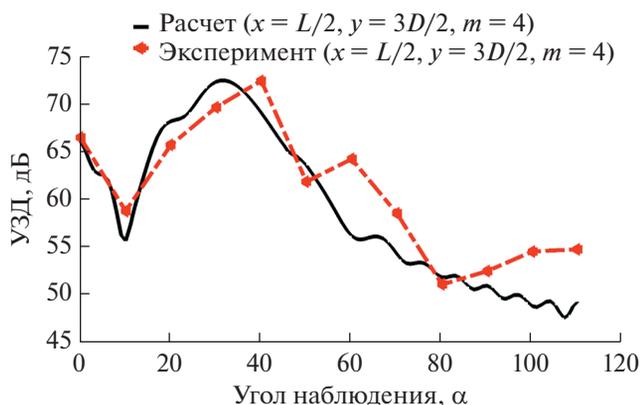


Рис. 4. Сравнение диаграмм направленности для звуковой моды ($n = 0, m = 4$) на частоте 4800 Гц с установленным экраном.

задачи излучения из круглого цилиндрического безфланцевого канала для различных азимутальных мод было получено Вайнштейном [20]. Однако, поскольку воздухозаборник рассматривается как некомпактный источник, то использование при расчетах асимптотики дальнего поля для решения Вайнштейна неприемлемо. Поэтому для расчета эффективности экранирования излучаемых из цилиндрического канала звуковых мод использовалась интегральная теорема Кирхгофа [21] в виде:

$$P(\mathbf{r}_o, \omega) = \int_S \left(G(\mathbf{r}_o, \mathbf{x}_s, \omega) \frac{\partial P_{nm}(\mathbf{x}_s, \omega)}{\partial \mathbf{n}} - P_{nm}(\mathbf{x}_s, \omega) \frac{\partial G(\mathbf{r}_o, \mathbf{x}_s, \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) d\mathbf{x}_s, \quad (2)$$

где S – поверхность Кирхгофа, \mathbf{r}_o – радиус-вектор точки наблюдения, \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности Кирхгофа, $G(\mathbf{r}_o, \mathbf{x}_s, \omega)$ и $\frac{\partial G(\mathbf{r}_o, \mathbf{x}_s, \omega)}{\partial \mathbf{n}}$ – функция Грина и ее производная по нормали к по-

верхности Кирхгофа для рассматриваемой краевой задачи соответственно, $P_{nm}(\mathbf{x}_s, \omega)$ и $\frac{\partial P_{nm}(\mathbf{x}_s, \omega)}{\partial \mathbf{n}}$ – значения звукового давления и его первой производной по нормали на поверхности Кирхгофа для звуковой моды с номерами m и n .

В данном случае в качестве функции Грина $G(\mathbf{r}_o, \mathbf{x}_s, \omega)$ использовалось полученное в рамках ГТД выражение (1) и его первая производная по координатам точки источника, а значения давления и его первой производной на поверхности Кирхгофа вычислялись на основе точного решения [20]. В качестве поверхности Кирхгофа использовалась цилиндрическая поверхность, полностью охватывающая исследуемый канал. Такой подход позволил получить корректное распределение амплитуды и фазы звукового поля в непосредственной близости от экрана, что является необходимым условием при расчете эффективности экранирования.

Итак, используя выражения (1) и (2) для исследованных в экспериментах частот, звуковых мод и положений экрана был проведен сравнительный анализ распределения звука в дальнем поле. На рис. 3 представлено сравнение вычисленной и экспериментально измеренной диаграмм направленности излучения поршневой моды ($m = 0, n = 0$) на частоте 4248 Гц при отсутствии экрана. Видно, что в данном случае для углов наблюдения менее 90° имеет место хорошее качественное и количественное совпадение между расчетной кривой и экспериментальными точками. Для углов наблюдения свыше 90° имеет место расхождение между зависимостями, достигающее 7 дБ для угла наблюдения 110° .

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными при наличии экрана, установленного в положении ($x = L/2, y = 3D/2$), представлено на рис. 4, где изображены зависимости для звуковой моды ($m = 4, n = 0$), излучаемой на частоте 4800 Гц. В данном случае для углов наблюдения менее 50° имеет место хорошее качественное совпадение между расчетными и экспериментальными зависимостями. Однако при увеличении угла наблюдения отчетливо видны различия между зависимостями, достигающие 8.5 и 5.5 дБ для углов наблюдения 50° и 110° градусов соответственно.

Детальный сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных показал, что наиболее близкие значения для всех рассмотренных азимутальных мод наблюдаются в случае отсутствия экрана, а также при минимальном расстоянии от кромки воздухозаборника до кромки экрана. При увеличении расстояния от кромки воздухозаборника до передней кромки экрана хорошее качественное и количественное совпадение между расчетными и экспериментальными кривыми

наблюдалось преимущественно в передней полусфере (диапазон углов от 0° до 50° градусов). В задней полусфере, где амплитуда звукового поля мала, различие между кривыми достигало 6–14 дБ в зависимости от номера звуковой моды и положения экрана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты расчетных и экспериментальных исследований дифракции звука, излучаемого из круглого цилиндрического канала в приложении к задаче экранирования шума авиационных силовых установок. Результаты, полученные в данной работе, будут развиваться в дальнейшем с целью последующего использования для разработки методов расчета снижения шума на местности для самолетов, реализующих эффект экранирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-БРИКС (№ 19-51-80002). Авторы выражают благодарность участникам консорциума проекта “IENA” Julio Cordioli и Chen Bao за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Von Glahn U., Goodykoontz J., Wagner J.* Nozzle Geometry and Forward Velocity Effects on Noise for CTOL Engine-Over-The-Wing Concept // NASA TM-X-71453, Oct. 1973.
2. *Von Glahn U., Groesbeck D., Reshotko M.* Geometry Considerations for Jet Noise Shielding with CTOL Engine-Over-The-Wing Concept // AIAA Paper 1974–568.
3. *Von Glahn U., Groesbeck D., Wagner J.* Wing Shielding of High-Velocity Jet and Shock – Associated Noise with Cold and Hot Flow Jets // AIAA Paper 1976–547.
4. *Liebeck R.H.* Design of the Blended Wing Body Subsonic Transport // J. Aircraft. 2004. V. 41. № 1.
5. *Burley C.L., Brooks T.F., Hutcheson F.V., Doty M.J., Lopes L.V., Nickol C.L., Vicroy D.D., Pope D.S.* Noise scaling and community noise metrics for the hybrid wingbody aircraft // AIAA Paper 2014–2626.
6. *Broadbent E.G.* Noise Shielding for Aircraft // Prog. Aerospace Science. 1977. V. 17. P. 231–268.
7. *Денисов С.Л., Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Фараносов Г.А., Чернышев С.А.* Использование корреляционной модели случайных квадрупольных источников для расчета эффективности экранирования шума турбулентной струи на основе геометрической теории дифракции // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 540–555.
8. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Новая корреляционная модель каскада турбулентных пульсаций как источник шума в струях // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 482–497.
9. *Ostrikov N.N., Denisov S.L.* Airframe Shielding of Noncompact Aviation Noise Sources: Theory and Experiment // AIAA Paper 2015–2691.
10. *Ostrikov N.N., Denisov S.L.* Mean Flow Effect On Shielding Of Noncompact Aviation Noise Sources // 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 30 May–1 June, 2016. AIAA Paper 2016–3014.
11. *Денисов С.Л., Остриков Н.Н.* Особенности снижения шума с авиационных силовых установок с помощью эффекта экранирования // Труды III-й Всероссийской Акустической конференции, г. Санкт-Петербург, 21–24 сентября, 2020. СПб.: Политех-Пресс, 2020. С. 585–588.
12. *Bychkov O.P., Faranosov G.A., Denisov S.L., Ostrikov N.N.* Theoretical modeling of the excess noise due to jet-wing interaction // AIAA Paper 2016-2932. 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2016.
13. *Денисов С.Л., Корольков А.И.* Исследование экранирования шума с помощью метода последовательностей максимальной длины в приложении к задачам авиационной акустики // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 1–17.
14. *Денисов С.Л., Остриков Н.Н., Панкратов И.В.* Исследование возможности замены планера самолета интегральной компоновки на плоский полигональный экран для оценки эффективности экранирования шума двигателей на основе геометрической теории дифракции // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 620–631.
15. *Keller J.B.* Geometrical Theory of Diffraction // J. Opt. Soc. Am. 1962. V. 52. № 2. P. 116–130.
16. *Kouyoumjian R.G., Pathak P.H.* A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface // Proceedings of the IEEE. 1974. V. 62. № 11.
17. *Боровиков В.А., Кинбер В.Е.* Геометрическая Теория Дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с.
18. *Babich V.M., Dementev D.B., Samokish B.A., Smyshlyaev V.P.* On evaluation of the diffraction coefficients for arbitrary “nonsingular” directions of a smooth convex cone // SIAMJ. Appl. Math. 2000. V. 60. P. 536–573.
19. *Копьев В.Ф., Остриков Н.Н., Яковец М.А., Ипатов М.С., Кругляева А.Е., Сидоров С.Ю.* Излучение звука из открытого конца канала, моделирующего воздухозаборник авиадвигателя в статический условиях и в потоке // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 1. С. 59–73.
20. *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции и метод факторизации. М.: Советское радио, 1966. 432 с.
21. *Шендеров Е.Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭКОЛОГИЯ.
ШУМЫ И ВИБРАЦИИ

УДК 534.83,628.517.2

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ЗВУКА
НА ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩЕМ ЭКРАНЕ

© 2021 г. А. И. Комкин^а, *, Г. М. Назаров^а

^аФедеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)”,
ул. 2-ая Бауманская 5, стр. 1, Москва, 105005 Россия

*e-mail: akomkin@mail.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 03.02.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Приводятся результаты компьютерного моделирования поглотительной способности полубесконечного акустического экрана в зависимости от угла падения на него плоской звуковой волны. Определена акустическая эффективность экрана в зависимости от частоты и угла падения звука. Проанализировано влияние на акустическую эффективность экрана размеров звукопоглощающего слоя. Показано, что существует оптимальное заполнение площади экрана поглощающей облицовкой, при котором поглотительная способность экрана будет максимальна. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: акустический экран, конечно-элементная модель, поглощающая облицовка

DOI: 10.31857/S0320791921030072

ВВЕДЕНИЕ

Акустические экраны находят все большее применение для защиты от шума. В связи с этим в течение многих лет эффективность акустических экранов была и остается предметом теоретических и экспериментальных исследований. Первый шаг в моделировании экрана с целью практической оценки его акустической эффективности был осуществлен Маекавой [1] в терминах числа Френеля для тонкостенного полубесконечного экрана. За этим последовал целый ряд работ [2–6], которые уточняли предложенные Маекавой расчетные формулы.

Вместе с тем разрабатывались более сложные модели экранов, в которых учитывалась толщина экрана, его конечная длина, наличие подстилающей поверхности. Эти модели использовали в основном аналитические решения дифракционной задачи на полуплоскости с идеальными граничными условиями. Обзоры такого рода моделей для расчета экранов приведены в [7, 8].

Наряду с этими задачами предметом повышенного интереса является вопрос целесообразности применения на стенках экрана звукопоглощающих материалов с целью повышения его эффективности. До настоящего времени нет однозначного ответа на этот вопрос, так как получа-

емые разными авторами результаты часто противоречат друг другу. Остановимся на этой проблеме более подробно.

Интенсивные исследования звукопоглощающих экранов начались в 70-х годах прошлого века. Джонассон [9] рассчитал вносимые потери, обеспечиваемые поглощающей поверхностью экрана и дорожным покрытием, на котором он установлен. При рассмотрении потерь от дорожного покрытия он использовал подход, предложенный Ингардом [10]. В результате делается вывод, что вообще не имеет большого значения, является ли тонкий экран звукопоглощающим или нет. Хотя такой вывод не следует с очевидностью из этой работы. В 1974 г. Батлер [11] провел расчеты дифракции на полуплоскости с граничными условиями, соответствующими твердой, мягкой и поглощающей поверхностям, которые показали, что поглощающая поверхность дает некоторый эффект при больших углах дифракции. Кроме того, им было высказано предположение, что улучшенное затухание для поглощающего экрана может быть получено просто путем обработки области вблизи кромки звукопоглощающим материалом. Это предположение подтверждено экспериментами в безэховых условиях, которые показали, что абсорбирующая обработка поверхности экра-

на необходима только на расстоянии порядка одной длины волны от его верхней кромки со стороны источника, что приводит к повышению эффективности экрана до 5 дБ (по сравнению с теоретическим максимумом 6 дБ).

Аналогичные результаты получены Роулинсом [12], который расчетами показал, что полоса звукопоглощающего материала шириной в одну длину волны на верхнем краю экрана приводит к тому же самому дифрагированному полю, которое создается полностью закрытым барьером. К сожалению, Роулинс не рассмотрел эффект размещения этой поглощающей полосы только на стороне источника или на стороне приемника или на обеих сторонах барьера. Фудзивара с соавторами представили [13] теоретическое исследование эффективности полубесконечного звукопоглощающего экрана, которое показало, что звукопоглощающая облицовка поверхности экрана, обращенной к источнику, может существенно увеличить эффективность экрана. В работе не исследовалась облицовка обратной стороны экрана, поскольку по утверждению авторов экспериментально установлено, что это лишь незначительно влияет на эффективность экрана. Несколько позднее, Исэи [14] также определил эффективность звукопоглощающего экрана, но уже установленного на земле с конечным импедансом. При этом, в отличие от Фудзивары, полученные им теоретические и экспериментальные результаты показали, что поглощающие свойства барьера существенно не изменяют его эффективность.

Важным этапом в исследовании звукопоглощающих экранов явилось появление в 1989 г. статьи Есперанса с соавторами [15], где рассмотрен расчет звукопоглощающего экрана, размещенного на земле. Используемый метод сочетал классическую теорию распространения звука над землей с приближенным решением задачи дифракции над поглощающим клином. Результаты расчета показали, что при значительных углах дифракции облицовка поверхности экрана звукопоглощающим материалом может существенно повысить его эффективность. При этом поглощающий слой должен располагаться на поверхности экрана, соответствующей наибольшему углу дифракции. Также установлено, что при покрытии обеих сторон барьера увеличение вносимых потерь за счет поглощающего материала будет вдвое больше по сравнению с односторонним покрытием. Позднее аналогичные результаты при моделировании поглощающих экранов были получены в [8].

Вместе с тем результаты расчетов Хайека [16] были не столь однозначны и позволили предположить, что поглощение грунта, а не барьера, по видимому, является наиболее доминирующим фактором в формировании акустических харак-

теристик экрана. И все-таки, как показывает практика [17], поглощающие экраны обладают потенциалом для повышения эффективности их эффективности на величину порядка 2 дБ.

Вследствие неоднозначности получаемых результатов весьма актуальной представляется задача совершенствования методов оценки эффективности звукопоглощающих экранов. В последнее время при решении акустических задач все большее применение находят численные методы расчета [18–21]. В данной работе с помощью конечно-элементного моделирования исследуются особенности дифракции звука на экране со звукопоглощающей облицовкой.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ЭКРАНА

В программной среде COMSOL Multiphysics строилась двумерная конечно-элементная модель полубесконечного звукопоглощающего экрана. Область построения ограничивалась окружностью диаметром 70 м с центром в начале системы координат. Граничные условия на этой окружности соответствовали согласованной (безэховой) нагрузке. Источник звука S располагался в начале системы координат и в соответствии с двумерностью данной модели являлся линейным. Рассматривалось симметричное расположение источника шума S и расчетной точки P относительно экрана, которое определялось углом α (рис. 1а). При этом при расчетах эффективная высота полубесконечного экрана h_e была постоянной, $h_e = 6$ м, а угол α регулировался изменением расстояния от точек S и P до экрана. В качестве базового принимался экран с абсолютно жесткими стенками толщиной 0.2 м. С ним сравнивались характеристики экранов с различными вариантами звукопоглощающих покрытий. Толщина звукопоглощающего слоя составляла 0.1 м, но общая толщина экрана при размещении на нем такого слоя оставалась неизменной (рис. 1б). Акустические характеристики волокнистого звукопоглощающего материала (ЗПМ) описывались эмпирическими формулами Делани-Базли, в которой основным параметром, помимо частоты звука, является удельное сопротивление продуванию r , определяемой формулой [22]

$$r = 1.2 \times 10^{-5} \frac{\mu \rho_m^2}{d_f^2 \rho_0^2}, \quad (1)$$

где μ – коэффициент динамической вязкости, $\mu = 1.81 \times 10^{-5}$ Па с; d_f – диаметр волокна ЗПМ, м; ρ_m – объемная плотность ЗПМ, кг/м³; ρ_0 – плотность воздуха, $\rho_0 = 1.2$ кг/м³. Для ЗПМ на основе стекловолокна с объемной плотностью 100 кг/м³ и диаметром волокна 10^{-5} м из (1) находим $r = 1.51 \times 10^4$ Н с/м.

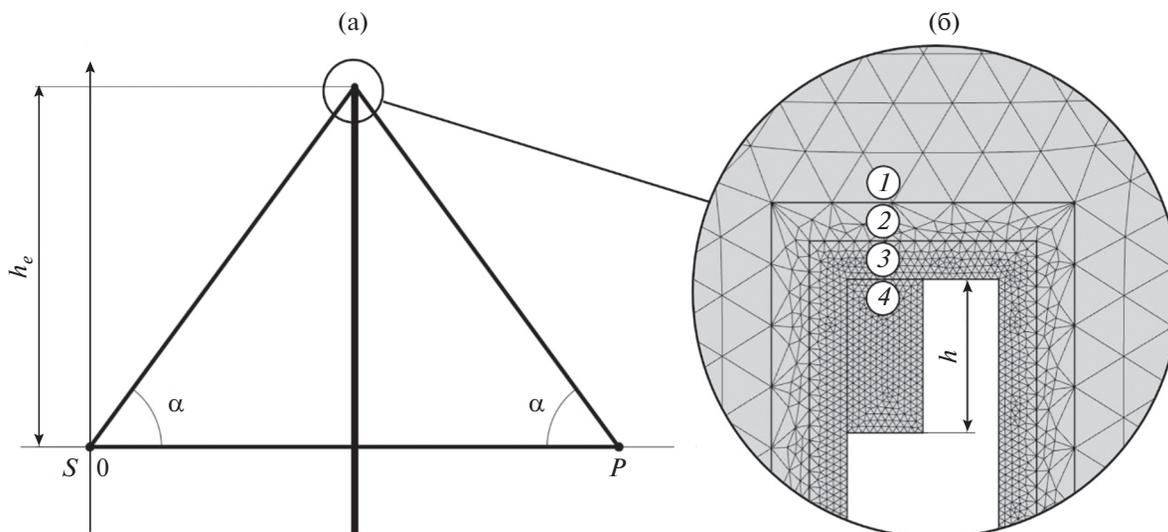


Рис. 1. Конечно-элементная модель экрана: (а) – расчетная схема; (б) – разбиение на конечные элементы.

Важный этап конечно-элементного моделирования – построение сетки. При этом максимальный размер конечного элемента Δ следует выбирать так, чтобы на исследуемой длине волны укладывалось не менее четырех элементов такого размера. В данной работе исследования ограничивались звуком с частотой 800 Гц (длиной волны 0.43 м), из чего следует, что необходимая величина максимального размера конечного элемента $\Delta = 0.11$ м. При моделировании использовалось неравномерное разбиение, более подробное в окрестности экрана. При этом все моделируемое пространство было разделено на четыре области, каждой из которых соответствовало свое значение Δ . Для областей с 1 по 4 (рис. 1б) Δ принимал соответственно следующие значения: 0.11, 0.08, 0.02, 0.01 м.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При моделировании рассматривалась эффективность размещения слоя ЗПМ на поверхности полубесконечного экрана. Эта эффективность исследовалась в зависимости от длины слоя h , отсчитываемой от верхней кромки экрана, и определялась вносимыми потерями:

$$IL = L_1 - L_2, \quad (2)$$

где L_1 , L_2 – уровни звукового давления в расчетной точке для экранов соответственно без ЗПМ и с ЗПМ.

На первом этапе моделирования рассматривался экран, у которого поверхность, обращенная к источнику, полностью покрыта слоем ЗПМ. Вносимые потери на частоте 400 Гц в зависимости от угла α принимают значения, указанные в табл. 1.

Как следует из представленных данных, при углах $\alpha < 20^\circ$ вносимые потери IL незначительны, менее 1 дБ. Однако с увеличением α происходит интенсивный рост потерь, так что при больших α они становятся больше 10 дБ. Кроме того, как показывают расчеты, эти вносимые потери слабо зависят от частоты звука. Так, при увеличении частоты в два раза, до 800 Гц, изменения вносимых потерь IL незначительны, менее 1 дБ.

На втором этапе моделирования исследовалось влияние длины звукопоглощающего слоя h , размещенного на стороне экрана, обращенной к источнику шума, на вносимые потери. При этом длина поглощающего слоя отсчитывалась от верхней кромки экрана. Представленные на рис. 2 графики показывают, что эффективность размещения слоя ЗПМ на экране сложным образом зависит как от длины слоя, так и от угла α . Вначале с ростом длины этого слоя вносимые потери передаются плавное возрастание, а затем достижения некоторого максимального значения начинают снижаться, выходя на постоянный уровень. При этом разница между максимальным и установившимся значениями эффективности составляет 1–2 дБ. Заметим также, что длина слоя ЗПМ, который соответствует максимальному значению вносимых потерь IL_{\max} , зависит от угла α и от частоты звука (длины волны). Для угла $\alpha = 80^\circ$ и частоты 800 Гц эта длина составляет 3.2 м, а для ча-

Таблица 1. Вносимые потери на частоте 400 Гц в зависимости от угла α для экрана с полностью покрытой ЗПМ поверхностью, обращенной к источнику

α , град.	20	40	60	70	80
IL , дБ	0.5	1.5	3.5	5.7	10.3

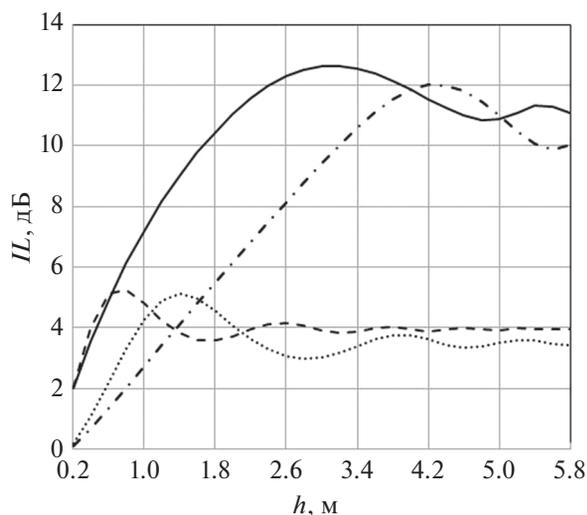


Рис. 2. Зависимость вносимых потерь от длины слоя ЗПМ для различных углов α и частоты f : (—) — $\alpha = 80^\circ, f = 800$ Гц; (---) — $\alpha = 80^\circ, f = 400$ Гц; (-·-) — $\alpha = 60^\circ, f = 800$ Гц; (····) — $\alpha = 60^\circ, f = 400$ Гц.

стоты 400 Гц — 4.3 м. Установившееся значение эффективности для частоты 800 Гц лишь незначительно выше (порядка 0.5 дБ), чем для частоты 400 Гц. Для угла $\alpha = 60^\circ$ установившиеся значения эффективности при этом также заметно снижаются, общий характер изменения кривых такой же, что и для угла 80° . Основное отличие состоит в том, что здесь длина слоя ЗПМ, соответствующая IL_{\max} , уменьшается более чем в три раза. Кроме того, при данном α переход по частоте с 800 на 400 Гц смещает положение IL_{\max} также практически в два раза, от 0.75 к 1.4 м. При дальнейшем уменьшении α длина слоя ЗПМ, соответствующая IL_{\max} , по величине приближается к соответствующей длине волны, но все-таки продолжает превышать ее. Очевидно, положение IL_{\max} определяет оптимальную длину слоя ЗПМ. Таким образом, как показывают расчеты, оптимальная длина слоя ЗПМ всегда больше длины звуковой волны, а не равна ей, как отмечается в [12].

На рис. 3 показаны зависимости вносимых потерь IL от длины слоя ЗПМ, когда этот слой располагается со стороны источника, со стороны приемника и с обеих сторон экрана. Эти зависимости показывают, что для симметричного расположения источника и приемника относительно экрана вносимые потери не зависят от того, с какой стороны экрана размещен ЗПМ, а размещение ЗПМ на обеих сторонах экрана увеличивает вносимые потери вдвое, что согласуется с результатами аналитических расчетов, упомянутых в приведенном выше обзоре.

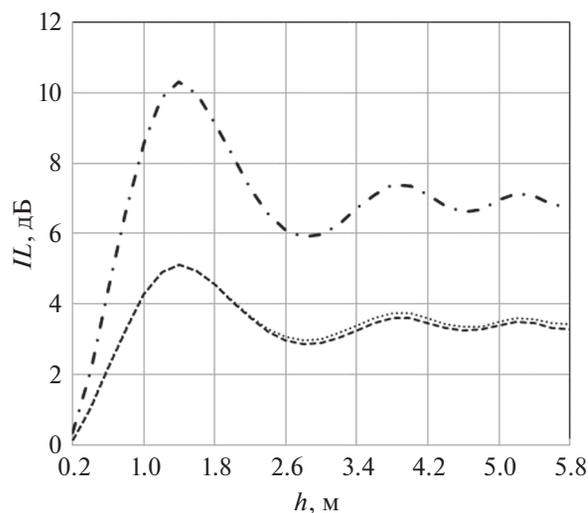


Рис. 3. Зависимость вносимых потерь от длины слоя ЗПМ на разных сторонах экрана: (---) — на стороне источника; (····) — на стороне приемника; (-·-) — с обеих сторон.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечно-элементное моделирование полубесконечного экрана в программной среде Comsol Multiphysics показало, что звукопоглощающая облицовка экрана может существенно увеличивать его акустическую эффективность при углах $\alpha > 20^\circ$. При этом существует некоторая оптимальная длина облицовки, при которой вносимые потери максимальны. Оптимальная длина слоя ЗПМ возрастает как с увеличением α , так и с увеличением длины звуковой волны. Также расчеты показали, что целесообразно размещение ЗПМ с двух сторон экрана, но только в верхней его части, примыкающей к верхней кромке экрана. Следует продолжить данное направление исследований с целью прояснения физической стороны явления дифракции звука на поглощающем экране.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maekawa Z. Noise reduction by screens // Appl. Acoust. 1968. V. 1. P. 157–173.
2. Kurze U.J., Anderson G.S. Sound attenuation by barriers // Appl. Acoust. 1971. V. 4. P. 35–53.
3. Tatge R.B. Barrier-wall attenuation with a finite sized source // J. Acoust. Soc. Am. 1973. V. 53. P. 1317–1319.
4. Kawai T., Fujimoto K., Itow T. Noise propagation around a thin half-plane // Acta Acust. 1977. V. 38. P. 313–323.
5. Yamamoto K., Takagi K. Expressions of Maekawa's chart for computation // Appl. Acoust. 1992. V. 37. P. 75–82.

6. *Menounou P.* A correction to Maekawa's curve for the insertion loss behind barriers // *J. Acoust. Soc. Am.* 2001. V. 110. P. 1828–1838.
7. *Kurze U.J.* Noise reduction by barriers // *J. Acoust. Soc. Am.* 1974. V. 55. P. 504–514.
8. *Li K.M., Wong H.Y.* A review of commonly used analytical and empirical formulae for predicting sound diffracted by a thin screen // *Appl. Acoust.* 2005. V. 66. P. 45–76.
9. *Jonasson H.G.* Sound reduction by barriers on the ground // *J. Sound Vib.* 1972. V. 22. P. 113–126.
10. *Ingard U.* On the reflection of a spherical sound wave from an infinite plane // *J. Acoust. Soc. Am.* 1951. V. 23. P. 329–335.
11. *Butler G. F.* A note on improving the attenuation given by a noise barrier // *J. Sound Vib.* 1974. V. 32. P. 367–369.
12. *Rawlins A. D.* Diffraction of sound by a rigid screen with an absorbent edge // *J. Sound Vib.* 1976. V. 47. P. 523–541.
13. *Fujiwara K.* Noise control by barriers // *Appl. Acoust.* 1977. V. 10. P. 147–159.
14. *Isei T.* Absorptive noise barrier on finite impedance ground // *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*. 1980. V. 1. P. 3–9.
15. *L'Esperance A., Nicolas J., Daigle G.A.* Insertion loss of absorbent barriers on ground // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. V. 86. P. 1060–1064.
<https://doi.org/10.1121/1.398097>
16. *Hayek S.I.* Mathematical modeling of absorbent highway noise barriers // *Appl. Acoust.* 1990. V. 31. P. 77–100.
17. *Cohn L.F., Harris R.A., Rolfer R.L., et al.* Special Noise Barrier Applications // *Transp. Resear. Rec.* 1416. 1993. P. 69–74.
18. *Yang C., Pan J., Cheng L.* A mechanism study of sound wave-trapping barriers // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. P. 1960–1969.
19. *Li H.* Streamline computation study on rotation aerodynamic noise prediction of cross-flow fan // *Acoust. Phys.* 2019. V. 65. P. 418–431.
20. *Муравейко А.С.* Расчетное исследование газодинамических и аэроакустических характеристик вентилятора // *Акуст. журн.* 2020. Т. 65. С. 446–452.
21. *Kulkina V., Komkin A.* Study of acoustic characteristics of noise barriers // *MATEC Web of Conf. ASO-2020.* V. 320. № 00030.
22. *Komkin A.I., Lvov V.A., Nesterov N.S.* Measurement of blowout resistance of fibrous sound-proof materials // *Measur. Techn.* 2017. V. 57. P. 736–741.

АКУСТИКА ПОМЕЩЕНИЙ.
МУЗЫКАЛЬНАЯ АКУСТИКА

УДК 534.84

АКУСТИКА МЕЧЕТИ КЕТШАВА В АЛЖИРЕ

© 2021 г. В. М. Алешкин^{a, *}, А. Bouttout^{c, **}, А. О. Субботкин^{a, b, ***},
М. L. Benferhat^{d, ****}, М. Amara^{c, *****}

^aНаучно-исследовательский институт строительной физики Российской академии архитектуры
и строительных наук (НИИСФ РААСН),
Локомотивный пр. 21, Москва, 127238 Россия

^bИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

^cАлжирский центр строительных исследований (CNERIB), Cité Nouvelle El Mokrani – Souidania,
W133, Souidania 16097, Алжир, Алжирская Народная Демократическая Республика

^dУниверситет Мохамеда Хидера (UMT),
BP 145 RP Biskra 07000, Бискра, Алжирская Народная Демократическая Республика

*e-mail: wsjk@mail.ru

**e-mail: bouttout@gmail.com

***e-mail: subov-an@yandex.ru

****e-mail: benferhat.m.ladaoui@gmail.com

*****e-mail: mamara1@yahoo.com

Поступила в редакцию 27.10.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Представлены результаты акустического обследования крупной соборной мечети Кетшава (Ketchaoua), расположенной в г. Алжир (Алжирская Народная Демократическая Республика), а также обзор на ее примере основных проблем акустики молельных залов культовых сооружений, таких как храмы и мечети. Мечеть построена в XVII веке и является одной из основных достопримечательностей столицы Алжира. Измерения в молельном зале мечети проведены согласно международной методике ISO 3382. Приводятся данные по времени реверберации, разборчивости речи и другим критериям акустического качества. Анализ полученных результатов и субъективная оценка акустики мечети показывают, что разборчивость речи в молельном зале недостаточна. Измеренные акустические критерии сопоставляются с оптимальными значениями и результатами обследования некоторых других мечетей. Формулируются возможные пути решения улучшения качества звучания архитектурно-акустическими методами.

Ключевые слова: архитектурная акустика, акустика мечетей, акустические измерения

DOI: 10.31857/S0320791921030011

ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько десятков лет в России значительно увеличилось количество вновь построенных или реконструируемых храмовых сооружений различных конфессий, как относительно небольших, так и крупных соборных комплексов, представляющих значительную культурную, религиозную и архитектурную ценность. К таким сооружениям, в частности, относятся крупные православные храмы и соборные мечети.

Акустика православных и христианских храмов достаточно давно является предметом научных исследований и публикаций [1–10]. В частности, для православных храмов были определены объемные оптимальные времена реверберации, получены данные по звукопоглощению стоящих на полу людей при различном распределении их

количества по площади пола, разработаны методики расчета низкочастотных резонаторов (голосников) [5, 6]. На основании системного анализа результатов натуральных измерений и теоретических исследований акустики подобных сооружений в РФ был разработан раздел свода правил (СП 31-103-99 “Здания, сооружения и комплексы православных храмов”), регламентирующий подход к акустическому проектированию молельных залов православных храмов. Акустика христианских (католических и лютеранских) храмов часто является предметом исследований в связи с традиционным размещением в них органов и проведением в них концертов [10, 11].

Проблемы акустики молельных залов мечетей до недавнего времени не рассматривались российскими акустикомы столь же пристально. Акустические измерения проводились только в неболь-

шом количестве мечетей России и СНГ [12–14], исследовались звукопоглощающие характеристики людей в молитвенных позах тела на ковре [15]. Результаты существующих исследований по этой теме были систематизированы и на их основе сформированы основные положения проблематики акустики мечетей [16–18]. В отечественной литературе и периодике наблюдается явный дефицит практических и теоретических исследований акустики молельных залов, справочных данных о результатах натурных измерений.

В то же время в арабском мире акустике мечетей традиционно уделяется большее внимание [19–42]. Было проведено комплексное акустическое обследование около 30 мечетей в Иордании [19] и 21 мечети в Саудовской Аравии [22]. Значительное количество исследований посвящено акустике мечетей с небольшими значениями внутреннего воздушного объема (в пределах 10000 м³), как наиболее распространенных [23, 26, 31, 35, 36]. Важную роль в изучении акустики мечетей сыграл международный исследовательский проект CAHRISMA (Conservation of the Acoustical Heritage by the Revival and Identification of Sinan's Mosque's Acoustics). В рамках этого проекта в 2000–2003 гг. были проведены сравнительные исследования трех крупных исторических мечетей и трех исторических византийских базилик, выполнены натурные акустические измерения, компьютерное моделирование акустики и аурализация [39–42].

Как показывает накопленный опыт зарубежных и отечественных исследований, в мечетях обычно наблюдается избыточная гулкость и плохая разборчивость речи. В отличие от христианских храмов, на полу в мечетях уложен ковер, что приводит к уменьшению времени реверберации в области высоких частот, однако в целом интерьеру присущи аскетизм и отсутствие убранства с использованием дерева и ткани. Корректировка акустики мечетей путем внесения звукопоглощающих материалов и конструкций, традиционно используемых в акустическом оформлении концертно-театральных залов и других общественных пространств, на практике бывает затруднительна, т.к. интерьеры молельных залов являются сакральными и внести в них незаметные, но акустически эффективные изменения чрезвычайно трудно. Как и в случае с акустикой православных храмов, приходится разрабатывать нетрадиционные решения по звукопоглощающей отделке.

Для дальнейшего исследования проблемы акустики молельных залов мечетей и разработки руководящих документов по их акустическому оформлению является важным накопление данных натурных измерений для мечетей разного объема, формы и религиозной традиции (от которой зависят особенности интерьера и объемно-планировочных решений, что влияет на акустику). В этом плане мечеть Кетшава (Ketchaoua), расположенная в г. Алжир, представляет собой инте-

ресный объект для акустических исследований, в том числе, как сооружение, сочетающее в себе особенности, характерные как для византийских и католических храмов, так и для мечетей. Одним из наиболее известных примеров таких сооружений является Собор Святой Софии (Айя София) в Стамбуле, акустические исследования которого также проводились в рамках проекта CAHRISMA [39–42].

Следует отметить, что в настоящем исследовании рассматривались исключительно архитектурно-акустические параметры в режиме естественной акустики. Несмотря на то, что в большинстве мечетей на сегодняшний день используются системы звукоусиления (что зачастую обусловлено именно плохими акустическими условиями), представляется важным, прежде всего, рассмотреть локальные критерии в режиме естественной акустики – в особенности для исторических зданий, которые изначально предназначались для такого режима эксплуатации. Использование систем звукоусиления широко применяется в современных молельных залах большого объема, где даже при грамотном подходе к акустическому проектированию сложно обеспечить достаточный уровень звукового давления и разборчивости на всей площади размещения слушателей. Подход к проектированию систем звукоусиления подобных объектов, с учетом особенностей их объемно-планировочных решений и отделки, является предметом отдельных исследований.

Измерения в мечети Кетшава проводились в рамках межправительственного Алжирско–Российского соглашения о сотрудничестве в области строительства и соглашения между Алжирским центром строительных исследований (CNERIB) и НИИСФ РААСН о сотрудничестве в сфере строительной физики.

ОПИСАНИЕ МЕЧЕТИ

Мечеть Кетшава (Ketchaoua) была построена в 1612 г. во времена Османской империи, затем здание было перестроено в 1794 г. Здание мечети находится у подножия горы Касба, которая является объектом Всемирного наследия ЮНЕСКО. Исторически мечеть Кетшава была центром доколониального города Алжира и известна своим уникальным сочетанием мавританской и византийской архитектуры. В промежутки 1845–1860 гг., когда Алжир стал французской колонией, старое здание было практически полностью разрушено, а мечеть перестроена и преобразована в католический Собор Святого Филиппа, просуществовавший вплоть до 1962 г., когда Алжир обрел независимость, а здание было вновь преобразовано в мечеть. Последняя реставрация здания мечети была проведена в 2015–2018 гг., в настоящий момент здание является действующей мечетью и одновременно одной из главных достопримечательностей Алжира. Вид мечети показан на рис. 1.



Рис. 1. Мечеть Кетшава (Ketchaoua), г. Алжир, Алжирская Народная Демократическая Республика.

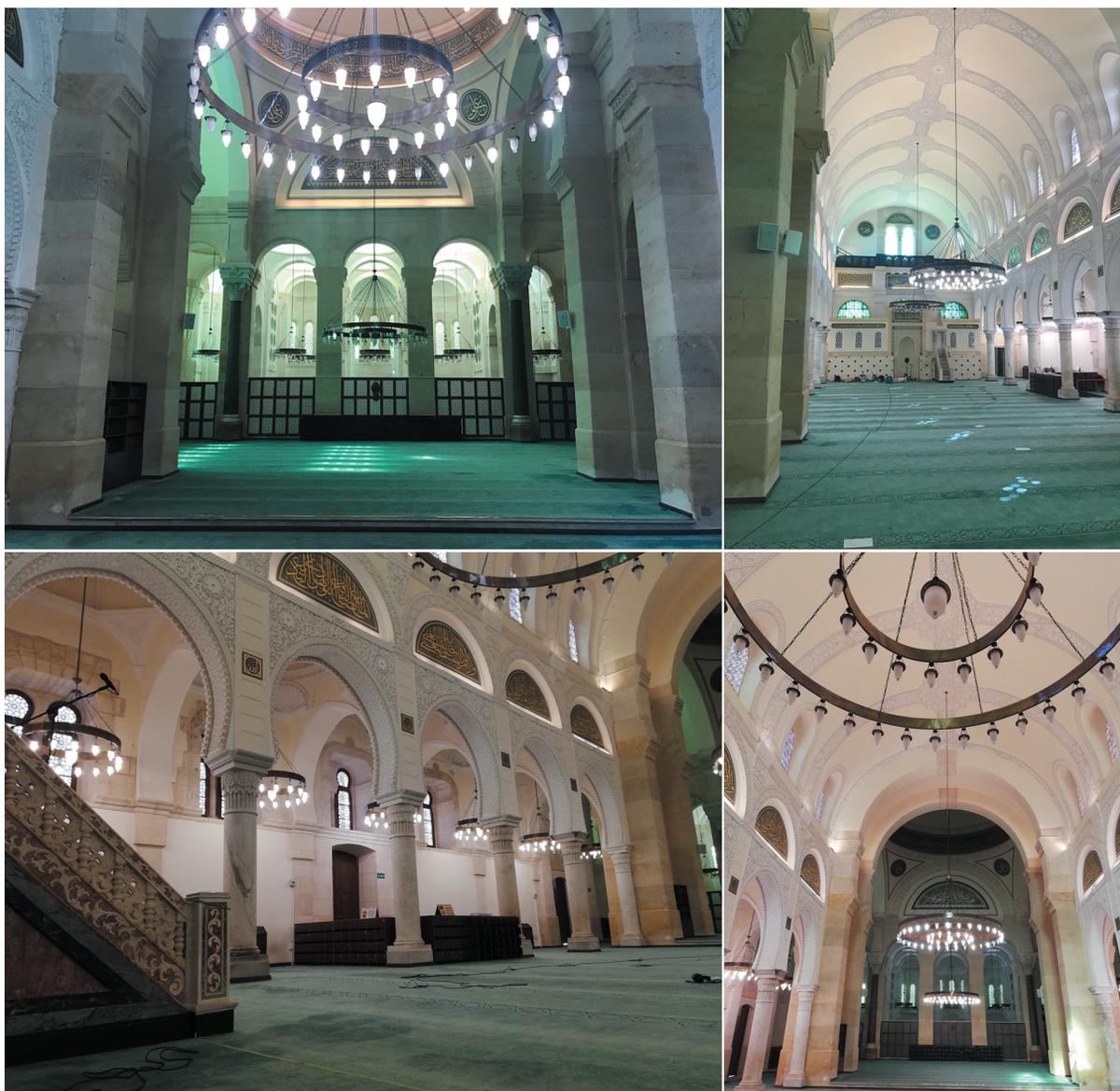


Рис. 2. Виды интерьеров мечети.

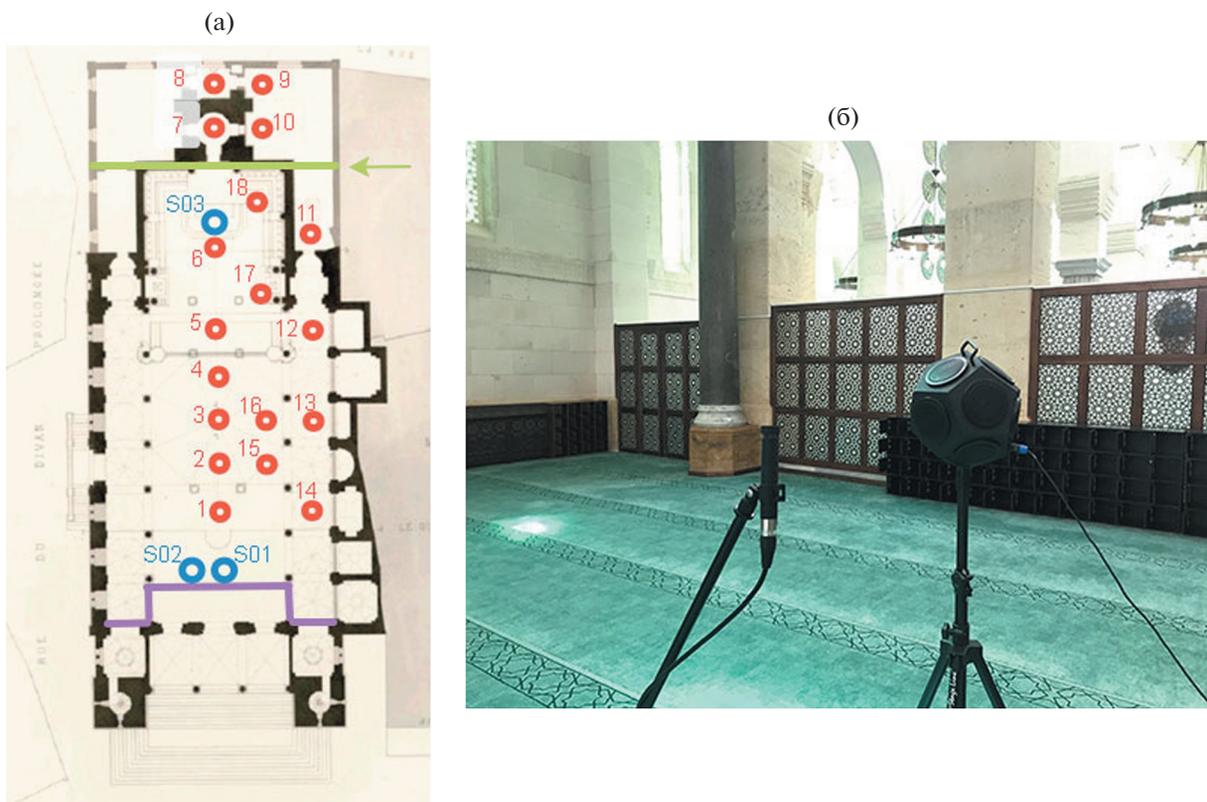


Рис. 3. (а) – Схема измерений, (б) – вид измерительного микрофона и источника звука. Синим цветом отмечены положения тестового источника (S01–S03); красным – положения микрофона (R1–R18); зеленая линия (отмечена стрелкой) – положение перегородки женской части молельного зала; фиолетовая линия – возведенная выгородка в передней части зала (на исторических планах отсутствует).

Внутри мечеть состоит из двух связанных объемов. Основной зал представляет собой продолговатый прямоугольный объем с полуцилиндрическим сводом. В тыловой части он соединяется с квадратным залом высотой 11.5 м, над которым расположен главный купол мечети на высоте около 25 м. Согласно традиции католических храмов, в этой части размещается алтарь. Сейчас в этом месте в мечети размещены ширмы из резного дерева, отделяющие зону, предназначенную для молитвы женщин. В соответствии с мусульманскими канонами, направление, в котором обращаются молящиеся (“qibla” или направление на Мекку), расположено в противоположной стороне зала, в торце продолговатого объема молельного зала, со стороны входа в мечеть. Полы покрыты толстым ковром. В боковых частях зала имеются галереи, в потолке которых имеются вторичные купола малого радиуса. Архитектура мечети Кетшава, нетипичная для мечетей севера Африки, напоминает турецкие центрально-купольные мечети.

Максимальная ширина зала составляет 19.3 м (9.4 м между колоннами в центральной части), расстояние от ниши михраба (места расположения священнослужителя) до ширмы, отделяющей женскую часть зала, – 37.6 м. Высота в цен-

тральной части зала составляет от 9.8 до 14.6 м, в боковых галереях высота сводов – 6.3 м, высота вторичных куполов – 9.1 м. Общий воздушный объем мечети составляет около 11 000 м³.

Виды и интерьеры молельного зала показаны на рис. 2. План мечети показан на рис. 3.

МЕТОДИКА И СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились методом интегрированной импульсной переходной характеристики. Методика измерений соответствовала требованиям нормативного документа [1], который повторяет содержание международного стандарта ISO 3382. В качестве источника звука был применен ненаправленный источник звука (додекаэдр), через который воспроизводился тестовый широкополосный сигнал в виде последовательности максимальной длины (MLS). Отклик помещения на этот сигнал последовательно записывался в каждой из точек, равномерно распределенных по залу. Для записи был применен ненаправленный микрофон “Октава МК-012”. Сигнал с микрофона поступал на звуковую карту Digigram UAX220-MIC, подключенную к ноутбуку. Для генерации и записи сигнала, а также для последующей обработки данных использовалось программное

Таблица 1. Измеренное время реверберации (T30) в различных положениях источника

Режим измерений	Время реверберации, с, в октавных полосах частот со среднегеометрическими частотами, Гц					
	125	250	500	1000	2000	4000
S01 (у михраба)	5.43	4.52	2.84	2.73	1.88	1.47
S03 (под куполом)	5.31	4.20	2.88	2.70	1.88	1.47
Усредненные результаты	5.37	4.36	2.86	2.71	1.88	1.47

Таблица 2. Измеренный индекс передачи речи (STI) и AlCons (%) при чтении Корана

Положение источника	Параметр	Точка измерений							
		R01	R02	R03	R04	R05	R06	R07	R08
S1 (михраб)	STI	0.55	0.5	0.48	0.43	0.46	0.42	—	—
	AlCons	8.6	11.3	12.8	16.2	14	17.5	—	—
S2 (минбар)	STI	0.56	0.52	0.5	0.47	0.46	0.43	0.23	0.23
	AlCons	8	10.2	11.6	13.2	13.9	16.3	48.7	49.5
Положение источника	Параметр	Точка измерений							
		R11	R12	R13	R14	R15	R16	R17	R18
S1 (михраб)	STI	0.33	0.42	0.46	0.57	0.49	0.44	0.41	0.4
	AlCons	28.6	17.8	14	8	12.2	15.5	18.5	19.2

обеспечение EASERA. Для фиксации абсолютных уровней звукового давления (УЗД) микрофонный тракт был предварительно откалиброван акустическим калибратором Schallpegelkalibrator 05 000.

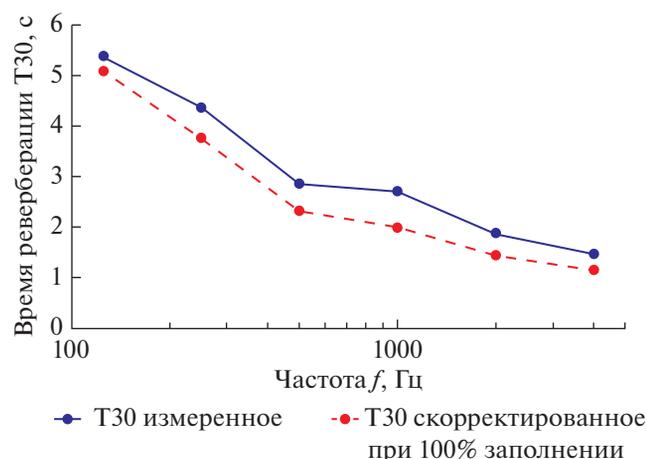
В каждой точке измерений были записаны импульсные характеристики помещения и определен параметр T30 (что соответствует основному параметру акустического качества помещения — времени стандартной реверберации RT60), индексы передачи речи STI, потери согласных Alcons (в соответствии с [45–47] и стандартом IEC 60268) и речевой ясности C50, а также анализировались полученные структуры звуковых отражений. Всего к измерению принято 18 точек расположения микрофона. Схема измерений приводится на рис. 3.

Для измерений времени реверберации было выбрано два положения тестового источника: у михраба — ниши в стене в передней части молельного зала (S01) и под куполом (S03); для измерений индекса передачи речи и дополнительных критериев использовались положения у ниши михраба (S01) и на минбаре (S02) — подиуме с лестницей, предназначенном для размещения имама во время проповеди. Время реверберации измерялось при высоком уровне тестового сигнала, значительно превышающем уровень фоновых шумов в молельном зале. Уровень тестового сигнала для измерения STI выбирался таким образом, чтобы эквивалентный уровень звука (дБА) от тестового источника в точке R01 соответствовал уровню звука речи при чтении Корана, ранее измеренному в этой же точке интегрирующим шумомером V&K type 2270.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В табл. 1 показаны результаты измерений времени реверберации (T30) при положениях источника S01 (у ниши михраба) и S03 (под куполом). На рис. 4 показаны усредненные результаты измерений T30 и скорректированное T30 при 100% заполнении [15].

На рис. 5 и в табл. 2 показаны результаты измерений индекса передачи речи STI при положениях источника звука S01 (у михраба) и S02 (на минбаре). Из результатов видно, что разборчивость в основном зале оценивается как удовлетворительная (STI 0.45–0.6) или плохая (STI 0.3–0.45). При этом в женском зале разборчивость оценивается как неприемлемая (STI 0.0–0.3).

**Рис. 4.** Результаты измерений времени реверберации.

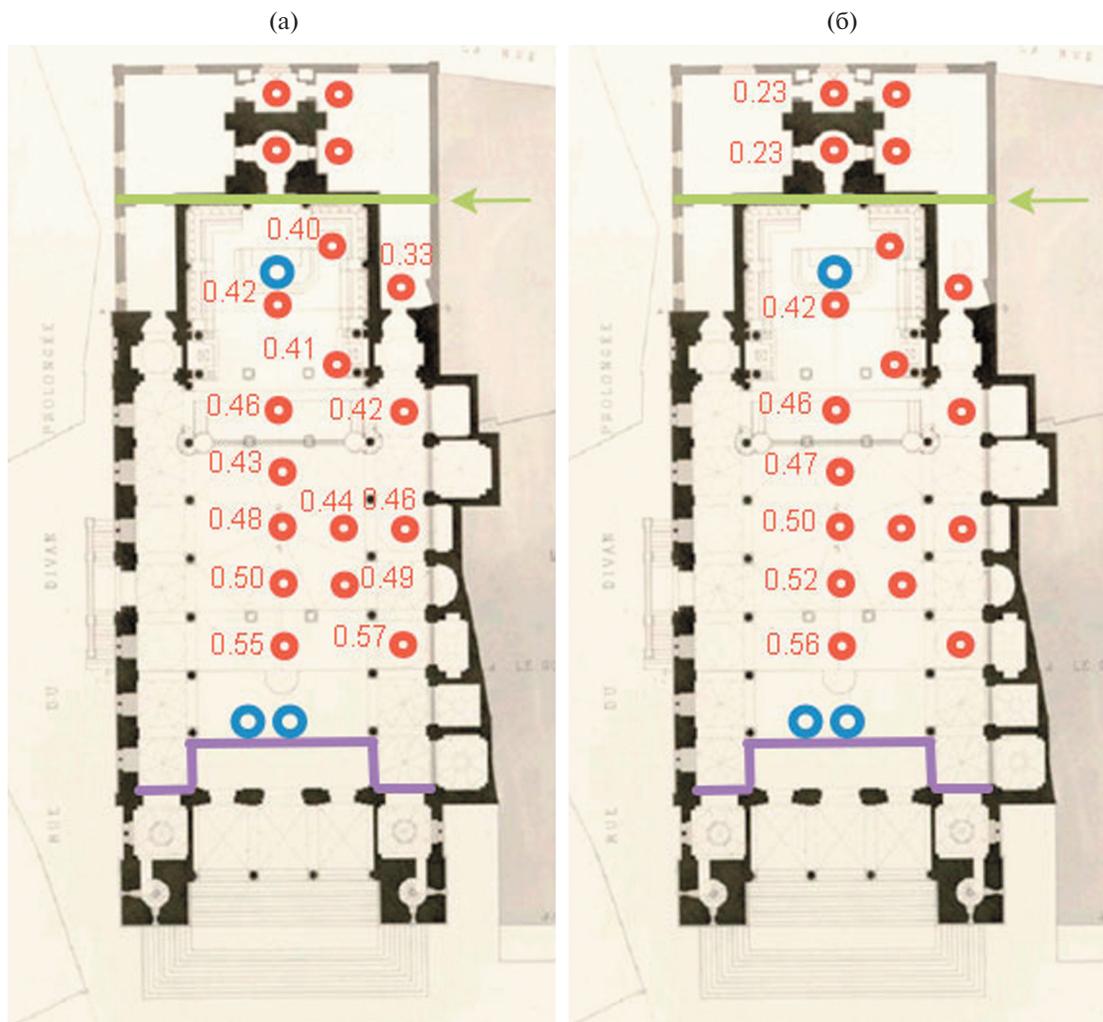


Рис. 5. Измеренный индекс разборчивости STI. (а) – источник S1 (михраб), уровень речи; (б) – источник S2 (минбар).

На рис. 6 и в табл. 3 показаны измеренные частотные характеристики индекса речевой четкости C_{50} , дБ, в точках R04, R06, R11, R13 при положении источника S01. В области 500–1000 Гц индекс C_{50} составил от –4 до –12 дБ, что свидетельствует о недостаточной четкости и разборчивости речи. Характер частотной зависимости индекса четкости гармонирует со временем реверберации (чем выше реверберация, тем более низкие значения имеет индекс C_{50}). Также отмечается падение значений индекса четкости с удалением от источника.

На рис. 7 показана измеренная импульсная характеристика (эхограмма) в точках R04, R06 при положении источника S01 и в точке R17 при положении источника под куполом S03. Структура ранних отражений характеризуется некоторой неравномерностью, которую можно связать с криволинейной формой сводов и наличием эхообразований вследствие плоскопараллельных звукоотражающих поверхностей. В точке R17 при расположении источника звука под куполом наблюдается эффект “порхающего эха” (в т.ч. слы-

шимого субъективно при проведении измерений), который особенно ярко проявляется при импульсном звуковом воздействии (см. рис. 7г).

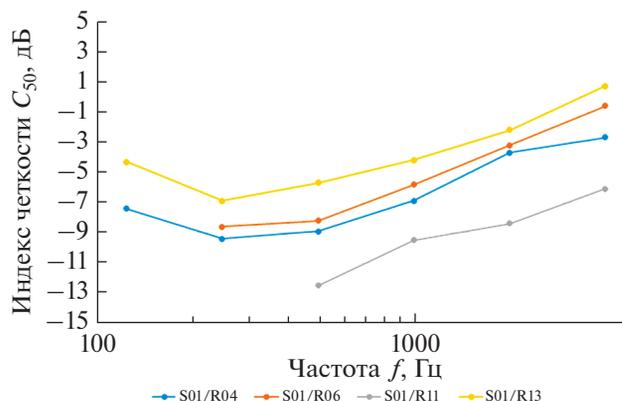


Рис. 6. Измеренные частотные характеристики индекса четкости C_{50} , дБ, в точках R04, R06, R11, R13 при положении источника S01.

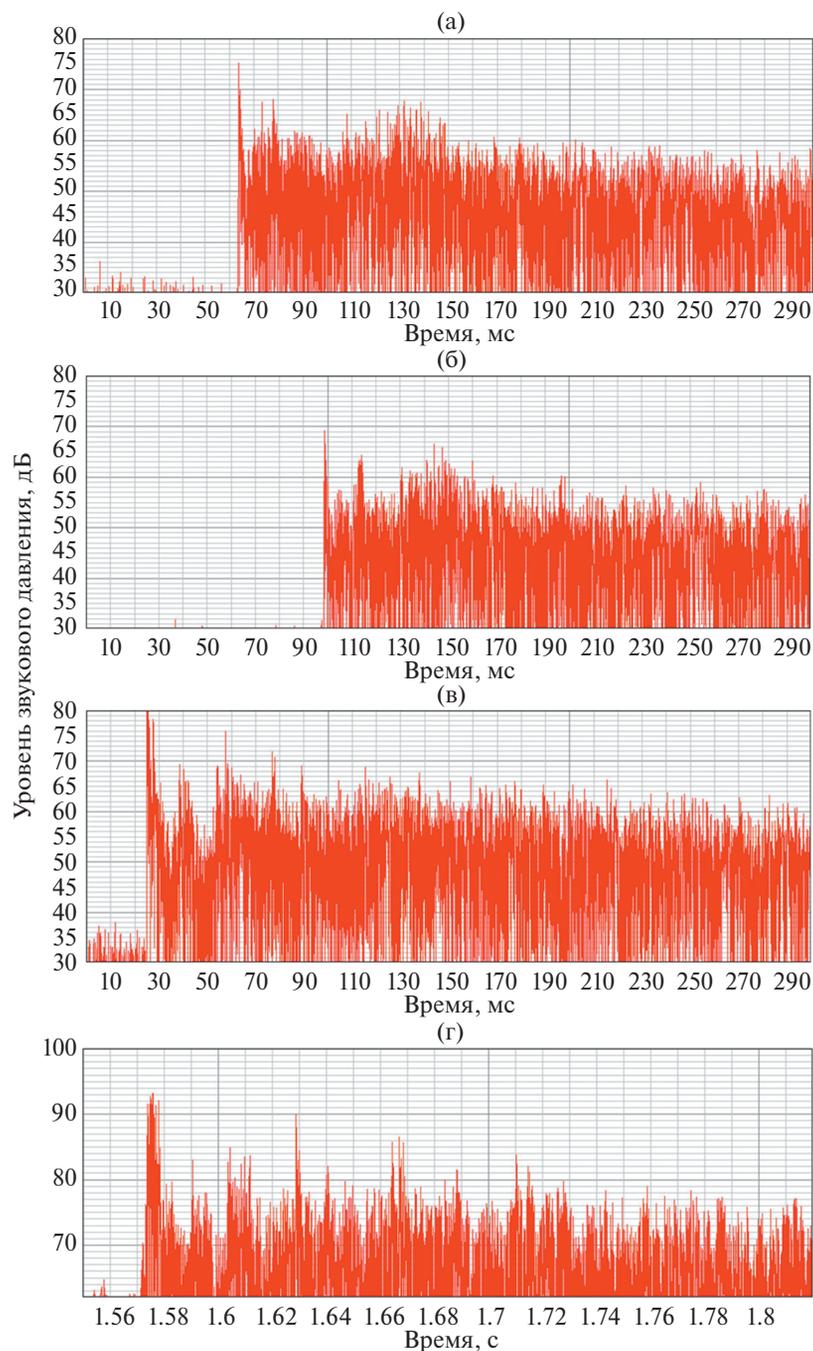


Рис. 7. Измеренная импульсная характеристика (эхограмма) в точках (а) – R04, (б) – R06, при положении источника S01 и в точке R17 (в) – при положении источника под куполом S03 и (г) – возбуждении импульсным сигналом.

Таблица 3. Измеренные частотные характеристики индекса четкости C_{50} , дБ, в точках R04, R06, R11, R13 при положении источника S01

Положение источника/приемника	Индекс четкости C_{50} , дБ, в октавных полосах частот со среднегеометрическими частотами, Гц					
	125	250	500	1000	2000	4000
S01/R04	-7.4	-9.4	-8.9	-6.9	-3.7	-2.7
S01/R06	—	-8.6	-8.2	-5.8	-3.2	-0.6
S01/R11	—	—	-12.5	-9.5	-8.4	-6.1
S01/R13	-4.3	-6.9	-5.7	-4.2	-2.2	0.7

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Измеренное время реверберации в молельном зале, дополнительно к своим высоким значениям, имеет обратную линейную зависимость от частоты, что негативно сказывается на субъективном восприятии речевых программ в помещениях. Высокие значения реверберации в области низких частот свидетельствуют о недостатке фонда низкочастотного звукопоглощения, а низкие значения в области высоких частот объясняются наличием толстого ковра по всей площади пола молельного зала. Видно, что даже коррекция T30 на молящихся при полном заполнении зала существенно не меняет ситуацию в лучшую сторону. Интерьеры молельного зала мечети Кетшава традиционны, поэтому высокие значения и такая форма частотной характеристики реверберации для мечетей характерна.

Низкие значения STI и C₅₀ в основной части зала могут объясняться избыточной реверберацией, а в женской части зала – удалением от источника звука и наличием ширмы, что препятствует распространению прямого звука и первых отражений. В центральной части зала для положения тестового источника на минбаре (S02) индекс STI оказывается немного лучше, чем для положения S01, что связано с более высоким размещением источника. Можно ожидать еще более высокой разницы между данными режимами в случае заполнения зала людьми, так как при положении S01 имам находится на одном уровне с молящимися, что приводит к ухудшению разборчивости в отдаленной части зала из-за экранирования звука людьми.

На рис. 8 показаны частотные характеристики времени реверберации, измеренные в других мечетях. На рис. 9 показано усредненное время реверберации на частотах 500–1000 Гц для мечетей разного объема в сравнении с объемными оптимумами времени реверберации для молельных залов мечетей, предложенными в зарубежных исследованиях [31, 35], условно обозначенные как “оптимум № 1” [31] и “оптимум № 2” [35]. Мечеть Кетшава обозначена треугольной меткой, мечети России и СНГ – квадратными. Легко увидеть, что для большинства исследованных мечетей измеренное время реверберации не укладывается в заданные пределы и в 1.5–2 раза превышает оптимальные значения. При этом время реверберации в мечети Кетшава оказывается ниже, чем для мечети Кул-Шариф в Казани и нескольких других мечетей, имеющих схожий или меньший воздушный объем. Это может быть связано с архитектурными особенностями мечети: молельный зал, как уже было отмечено, состоит из двух сообщающихся объемов, один из которых – продолговатая часть прямоугольной формы с полуцилиндрическим сводом, с объемом около 7500 м³ – является определяющим для акустики зала. Руководствуясь этой логикой, точку для мечети

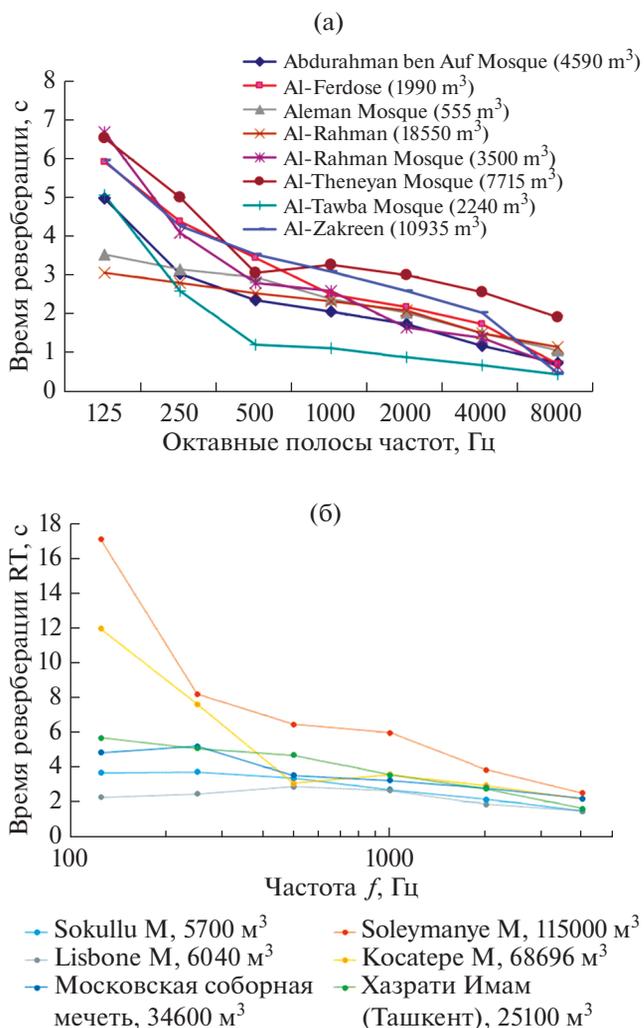


Рис. 8. Время реверберации в ряде мечетей: (а) – согласно [35]; (б) – согласно [12] и согласно измерениям авторов настоящей статьи (в т.ч. [13]).

Кетшава на рис. 9 можно сместить влево, немного приблизив результаты к общему тренду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений показали характерно высокие значения реверберации RT с ее обратной линейной зависимостью от частоты, что негативно сказывается на субъективном восприятии речевых программ в помещениях. Полученные результаты характерны для молельных залов мечети без специальной акустической обработки. При этом в сравнении с другими мечетями схожего объема в мечети Кетшава достигается более низкое среднее RT, что может быть связано с особенностями ее объемно-планировочного решения.

Индекс разборчивости речи STI в основном зале оценивается как удовлетворительный (STI 0.45–0.6)

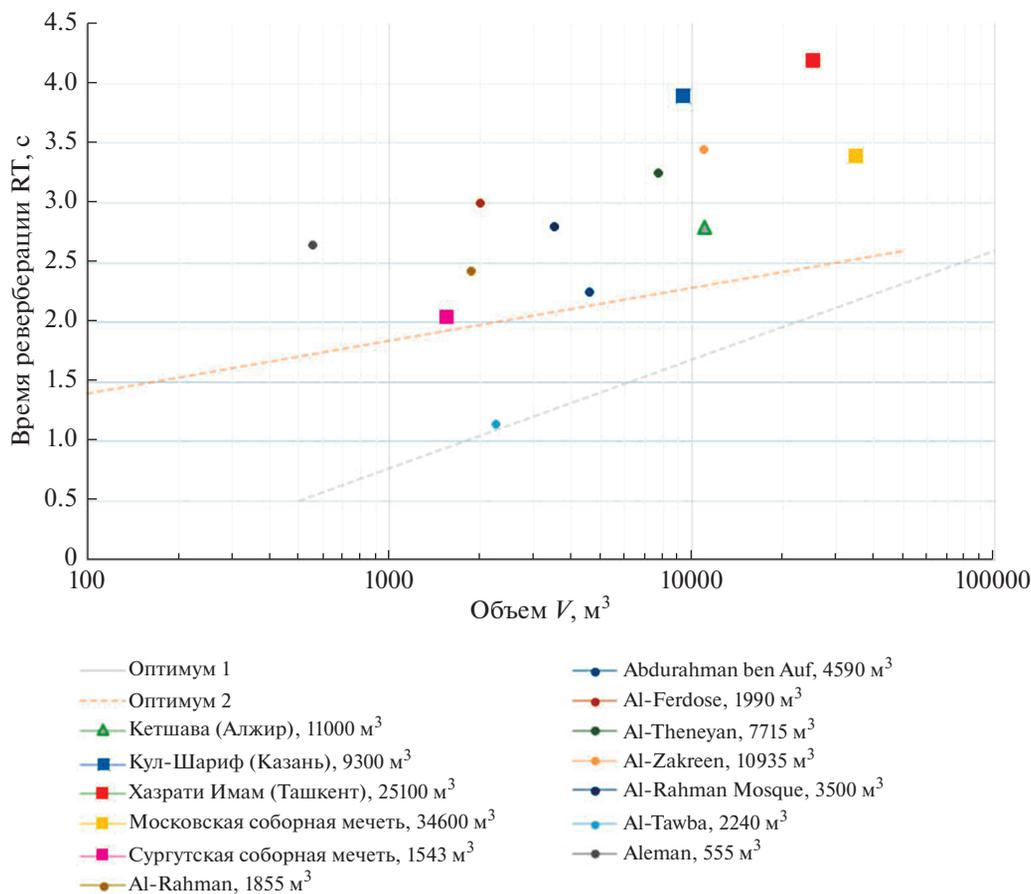


Рис. 9. Измеренное время реверберации на частоте 500–1000 Гц для мечетей разного объема [12–14, 35].

или плохой (STI 0.3–0.45), при этом в женском зале разборчивость оценивается как неприемлемая (STI 0.0–0.3). При отсутствии слышимых эхо образований такие низкие значения STI могут объясняться, прежде всего, избыточной реверберацией, а для женской части зала – удалением от источника звука и наличием ширмы, что препятствует распространению прямого звука и первых отражений.

Для дальнейшего исследования проблемы акустики молельных залов мечетей и разработки руководящих документов по их акустическому оформлению представляется важным продолжать работу по накоплению и анализу данных натурных измерений для мечетей разного объема, формы и религиозной традиции.

Авторы выражают благодарность за помощь в организации поездки и получении разрешения на измерения Министерству строительства и жилищно-коммунального хозяйства РФ, Министерству жилищного строительства Алжира (Algerian Ministry of Housing, Urbanism and the City), Министерству по делам религий Алжира, НИИ строительной физики Российской академии архитектуры и строительных наук (НИИСФ РААСН) и Алжирскому центру строительных исследований (CNERIV).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ланэ М.Ю., Чесноков А.Н., Щиржецкий Х.А. Акустика соборов Московского Кремля // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 4. С. 498–505.
2. Ланэ М.Ю. Акустика Троицкого собора Ипатьевского монастыря в Костроме // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 93–95.
3. Ланэ М.Ю., Сухов В.Н. Акустическое обследование Храма Христа Спасителя в Москве и проблема разборчивости речи в крупных православных соборах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 711–713.
4. Щиржецкий Х.А., Олейникова Т.Н. Акустика Троицко-Измайловского Собора в Санкт-Петербурге // Материалы Международной конференции по борьбе с шумом и вибрацией “NOISE-93”. С.-Петербург, 1993 (препринт).
5. Щиржецкий Х.А., Сухов В.Н. Теория и практика применения низкочастотных резонаторов для решения проблем реверберации в православных храмах // Технология текстильной промышленности. 2018. № 3(375). С. 241–247. eLIBRARY ID: 36272201
6. Щиржецкий Х.А., Сухов В.Н., Алешкин В.М. К вопросу обеспечения условий акустического комфорта при проектировании и строительстве зданий и сооружений в комплексах православных

- храмов России // М.: БСТ (Бюллетень строительной техники). 2020. № 6. С. 26–27. eLIBRARY ID: 42898299
7. Шевцов С.Е., Мазур Е.А. Акустика Тобольского Софийско-Успенского собора // Электронный журн. “Техническая акустика”. 2016. № 2. <http://www.ejta.org/ru/shevtsov1>
 8. Шевцов С.Е., Соменков Е.А. Особенности звукового поля нескольких старых католических церквей Сибири (1 часть) // Труды XXXII сессии Росс. акуст. общества (РАО), октябрь 2019 г. С. 536–546.
 9. Engel Z., Kosala K. Acoustic properties of the selected churches in Poland. *Mechanics / AGH University of Science and Technology, Krakow*. 2005. V. 24. № 3. 2005. P. 173–181. ISSN: 1734-8927.
 10. Кравчун П.Н. Акустика и органы мальтийской капеллы и лютеранской церкви Святой Марии в Санкт-Петербурге // Труды Всероссийской акустической конференции. С.-Петербург, 2020. С. 467–470.
 11. Кравчун П.Н. Акустические особенности органных залов: тенденции и проблемы // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 1. С. 74–81. <https://doi.org/10.1134/S0320791919090016>
 12. Ланэ М.Ю., Локшин Г.А. Акустика мечети Хазрати Имам в Ташкенте // Электронный журн. “Техническая акустика”. 2015. № 1. <http://www.ejta.org/ru/lannie4>
 13. Алешкин В.М., Щиржецкий Х.А., Сухов В.Н. К вопросу решения проблем акустики молельных залов мечетей на примере соборной мечети в Москве // Фундаментальные, поисковые и прикладные исследования РААСН по научному обеспечению развития архитектуры, градостроительства и строительной отрасли Российской Федерации в 2016 году. М.: Издательство АСВ, 2017. С. 61–67. <https://doi.org/10.22337/9785432302212-2017-61-67>
 14. Шевцов С.Е., Тулебаев Р.Ю. Акустика Сургутской соборной мечети // Труды VII Всероссийской научно-практической конференции с международным участием “Защита от повышенного шума и вибрации”. СПб., 2019. С. 753–764.
 15. Aleshkin V., Schirjetsky Ch., Subbotkin A. Estimating sound absorption coefficient of prayers in mosques // *Akustika*. March 2019. V. 32. № 285/2019. P. 227–230. ISSN 1801-9064 (Print), ISSN 2570-8775 (Online)
 16. Ланэ М.Ю., Локшин Г.А. Пути повышения разборчивости речи в крупных соборных мечетях // Сборник докладов V Всероссийской конференции “Защита от повышенного шума и вибрации”. СПб., 2015. С. 374–379.
 17. Алешкин В.М., Щиржецкий Х.А., Сухов В.Н. Проблематика современного состояния акустического проектирования молельных залов мечетей // Строительство и реконструкция. 2016. № 3(65). С. 88–95. eLIBRARY ID: 26379536
 18. Щиржецкий Х.А., Алешкин В.М., Щиржецкий А.Х. Особенности акустических требований к молельным залам канонических профессиональных зданий и сооружений // Труды Всероссийской акустической конференции. Санкт-Петербург, 21–25 сентября 2020 г. С.-Петербург, 2020. С. 490–497.
 19. Hammad A.N. RASTI measurements in mosques in Amman, Jordan // *Applied Acoustics*. 1990. V. 30. № 4. P. 335–345.
 20. Abdelazeez M.K., Hammad A.N., Mustafa A.A. Acoustics of King Abdullah Mosque // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90(3). P. 1441–1445.
 21. Abdou A.A. Predicting and assessing the acoustical performance of mosques employing computer simulation: a case study // *Proc. of the Symposium on Mosque Architecture, Riyadh, Saudi Arabia*. 1999. V. 6. P. 73–87.
 22. Abdou A.A. Measurement of acoustical characteristics of mosques in Saudi Arabia // *J. Acoust. Soc. Am.* 2003. V. 113(3). P. 1505–1517.
 23. El Bashir A., Al-Gunaimi A. Evaluation of acoustical performance of mosques: a case study on a typical mosque in the Gulf region // *The Fourth Saudi Engineering Conference*. 1995. P. 169–176.
 24. Hammad R.N.S. RASTI measurements in mosques in Amman, Jordan // *Applied Acoustics*. 1990. V. 30. № 4. P. 335–345.
 25. Hamadah H.A., Hamouda H.M. Assessment of speech intelligibility in large auditoria case study: Kuwait State Mosque // *Applied Acoustics*. 1998. V. 54(4). P. 273–289.
 26. Karabiber Z. Acoustical problems in mosques // *J. Acoustic. Soc. Am. Paper 2pAA6*. 1999. V. 105. № 2(2). P. 1044.
 27. Karabiber Z. Acoustical problems in mosques: A case study on the three mosques in Istanbul // *Forum Acusticum, Berlin*. 1999. V. 99. P. 15–19.
 28. Karabiber Z., Erdogan S. Comparison of the acoustical properties of an ancient and a recent mosque // *Forum Acusticum, Seville, Spain: Spanish Acoustical Society (SEA)*. 2002.
 29. Kayili M. Use of cavity resonators in Anatolia since Vitruvius // *Proc. 7th Int. Congress on Sound and Vibration*. 2000. V. 3. P. 1621–1628.
 30. Kayili M. Anadolu’ da geleneksel akustik sistemler ve Mimar Sinan uygulamaları (Anatolian traditional acoustic works and works done by Sinan the Architect) (in Turkish) // *Proc. of 6th National Acoustical Congress TAKDER, 26–28 October, Antalya, Turkey: Turkish Acoustical Society*, 2002. P. 233–238.
 31. Kayili M. Acoustic solutions in classic ottoman architecture // *Manchester: Aasiya Alla FSTC Limited, Foundation for Science Technology and Civilization*. 2005
 32. Prodi N., Marsilio M. On the effect of domed ceiling in worship spaces: A scale model study of a mosque // *Building Acoustics*. 2003. V. 10(2). P. 117–133.
 33. Suarez R., Sendra J.J., Navarro J., Leon A.L. The acoustics of the cathedral mosque of Cordoba. Proposals for architectural intervention // *Acta Acustica United with Acustica*. 2004. V. 90. P. 362–375.
 34. Topaktaş İ.L. Acoustical properties of classical Ottoman mosques simulation and measurement. Thes. dis. Ph.D. deg. Middle East Technical University, Ankara. 2003.

35. *Wasim Orfali*. Room acoustic and modern electro-acoustic sound system design during constructing and reconstructing mosques. Thes. dis. Dr.-Ing. deg. Technischen Universitat Berlin, 2003.
36. *Weitze C.A., Christensen C.L., Rindel J.H., Gade A.C.* Computer simulations of the acoustics of mosques and Byzantine churches // 17th Int. Congress on Acoustics. Rome: Italian Acoustical Society, 2001.
37. *Utami S.S.* An acoustical analysis of domes coupled to rooms, with special application to the Darusshol Mosque. Thes. Master Sci. Brigham Young University, Salt Lake City, USA, 2005.
38. *Ahnert W., Feistel S., Behrens T.* Speech intelligibility prediction in very large sacral venues // Architectural Acoustics Session 4pAAa. ICA 2013, Montreal, Canada 2–7 June 2013.
39. *Fausti P., Pompoli R., Prodi N.* Comparing the acoustics of mosques and Byzantine churches // 19th Int. Symp. CIPA (The International Committee for Architectural Photogrammetry). Antalya, Turkey: Technical University of Istanbul, 2003.
40. *Karabiber Z.* A new approach to an ancient subject: CAHRISMA project // Memorias del 7th Int. Congress on Sound and Vibration, Garmisch-Partenkirchen, Alemania. 2000. P. 1661–1668.
41. *Weitze C.A., Christensen C.L., Rindel J.H., Gade A.C.* Comparison between in-situ recordings and auralization for mosques and Byzantine Churches // Proc. of joint Baltic-Nordic Acoustical Meeting, August 2002, Lyngby, Denmark, Ultragarsas. 2003. V. 48. P. 53–57. ISSN. 1392-F1140.
42. *Yuksel Z.K., Binan C., Unver R.* A research project in the intersection of architectural conservation and virtual reality: CAHRISMA // 19th Int. Symp. CIPA (The International Committee for Architectural Photogrammetry). Antalya, Turkey: Technical University of Istanbul, 2003.

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 621.391:534.23

ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ДАННЫХ
С ПРИМЕНЕНИЕМ АДАПТИВНОГО
СОГЛАСОВАННОГО ПРЕСЛЕДОВАНИЯ

© 2021 г. Ю. В. Марапулец^а, *, О. О. Луковенкова^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований и распространения радиоволн Дальневосточного отделения Российской академии наук,
ул. Мирная 7, с. Паратунка, Камчатский край, 683034 Россия

*e-mail: marpl@ikir.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 09.03.2021 г.

Принята к публикации 10.03.2021 г.

Показаны результаты применения разработанного подхода на основе методов разреженной аппроксимации для частотно-временного анализа геоакустических данных. Приведены описания разреженного представления геоакустического сигнала и разработанного алгоритма адаптивного согласованного преследования с использованием комбинированного словаря, состоящего из функций Берлага и Гаусса. Представлены результаты частотно-временного анализа геоакустических сигналов. Показаны выявленные с помощью предложенного подхода особенности, возникающие в частотно-временных структурах геоакустических данных перед землетрясениями. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: акустическая эмиссия, геоакустические данные, частотно-временной анализ, разреженная аппроксимация, адаптивное согласованное преследование

DOI: 10.31857/S0320791921030096

ВВЕДЕНИЕ

Акустическая эмиссия в твердых телах представляет собой упругие колебания, возникающие в результате дислокационных изменений в среде. Характеристики возбуждаемого при этом импульсного излучения непосредственно связаны с особенностями пластических процессов, чем и обусловлен интерес к исследованиям эмиссии с целью развития методов акустической диагностики сред. Исследования на Камчатке показали эффективность применения акустических методов диагностирования природных сред на масштабах, соответствующих длинам волн звуковых колебаний [1]. Выявлена связь между активизацией деформационных процессов и поведением акустической эмиссии, в том числе при подготовке землетрясений [2, 3]. Особенностью экспериментов является использование для регистрации акустической эмиссии широкополосных пьезо-керамических гидрофонов, установленных у дна естественных и искусственных водоемов. Применение приемников такого типа позволяет по сравнению со стандартными геофонами изменить верхнюю границу частотного диапазона с 1 до 20 кГц. Одновременно для изучения простран-

ственной структуры акустической эмиссии и характера движения частиц среды в волне применяются трехкомпонентные векторные приемники с тем же диапазоном частот [4, 5].

Анализ геоакустического сигнала показывает, что он состоит из серии релаксационных колебаний (импульсов) различной амплитуды и длительности, с ударным возбуждением и частотой заполнения от сотен герц до десятков килогерц. Частота следования импульсов определяется деформациями пород и может меняться в широких пределах — от одиночных сигналов на временном интервале длительностью несколько секунд в спокойный период до десятков и даже сотен в секунду в моменты аномалий перед землетрясениями [3, 6]. Поскольку прочность пород по отношению к касательным напряжениям меньше, чем к сжатию, основными источниками эмиссии будут сдвиговые волны [6]. Наиболее информативная часть импульса — фронт и начало спада, обычно длительностью до 25 мс и отношением сигнал/шум до 30 раз — позволяет определить направление на источник [6–8], а частоты заполнения содержат информацию о его размерах и динамике [3, 6, 7]. Поэтому частотно-временной

анализ геоакустических сигналов очень важен для исследования источников эмиссии и, в конечном итоге, для диагностики особенностей деформационного процесса. В настоящее время частотно-временной состав геоакустических сигналов оценивается с использованием полосовых фильтров [1, 5] и преобразования Фурье [3]. Однако применение данных методов, а также технологий, используемых для решения подобных задач в смежных областях науки (вейвлет-преобразование, вейвлет-пакеты и т.д.), осложняется несколькими причинами:

- существенная неоднородность природных сред и плохое распространение в них упругих колебаний приводит к сильному искажению и ослаблению геоакустических сигналов, которое ограничивает возможности методов исследования;

- широкое разнообразие временных форм сигналов требует применения адаптирующихся под конкретный сигнал методов анализа;

- короткая длительность и сильная зашумленность природными и техногенными шумами усложняет анализ внутренней структуры импульсов.

В [9, 10] авторами предложен новый подход к частотно-временному анализу геоакустических данных, основанный на методе разреженной аппроксимации. Этот метод используется при исследовании сложных сигналов различной природы, в частности при анализе землетрясений [11], в гидроакустике [12], задачах неразрушающего контроля [13–15]. В ходе реализации предложенного подхода разработан алгоритм адаптивного согласованного преследования с использованием комбинированного словаря из функций Берлаге и Гаусса [16]. В настоящей работе представлены результаты применения данного подхода для частотно-временного анализа геоакустических сигналов, зарегистрированных на заключительной стадии подготовки землетрясений.

РАЗРЕЖЕННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ АКУСТОЭМИССИОННОГО СИГНАЛА

В общем случае модель геоакустического сигнала $x(t)$ представляет собой сумму функций полезного импульсного сигнала $s(t)$ и шума $\varepsilon(t)$, $x(t) = s(t) + \varepsilon(t)$. Пусть функции $s(t)$ и $\varepsilon(t)$ принадлежат линейному нормированному пространству $L^2(\mathbf{R})$ и трудно представимы в аналитическом виде. Их можно аппроксимировать рядом функций из $L^2(\mathbf{R})$, локализованных по частоте и времени. В терминах разреженной аппроксимации набор таких функций называют словарем \mathbf{D} , а его элементы – частотно-временными атомами, далее атомами [17].

Задача разреженной аппроксимации заключается в построении оценки разреженного представления полезного сигнала и шума по некоторому словарю, содержащему N атомов $\mathbf{D} = \{g_i(t), 0 \leq i \leq N-1\}$ [17, 18]:

$$\begin{cases} x(t) = \sum_{i=0}^{N-1} a_i g_i(t) + \sum_{i=0}^{N-1} b_i g_i(t) + R(t), & 0 \leq t \leq T, \\ \|R(t)\| \rightarrow \min, \\ \|\mathbf{a}\|_0 + \|\mathbf{b}\|_0 \rightarrow \min, \end{cases} \quad (1)$$

где $\mathbf{a} = \{a_i, 0 \leq i \leq N-1\}$ – вектор коэффициентов разложения полезного сигнала, $\mathbf{b} = \{b_i, 0 \leq i \leq N-1\}$ – вектор коэффициентов разложения шумовой составляющей, $g_i(t) \in \mathbf{D}$ – частотно-временные атомы, $R(t)$ – невязка, $[0; T]$ – интервал наблюдения сигнала, $\|\cdot\|_0$ – псевдонорма, равная числу ненулевых элементов вектора.

Выбор словаря \mathbf{D} существенно влияет на качество аппроксимации. Использование различных словарей при аппроксимации одного и того же сигнала приводит к отличиям как по разреженности, так и по точности. Поэтому при выборе функций, составляющих конкретный словарь, необходимым условием является соответствие их форм реальным сигналам. В сейсморазведке для аналитического описания сейсмоакустических колебаний наиболее часто используются формулы Н.Н. Пузырева (импульсы Гаусса) и Г.П. Берлаге [19]. С учетом известного свойства спектрально-временного самодобия акустоэмиссионных сигналов авторы посчитали целесообразным использовать данные формы импульсов и для разреженной аппроксимации более высокочастотных геоакустических сигналов [16].

Функции Гаусса, имеющие наименьшую площадь частотно-временного окна (рис. 1а), аналитически представляются следующим образом:

$$g(t) = A \exp\left(-B_{\text{lim}}(T_{\text{end}}\Delta t)^2\right) \cos(2\pi f t), \quad (2)$$

$$-T_{\text{end}}/2 \leq t \leq T_{\text{end}}/2,$$

где A – амплитуда, которая выбирается таким образом, чтобы атом имел следующую нормировку $\|g(t)\| = 1$, $A > 0$; T_{end} – длина атома; $B = B_{\text{lim}} \Delta$ – параметр, отвечающий за крутизну огибающей, $B > 0$; B_{lim} – предельное значение параметра B , которое вычисляется относительно T_{end} так, чтобы на границе области определения амплитуда импульса составляла не более 5% от максимального значения; f – частота заполняющей гармоники в Гц; Δ – коэффициент варьирования параметра B относительно предельного значения.

Функции Берлаге, которые имеют короткий передний фронт и длительный спад (рис. 1б), аналитически представляются следующим образом:

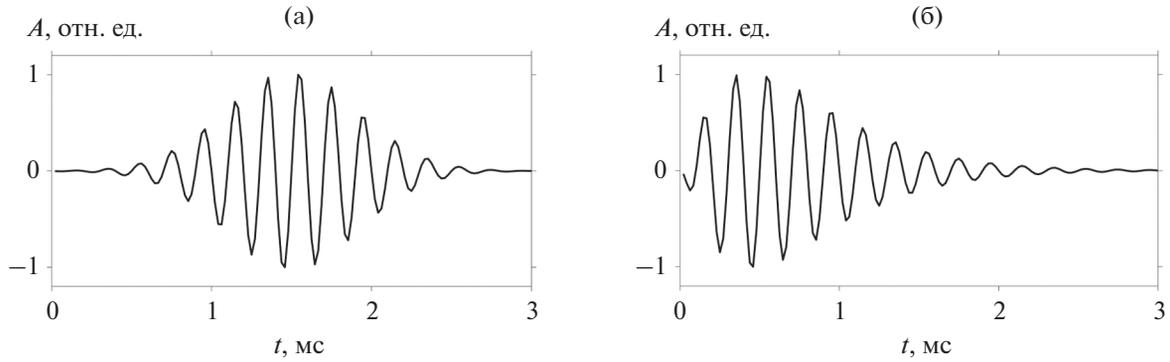


Рис. 1. Примеры базисных функций: (а) – Гаусса, (б) – Берлаге.

$$g(t) = At^{n_{lim}(p_{max})\Delta} \exp\left(-\frac{n_{lim}(p_{max})\Delta}{p_{max}T_{end}}t\right) \sin(2\pi ft), \quad (3)$$

$$0 \leq t \leq T_{end},$$

где A – амплитуда, которая выбирается таким образом, чтобы атом имел нормировку $\|g(t)\| = 1, A > 0$; T_{end} – длина атома; p_{max} – положение максимума огибающей относительно длины атома, $0 < p_{max} < 0.5$; $n = n_{lim} \Delta$ – параметр, отвечающий за крутизну огибающей, $n > 0$; n_{lim} – предельное значение параметра n , которое вычисляется относительно p_{max} так, чтобы на границе области определения амплитуда импульса составляла не более 5% от максимального значения; f – частота заполняющей гармоники в Гц; Δ – коэффициент варьирования параметра n относительно предельного значения.

Для предложенных словарей экспериментальным способом были подобраны диапазоны значений для каждого параметра T_{end}, p_{max}, Δ и f , позволяющие аппроксимировать геоакустические сигналы с заданной точностью. Набор параметров T_{end}, p_{max}, Δ и f однозначно определяет форму атома.

Анализ геоакустических сигналов с использованием словарей Гаусса и Берлаге показал, что функции Гаусса точнее аппроксимируют зашумленные участки сигнала, а функции Берлаге – участки сигнала, содержащие импульсы [16]. С учетом этого для улучшения качества аппроксимации геоакустических данных был создан комбинированный словарь, включающий и функции Берлаге, и функции Гаусса. Было установлено, что использование данного словаря позволяет строить компактные разреженные представления акустоэмиссионных сигналов (5–6 ненулевых коэффициентов разложения) при допустимой ошибке $ERR = \|R(t)\|/\|x(t)\|$ не более 5%.

АДАПТИВНОЕ СОГЛАСОВАННОЕ ПРЕСЛЕДОВАНИЕ

Алгоритм точного решения задачи разреженной аппроксимации требует полного перебора всех возможных комбинаций атомов из словаря, т.е. имеет факториальную вычислительную сложность $O(N!)$. Одним из алгоритмов приближенного решения является алгоритм согласованного

Таблица 1. Характеристики землетрясений, используемых при анализе

№ п/п	Дата и время, УТ	Энергетический класс, K_s	Магнитуда, M_L	Эпицентральное расстояние, км	Глубина, км
1	29.03.2017 г., 04:09:22	15.0	6.8	562.8	43
2	17.07.2017 г., 23:34:08	16.1	7.3	728.0	7
3	22.12.2017 г., 14:44:16	14.2	6.4	205.7	69
4	23.05.2018 г., 01:37:44	14.2	6.4	376.5	56
5	06.07.2018г., 01:40:03	14.9	6.7	167.2	75
6	10.08.2018 г., 18:12:03	13.6	6.1	556.8	60
7	15.09.2018 г., 15:40:12	13.6	6.1	369.6	68
8	09.10.2018 г., 07:45:08	14.0	6.3	422.9	57
9	28.03.2019 г., 22:06:48	14.0	6.3	289.7	49
10	25.06.2019 г., 09:05:39	14.3	6.4	549.6	57

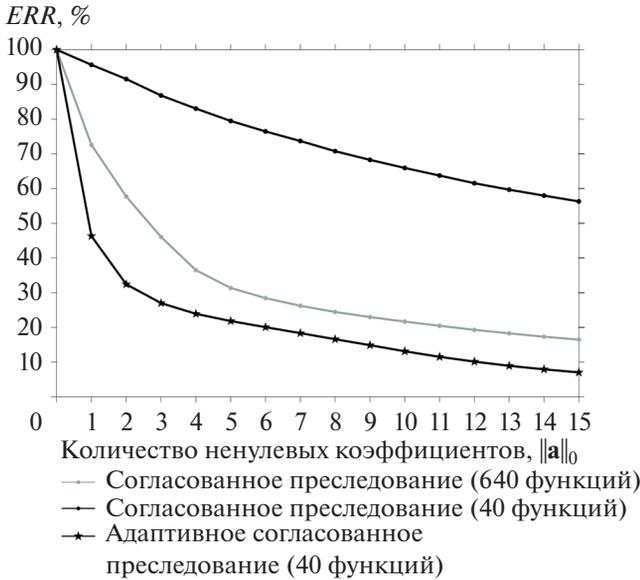


Рис. 2. Спад ошибки ERR для алгоритмов согласованного преследования и адаптивного согласованного преследования.

преследования (Matching Pursuit, MP) [20]. Его можно описать в виде следующей итерационной процедуры:

$$\begin{cases} R_0(t) = x(t), \\ (m, h) = \arg \left[\max_{k,j} \left| \langle g_k(t - \tau_j), R_i(t) \rangle \right| \right], \\ R_{i+1}(t) = R_i(t) - \langle g_m(t - \tau_h), R_i(t) \rangle g_m(t - \tau_h), \end{cases} \quad (4)$$

где $R_i(t)$ — невязка; τ — сдвиг функции $g(t)$ относительно сигнала $x(t)$; $\langle f, g \rangle$ — скалярное произведение.

У алгоритма согласованного преследования имеется ряд существенных недостатков. Во-первых, для обеспечения достаточной точности разреженных представлений требуется использование словарей больших объемов, что вызывает экспоненциальный рост времени выполнения алгоритма (вычислительная сложность алгоритма согласованного преследования — $O(N^2 \log_2 N)$). Во-вторых, поскольку выбор функций осуществляется из неменяющегося словаря, полученные представления отличаются “грубой” дискретизацией параметров (T_{end} , p_{max} , Δ и f). Для решения вышеперечисленных проблем данный классический алгоритм был улучшен таким образом, чтобы на словарях ограниченного размера можно было строить аппроксимации требуемой точности и тем самым экономить вычислительные ресурсы. Поскольку на каждой итерации алгоритма (4) определяются параметры и сдвиг атома, имеющего наибольшее по модулю скалярное произведение с сигналом, то итерацию согласованного пре-

следования можно описать в виде задачи поиска максимума функции многих переменных:

$$F(\tau, \mathbf{p}) = \left| \langle R(t), g(t - \tau, \mathbf{p}) \rangle \right| \rightarrow \max_{\mathbf{p}}. \quad (5)$$

Для уточнения параметров \mathbf{p} функции (T_{end} , p_{max} , Δ и f), имеющей максимальное по абсолютной величине скалярное произведение с сигналом, можно применять методы оптимизации, например, сеточного поиска. Модифицированный таким образом алгоритм был назван “адаптивное согласованное преследование” (Adaptive Matching Pursuit, AMP) [16, 21, 22].

Применение алгоритма адаптивного согласованного преследования уменьшает объем затрачиваемых вычислительных ресурсов в несколько раз, так как для получения разреженных аппроксимаций заданной точности можно использовать словари меньшего размера (рис. 2).

Результаты использования предложенного алгоритма для анализа данных показывают, что он позволяет более точно по сравнению с классическими частотно-временными методами оценивать внутреннюю структуру импульсов геоакустической эмиссии. Для примера на рис. 3 приведена оценка структуры модельного геоакустического сигнала со следующими характеристиками: частота дискретизации — 48 кГц, длительность — 3 мс, состоит из трех импульсов с частотами 11, 9, 8 кГц (рис. 3а). Оценка спектральной плотности мощности позволяет выявить только две частоты из трех (рис. 3б). На спектрограмме сигнала (рис. 3в) три импульса сливаются в одну структуру. Использование же адаптивного согласованного преследования (рис. 3г) позволяет выделить в сигнале частотно-временные структуры всех трех импульсов. Следовательно, оценка частотно-временной структуры импульса, полученная данным способом, наиболее близка к реальной структуре сигнала. Для визуализации разреженных представлений отдельных сигналов в частотно-временной области использовалось преобразование Вигнера–Вилла, которое в настоящее время достаточно широко применяют при спектральном анализе в различных областях науки, например, акустике живых систем [23]. На рис. 4 показаны примеры частотно-временного анализа фрагментов реального геоакустического сигнала. Сигнал, изображенный на рис. 4а, содержит три однотипных импульса с несущими частотами 14.1–19.5 кГц. На рис. 4б изображен сигнал акустической эмиссии, содержащий семь импульсов: два небольшой амплитуды с частотным заполнением 13–18 кГц и пять импульсов со сложной внутренней структурой. На рис. 4в изображен геоакустический сигнал, содержащий семь однотипных импульсов с простой внутренней структурой и частотами 17–18 кГц. На рис. 4г изображен сигнал, включающий шесть импульсов с частотами 18.4–19 кГц,

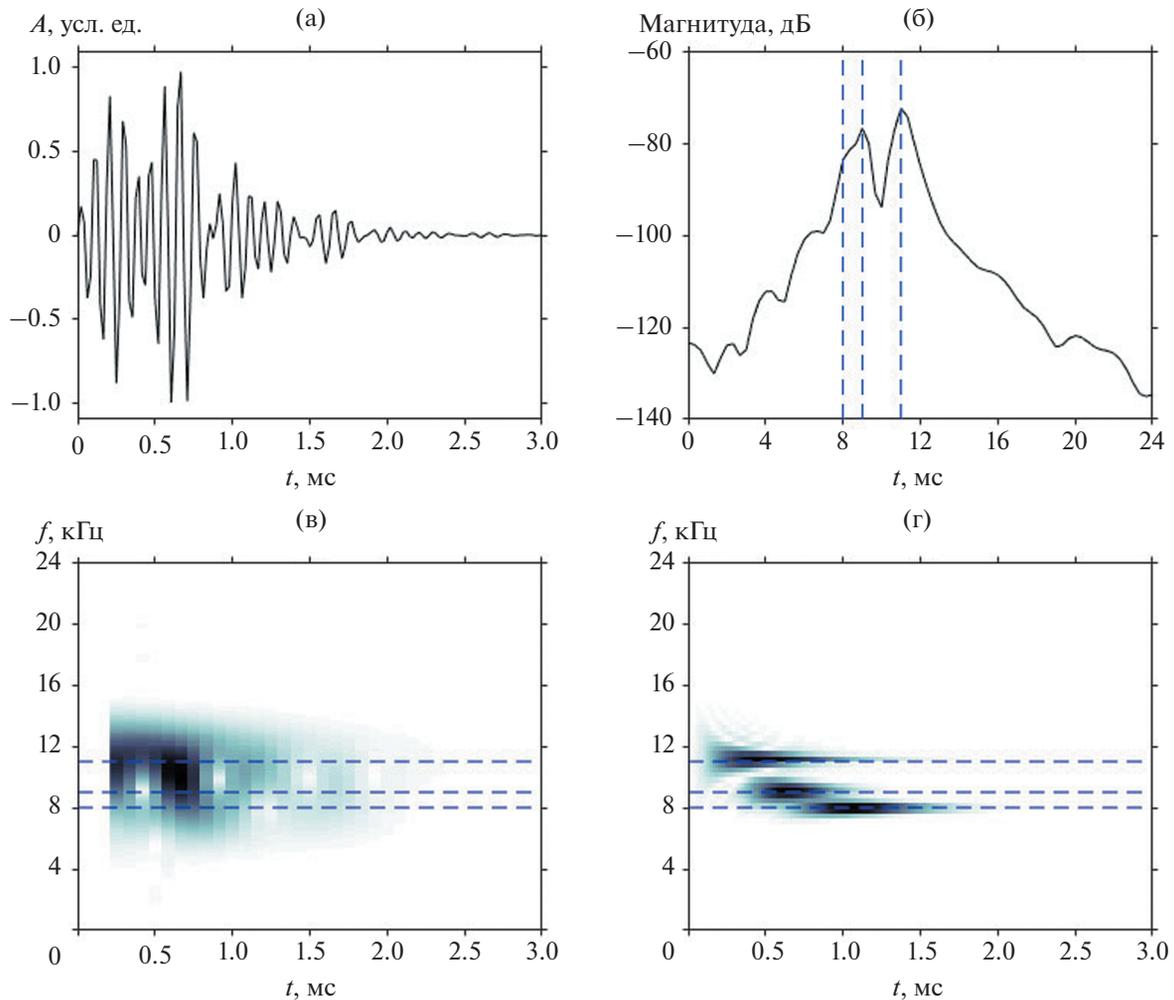


Рис. 3. Сравнение методов оценки внутренней структуры геоакустического сигнала: (а) — сигнал, (б) — оценка спектральной плотности мощности методом быстрого преобразования Фурье, (в) — спектрограмма, (г) — преобразование Вигнера–Вилла разреженного представления сигнала, полученного адаптивным согласованным преследованием. Пунктирными линиями обозначены частоты входящих в состав сигнала импульсов — 11, 9, 8 кГц.

помимо импульсов данный сигнал содержит низкочастотную трендовую компоненту ($f \leq 900$ Гц).

Программа, реализующая алгоритм адаптивного согласованного преследования, была разработана с использованием технологии CUDA (параллельные вычисления на графических процессорах NVIDIA). Такая параллельная реализация данного алгоритма в среднем выполняется в 8 раз быстрее последовательной. Это позволяет производить обработку геоакустических сигналов в режиме реального времени, несмотря на высокую вычислительную сложность алгоритма $O(N^2 \log_2 N)$.

АНАЛИЗ ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Исследованиями на Камчатке установлено, что на заключительной стадии подготовки землетрясений в условиях роста напряжений в приповерхностных осадочных породах проявляется вы-

сокочастотный акустоэмиссионный эффект, заключающийся в увеличении интенсивности геоакустического излучения в килогерцовом диапазоне частот. Одновременно наблюдается ярко выраженная анизотропия направленности излучения, обусловленная ориентацией источников акустических колебаний в поле напряжений пород [1, 5–7, 24]. Таким образом, во время проявления данного эффекта при подготовке землетрясений меняются характеристики источников излучения, что в свою очередь должно привести и к изменению частотно-временного состава выявляемых геоакустических импульсов. Для подтверждения этого с применением алгоритма адаптивного согласованного преследования был произведен анализ состава геоакустических импульсов за 8 дней перед сильным землетрясением, произошедшим 30.01.2016 г. в 03:25 UT (магнитуда $M_W - 7.2$, координаты эпицентра — 53.85° с.ш., 159.03° в.д., глубина — 185 км). Было выявлено

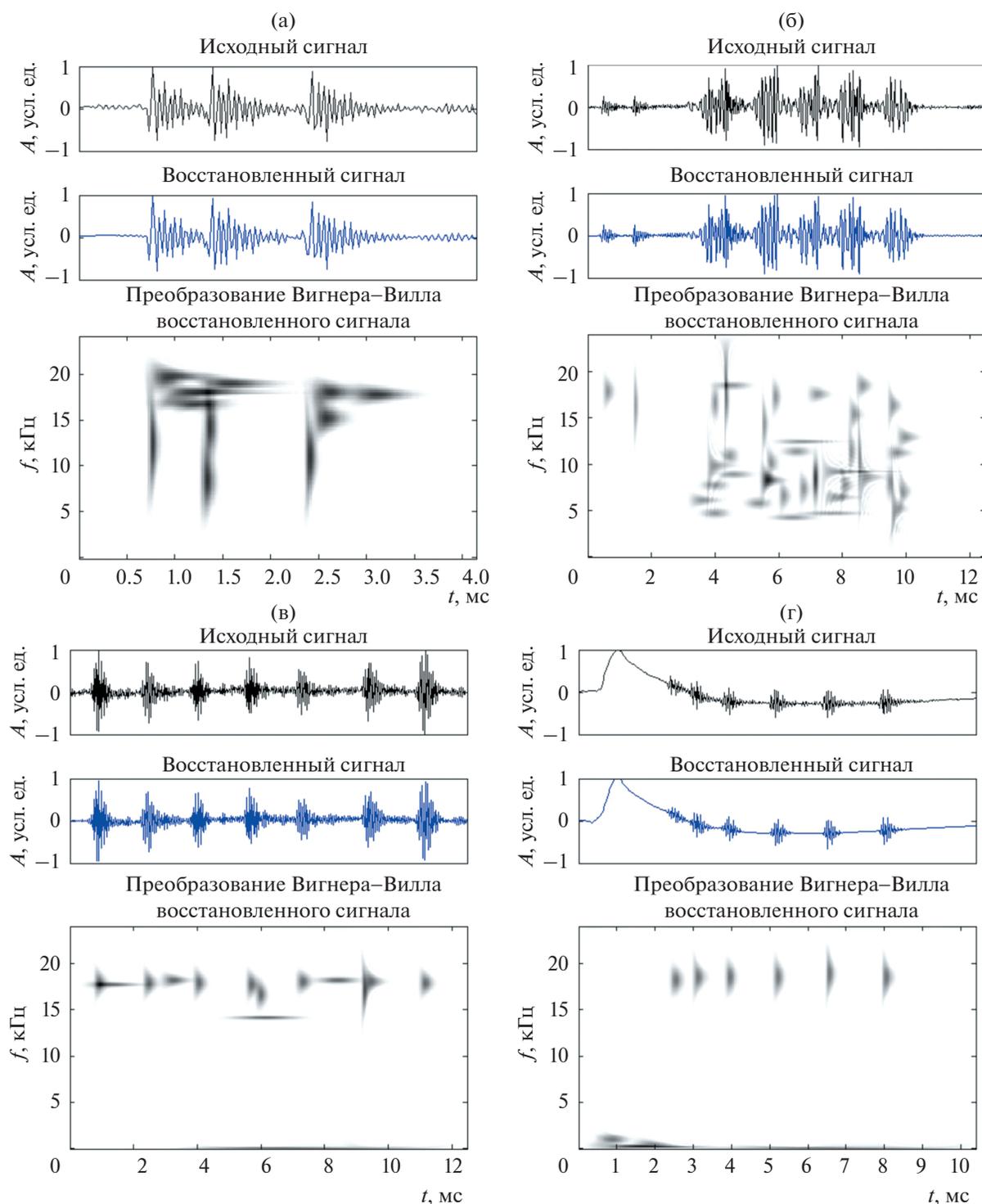


Рис. 4. Примеры частотно-временного анализа фрагментов сигнала, содержащих импульсы: (а) – сигнал с 3 импульсами (11 атомов, $ERR = 5\%$); (б) – сигнал с 7 импульсами (31 атом, $ERR = 5\%$); (в) – сигнал с 7 импульсами (14 атомов, $ERR = 5\%$); (г) – сигнал с 6 импульсами (10 атомов, $ERR = 1\%$).

увеличение количества импульсов с частотами 4–6 кГц и сокращение импульсов с частотами более 9 кГц [25]. В [26] показано, что за 30 мин до сильного землетрясения, произошедшего 25.03.2020 г. в 02:49 UT (магнитуда $M_W = 7.5$, ко-

ординаты эпицентра – 48.964° с.ш. 157.696° в.д., глубина – 57.8 км), наблюдалось резкое увеличение числа импульсов с частотами 2–3 кГц.

Для более детальной оценки изменения частотно-временного состава геоакустических им-

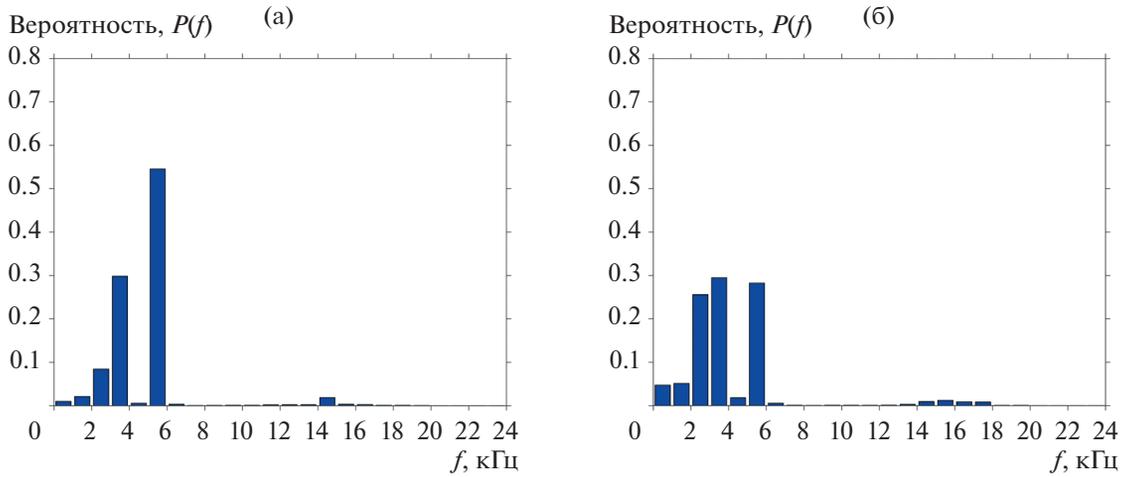


Рис. 5. Гистограммы частот, построенные для: (а) – предсейсмического геоакустического сигнала, зарегистрированного 20.03.2017 г. в 10:00–10:59 UT, (б) – сигнала, зарегистрированного в сейсмически спокойный период 02.05.2018 г. в 13:00–13:59 UT.

пульсов перед землетрясениями, произошедшими в 2017–2019 гг., была проанализирована структура сигналов, зарегистрированных в течение 15 сут до сейсмических событий, а также в сейсмически спокойные периоды. Исследования проводились в пункте наблюдений “Карымшина” на Камчатке (координаты 52.83° с.ш., 158.13° в.д.). Рассматривались все сейсмические события 2017–2019 гг. с магнитудами M_L более 6.0. Дальнейшему анализу подвергались данные перед землетрясениями, в случае попадания пункта наблюдений в зону их подготовки с радиусом Добровольского ($R_d = 10^{0.43M}$). Из сейсмических событий, разнесенных по времени менее чем на 15 сут,

в формируемую выборку включалось первое событие. В результате всего было выбрано 10 землетрясений с характеристиками, приведенными в табл. 1. Также были отобраны следующие сейсмически спокойные периоды (отсутствие в окрестности 15 дней землетрясений с магнитудой M_L выше 4.5): 07.11.2017 г. 20:00 – 10.11.2017 г. 17:59 UT, 26.04.2018 г. 00:00 – 06.05.2018 г. 15:59 UT, 14.01.2019 г. 20:00 – 15.01.2019 г. 12:59 UT, 29.03.2019 г. 00:00 – 30.03.2019 г. 23:59 UT.

Все данные обрабатывались следующим образом:

- удаление тренда, центрирование и нормирование сигнала;
- выделение информативных участков сигнала (импульсов) с помощью адаптивной пороговой схемы;
- обработка выделенных импульсов методом адаптивного согласованного преследования.

Далее строились гистограммы распределения частот базисной функции, входящей в разложение импульсов с наибольшим по абсолютной величине коэффициентом (самая энергоемкая компонента импульса). Анализ проводился для часовых интервалов сигнала. За аномалию принималось наличие явной доминирующей частоты заполнения импульсов f_{max} , т.е. ярко выраженного максимума гистограммы распределения частот (вероятность более 50%). В результате такие аномалии были выявлены перед четырьмя сейсмическими событиями (№ 1, 4, 5, 10, см. табл. 1). В сейсмически спокойные периоды подобных аномалий выявлено не было.

Для примера рассмотрим аномалию, выявленную в геоакустических данных перед землетрясением № 1 из табл. 1, произошедшим 29.03.2017 г. в 04:09:22 UT. На рис. 5а изображена гистограмма

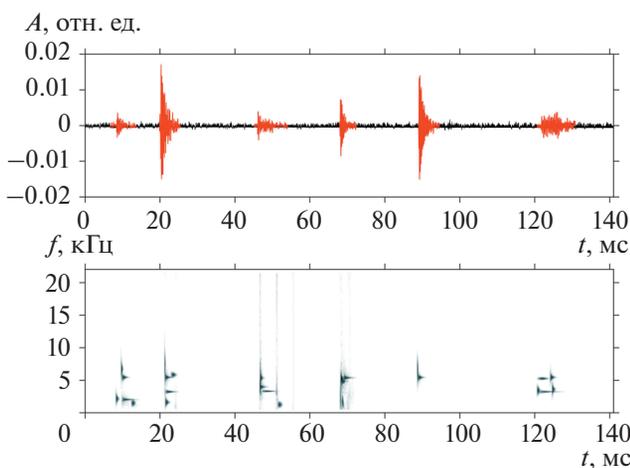


Рис. 6. Фрагмент записи предсейсмического сигнала, зарегистрированного 20.03.2017 г. в 10:00–10:59 UT, содержащий последовательность импульсов с частотами заполнения 5–6 кГц, и его частотно-временная структура (внизу).

распределения частот сигнала, зарегистрированного 20.03.2017 г. в 10:00–10:59 UT, а на рис. 5б – фонового сигнала, зарегистрированного 02.05.2018 г. в 13:00–13:59 UT. На рис. 5а присутствует аномальный пик, соответствующий частотам 5–6 кГц ($P(f) = 54\%$). На рис. 5б такие явные пики отсутствуют. На рис. 6 изображен фрагмент аномального геоакустического сигнала из рассмотренного временного периода, содержащий импульсы с частотой заполнения 5–6 кГц и его частотно-временная структура. Следует отметить, что результаты, полученные при выявлении аномалий в геоакустических данных, зарегистрированных перед землетрясениями № 1, 4, 5, 10, хорошо согласуются с результатами, представленными в [25, 26]. Значения f_{\max} при этом отличаются в данных перед каждым сейсмическим событием. С учетом того, что из 10 рассмотренных землетрясений в 6 случаях не выявлено возникновение аномалий частоты заполнения импульсов f_{\max} , для формулирования частотно-временных критериев возникновения предсейсмических аномалий в геоакустических данных требуются дальнейшие исследования с привлечением большего количества сейсмических событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показаны результаты применения разработанного подхода на основе методов разреженной аппроксимации для частотно-временного анализа геоакустических данных. Его использование позволяет исследовать внутреннюю структуру геоакустических импульсов с различными характеристиками (высокочастотные, низкочастотные, сложной структуры). Приведены примеры частотно-временного анализа модельных и реальных геоакустических сигналов. Проанализированы геоакустические данные перед землетрясениями, произошедшими на Камчатке в 2017–2019 гг., с магнитудами M_L более 6.0. Показано, что в период до 15 дней перед четырьмя из десяти землетрясений выявляются аномалии в виде ярко выраженного максимума f_{\max} в частотах заполнения импульсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марапудец Ю.В., Шевцов Б.М. Мезомасштабная акустическая эмиссия. Владивосток: Дальнаука, 2012. 126 с.
2. Долгих Г.И., Купцов А.В., Ларионов И.А. Марапудец Ю.В., Швец В.А., Шевцов Б.М., Широков О.П., Чушин В.А., Яковенко С.В. Деформационные и акустические предвестники землетрясений // ДАН. 2007. Т. 413. № 1. С. 96–100.
3. Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке

Камчатских землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2005. № 5. С. 45–59.

4. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Купцов А.В., Ларионов И.А., Марапудец Ю.В., Рутенко А.Н., Шевцов Б.М. Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений // ДАН. 2006. Т. 407. № 5. С. 669–672.
5. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Краснописцев Н.В., Купцов А.В., Ларионов И.А., Марапудец Ю.В., Рутенко А.Н., Шевцов Б.М. Аномалия высокочастотных сигналов геоакустической эмиссии как оперативный предвестник землетрясения // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 97–109.
6. Шевцов Б.М., Марапудец Ю.В., Щербина А.О. О направленности приповерхностной высокочастотной геоакустической эмиссии в периоды деформационных возмущений // ДАН. 2010. Т. 430. № 1. С. 119–122.
7. Марапудец Ю.В., Щербина А.О. Оценка ориентации оси наибольшего сжатия пород с использованием точечной приемной системы на основе комбинированного приемника // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 703–711.
8. Марапудец Ю.В., Щербина А.О. Методы исследования пространственной анизотропии геоакустической эмиссии // Эл. журнал “Техническая акустика”. 2008. Т. 14. С. 17. URL: <http://ejta.org/archive/articles2008/marapuletz1.zip> (дата обращения: 28.01.2021).
9. Марапудец Ю.В., Тристанов А.Б., Шевцов Б.М. Анализ структуры сигналов акустической эмиссии звукового диапазона методом разреженной аппроксимации // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 4. С. 396–406.
10. Марапудец Ю.В., Луковенкова О.О., Тристанов А.Б., Ким А.А. Методы регистрации и частотно-временного анализа сигналов геоакустической эмиссии. Владивосток: Дальнаука, 2017. 148 с.
11. Chakraborty A., Okaya D. Frequency-time decomposition of seismic data using wavelet-based methods // Geophysics. 1995. V. 60. № 6. P. 1906–1916. <https://doi.org/10.1190/1.1443922>
12. Josso N., Zhang J., Papandreou-Suppappola A., Ioana C., Mars J., Gervaise C., Stephan Y. On the characterization of time-scale underwater acoustic signals using matching pursuit decomposition // Proc. OCEANS 2009. 26–29 Oct. 2009. Biloxi, MTS, USA, 2009.
13. Гуань Янь, Ки Жень, Пейвен Ке. Адаптивная вейвлет-пакетная декомпозиция, основанная на алгоритме согласованного преследования, и ее применение в ультразвуковом контроле // Дефектоскопия. 2007. № 1. С. 80–87.
14. Ebenezer S.P., Papandreou-Suppappola A., Suppappola S.B. Classification of acoustic emissions using modified matching pursuit // EURASIP Journal on Applied Signal Processing. 2004. № 3. P. 347–357. <https://doi.org/10.1155/S1110865704311029>
15. Kovvali N., Das S., Chakraborty D., Cochran D., Papandreou-Suppappola A., Chattopadhyaya A. Time-frequency based classification of structural damage // Proc. 48th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference. 23–26 Apr.

2007. P. 11.
<https://doi.org/10.2514/6.2007-2055>.
16. *Афанасьева А.А., Луковенкова О.О., Марапулец Ю.В., Тристанов А.Б.* Применение разреженной аппроксимации и методов кластеризации для описания структуры временных рядов акустической эмиссии // Цифровая обработка сигналов. 2013. № 2. С. 30–34.
 17. *Малла С.* Вейвлеты в обработке сигналов: учеб. пособие. 2-е издание, пер. с англ. М.: Мир, 2005. 671 с.
 18. *Tropp J.A.* Topics in Sparse Approximation: diss. PhD. Austin: The University of Texas, 2004. 232 p.
 19. *Артемов А.Е.* Физические основы сейсморазведки: учеб. пособие. Саратов: ООО Издательский центр “Наука”, 2012. 56 с.
 20. *Mallat S., Zhang Z.* Matching pursuit with time-frequency dictionaries // IEEE Trans. Signal Processing. 1993. V. 41. № 12. P. 3397–3415.
<https://doi.org/10.1109/78.258082>
 21. *Луковенкова О.О., Тристанов А.Б.* Адаптивный алгоритм согласованного преследования с уточнением на смешанных словарях в анализе сигналов геоакустической эмиссии // Цифровая обработка сигналов. 2014. № 2. С. 54–57.
 22. *Tristanov A.B., Marapulets Yu.V., Lukovenkova O.O., Kim A.A.* A new approach to study of geoaoustic emission signals // Pattern Recognition and Image Analysis. 2016. V. 26. № 1. P. 34–44.
<https://doi.org/10.1134/S1054661816010259>
 23. *Андреев В.Г., Грамович В.В., Красикова М.В., Корольков А.И., Выборов О.Н., Данилов Н.М., Мартынюк Т.В., Родненков О.В., Руденко О.В.* Частотно-временной анализ звуков второго тона сердца для оценки давления в легочной артерии // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 556–562.
 24. *Марапулец Ю.В.* Высокочастотный акустоэмиссионный эффект // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2015. № 1(10). С. 44–53.
 25. *Lukovenkova O., Solodchuk A., Tristanov A., Malkin E.* Complex analysis of pre-seismic geoaoustic and electromagnetic emission signals // E3S Web of Conferences. 2019. V. 127. P. 03001.
<https://doi.org/10.1051/e3sconf/201912703001>
 26. *Lukovenkova O., Solodchuk A.* Analysis of geoaoustic emission and electromagnetic radiation signals accompanying earthquake with magnitude $M_w = 7.5$ // E3S Web of Conferences. 2020. V. 196. P. 03001.
<https://doi.org/10.1051/e3sconf/202019603001>

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.6.08

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ВИБРОМЕТРИЯ ДВУМЕРНОЙ
УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕШЕТКИ МЕТОДОМ НЕСТАЦИОНАРНОЙ
АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

© 2021 г. С. А. Цысарь^{а, *}, Д. А. Николаев^а, О. А. Сапожников^а

^аФизический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Ленинские горы 1, Москва, 119991 ГСП-1 Россия

*e-mail: sergey@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 02.05.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 02.02.2021 г.

Представлены результаты экспериментального определения структуры колебаний поверхности двумерного фазированного ультразвукового датчика мегагерцового диапазона частот с использованием метода нестационарной акустической голографии в полосе частот от 0.1 до 10 МГц. Показано, что указанный метод позволяет обнаружить индивидуальные элементы, работающие с отклонениями параметров от номинальных значений, в том числе и неактивные. Проведено сравнение с результатами поэлементных эхо-импульсных измерений, а также измерений электрической емкости элементов.

Ключевые слова: акустическая голография, двумерные решетки, характеристика излучателей, калибровка

DOI: 10.31857/S0320791921030138

ВВЕДЕНИЕ

Многоэлементные ультразвуковые (УЗ) решетки широко применяются в медицинской диагностике и неразрушающем контроле. В большинстве современных ультразвуковых сканеров используются одномерные (линейные) ультразвуковые решетки, которые за счет специальной фазировки сигналов различных элементов дают возможность осуществить эхо-импульсную визуализацию в двумерной области – плоском участке, перпендикулярном элементам решетки. Улучшение получаемых ими изображений по сравнению с простейшим методом построения DAS (*delay and sum*) достигается за счет применения новых алгоритмов обработки сигналов [1, 2] и методов распознавания [3, 4]. В последние годы наметилась тенденция к использованию двумерных решеток, которые позволяют существенно улучшить УЗ-визуализацию или точность воздействия не только за счет охвата трехмерной области, но и благодаря более эффективной компенсации аббераций при использовании УЗ методов в неоднородных средах [5].

При использовании таких решеток элементы обычно считаются идеальными, что зачастую является очень грубым приближением. В реальности важно уметь контролировать состояние различных элементов, их способность излучать и

принимать сигналы в нужном диапазоне частот. Желательно также оценивать состояние защитных и согласующих слоев на излучающей поверхности, качество электрических контактов между пьезоэлектрическими элементами и питающими их проводами и т.д. При определении характера излучаемого ультразвукового поля разработчики иногда ограничиваются набором электрических характеристик элементов с использованием различных приближений (например, предположения о поршневом характере колебаний поверхности элементов). Для ряда применений это может быть неприемлемо по уровню точности предсказываемого поля из-за наличия ряда дефектов и несправедливости использованных приближений [6]. Определить характер колебаний поверхности излучателя можно с помощью известных методов, например, метода лазерной виброметрии [7] или метода ширен-визуализации [8]. Но оба метода не позволяют непосредственно получить количественное распределение поля в жидкой рабочей среде. Первый метод работает в воздухе, а в жидкости возникает акустооптическое взаимодействие, вносящее существенные помехи [9, 10]. Второй метод позволяет просто получить качественную картину УЗ-пучка в прозрачной жидкости, но для получения количественных распределений необходимо применение сложной

и высокоточной томографической схемы. В настоящей работе для количественной характеристики излучаемого импульсного поля предлагается использовать метод нестационарной акустической голографии [11].

Голографией в широком смысле называют запись полной информации о волне (голограммы). В случае гармонической волны записывается не только амплитуда, но и фаза волны. Согласно общим свойствам решения волнового уравнения, такую запись достаточно осуществить на некоторой поверхности, окружающей визуализируемый объект. Для акустических волн было предложено и реализовано несколько вариантов голографии по аналогии с оптическим принципом записи [12–14]. Позже стало понятно, что в акустике можно избежать использования интерференции со вспомогательным опорным пучком, поскольку благодаря относительно низкой частоте сигналов удается достаточно легко осуществить прямую запись амплитуды и фазы волны в каждой точке поверхности измерений и затем воссоздать исходное поле численным образом. Более того, в случае несинусоидальных сигналов можно записать полную временную форму сигналов в точках указанной поверхности. Такой подход для случая распространения ультразвуковых волн мегагерцового диапазона в жидкостях разработан в работах [8, 11, 15–17]. Суть метода заключается в численном расчете скорости колебаний поверхности преобразователя на основе экспериментально измеренного распределения акустического давления на некоторой поверхности перед источником. Математически проблема сводится к решению обратной задачи нахождения неизвестных значений поля в точках поверхности источника на основе известных значений поля в точках некоторого участка поверхности, расположенного перед источником.

К настоящему времени предложено несколько различных вариантов акустической голографии. Одним из эффективных способов пересчета волнового поля с плоскости на плоскость является метод углового (пространственного) спектра. Такой способ применяется как для расчета распространения акустических полей от плоских источников [18, 19], так и для обратного пересчета [20], т.е. для голографического восстановления посредством обратного распространения. Метод углового спектра можно обобщить на случай цилиндрических или сферических источников [21, 22]. Большое количество публикаций посвящено акустической голографии ближнего поля, для которой характерно проведение записи голограммы на относительно близком расстоянии от источника, порядка длины волны. Этот вариант голографии получил заметное развитие в воздушной акустике, где он уже используется для нахождения распределений скорости или давления на вибрирую-

щих поверхностях различных устройств. При этом проводится учет неоднородных волн, которые, как известно, несут информацию о мелко-масштабных деталях поля на источнике [23].

В настоящей работе для определения чувствительности элементов на излучение и определения соответствия элемента и номера канала УЗ-системы предложен и опробован метод импульсной акустической голографии. В эксперименте была исследована 384-элементная ультразвуковая решетка с центральной частотой 2 МГц (Меделком, Литва). При калибровке в полосе частот 0.1–10 МГц продемонстрировано, что предложенный метод обладает высокой пространственно-временной разрешающей способностью, что позволяет визуализировать колебания отдельных элементов и обнаружить дефекты на поверхности источника.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ МЕТОДА

В большинстве приложений ультразвука в медицине и неразрушающем контроле размеры преобразователей намного превышают длину волны, а исследуемые участки среды находятся от источника на расстоянии много больше длины волны, поэтому проводить учет неоднородных волн, в отличие от ряда голографических задач гидроакустики килогерцового диапазона [12, 13], нет необходимости. В основу развиваемого нами варианта акустической голографии положен принцип обращения волнового фронта, основанный на инвариантности волнового уравнения в непоглощающей среде относительно операции обращения времени [24]. Для проведения операции прямого или обратного распространения в некоторых случаях удобно использовать метод интеграла Рэлея, который особенно удобен при исследовании неплоских излучающих поверхностей, колеблющихся по гармоническому закону [15]. В силу линейности задачи он легко обобщается на случай нестационарных (в частности, импульсных) источников [17]. При этом в каждой точке голограммы записывается не амплитуда и фаза сигнала (как это делается при исследовании монохроматических источников), а полная форма волны. Такой подход, как уже было отмечено, оправдан при исследовании колебаний поверхности источника и/или поверхности измерений неплоской формы, например, фокусирующей [16].

Когда поверхность области сканирования (область голограммы) и поверхность излучателя являются плоскопараллельными, более быстрый расчет возможен на основе метода углового спектра. Отметим, однако, что скорость расчетов обычно не является проблемой, так что выбор того или иного метода (интеграла Рэлея или углового спектра) не принципиален. Для определенности сформулируем аналитические закономерности

прямого и обратного распространения поля ультразвукового давления, меняющегося со временем по негармоническому закону, с использованием аппарата фурье-преобразования. Рассмотрим плоскость $z = 0$, расположенную непосредственно у поверхности плоского УЗ-источника в воде. Распределение акустического давления $p(x, y, z = 0, t)$ в этой плоскости определяется характером колебаний поверхности источника, который, вообще говоря, является неизвестным. В силу линейности задачи удобно рассматривать распространение каждой гармонической компоненты сигнала $S(x, y, z, \omega)$ независимо от других. Пространственная структура поля каждой гармоники представляет собой зависимость действительной амплитуды и фазы этой гармоники от координат, которую удобно свести к пространственной зависимости комплексной амплитуды, считая функцию $S(x, y, z, \omega)$ комплексной. В рамках метода углового спектра данная зависимость может быть сведена к $P(k_x, k_y, z, \omega)$ путем перехода от пространственных координат (x, y, z) к смешанным (k_x, k_y, z) с помощью двумерного пространственного преобразования Фурье:

$$P(k_x, k_y, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y, z, \omega) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy, \quad (1)$$

где

$$S(x, y, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z, t) e^{i\omega t} dt. \quad (2)$$

Здесь k_x, k_y представляют собой проекции волнового вектора $\mathbf{k}(\omega)$ для каждой гармонической компоненты на оси x и y соответственно. Ось z соответствует основному направлению распространения УЗ-поля.

Пользуясь введенными обозначениями, трудно через исходное поле на плоскости $z = 0$ выразить угловой спектр гармонической компоненты поля на плоскости, удаленной от источника на расстояние z_H , принимая во внимание приобретаемый фазовый набег $k_z z_H = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z_H$, где $k = k(\omega) = \omega/c(\omega)$ – волновое число, c – ско-

рость звука на данной частоте в среде (для рассматриваемого случая – в воде):

$$P(k_x, k_y, z_H, \omega) = P(k_x, k_y, 0, \omega) G(k_x, k_y, z_H, \omega), \quad (3)$$

где

$$G(k_x, k_y, z_H, \omega) = e^{i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} z_H}. \quad (4)$$

Таким образом, угловые спектры поля акустического давления на параллельных плоскостях z связаны через пропагатор G , что позволяет легко пересчитывать поле с одной плоскости на другую. При этом полученные выражения сразу позволяют решить и обратную задачу в классической постановке голографии: при известном (из измерений) поле на плоскости голограммы $z = z_H$ найти поле на источнике. Действительно, домножив правую и левую части выражения (3) на G^{-1} , получим явное выражение для углового спектра на поверхности источника $z = 0$:

$$P(k_x, k_y, 0, \omega) = P(k_x, k_y, z_H, \omega) e^{-i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} z_H}. \quad (5)$$

Здесь следует отметить, что при значениях k_x, k_y , выходящих за пределы круга с радиусом ω/c , показатель экспоненты будет положительным действительным числом, что при неизбежных шумах, вносимых в функцию $P(k_x, k_y, z_H, \omega)$ при голографических измерениях, приведет к экспоненциальному росту ошибок в определении исходного поля. Поэтому, как отмечалось выше, в задачах больших волновых размеров неоднородные волны принудительно исключаются из рассмотрения, что в методе углового спектра достигается использованием только спектральных компонент, находящихся в пределе так называемого круга излучения $(k_x, k_y) \in \Sigma_k$, который определяется условием $(k_x, k_y): k_x^2 + k_y^2 \leq \omega^2/c^2$.

Удобно с использованием обратных к (1), (2) преобразований и соотношения (5) записать итоговые выражения для расчета исходного поля на источнике $p(x, y, 0, t)$ на основе измеряемого поля вдоль плоской поверхности голограммы $p(x, y, z_H, t)$, которые и использовались в настоящей работе:

$$p(x, y, 0, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \iint_{\Sigma_k} P(k_x, k_y, z_H, \omega) e^{-i \left(\omega t - k_x x - k_y y + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} z_H \right)} dk_x dk_y \right\} d\omega, \quad (6)$$

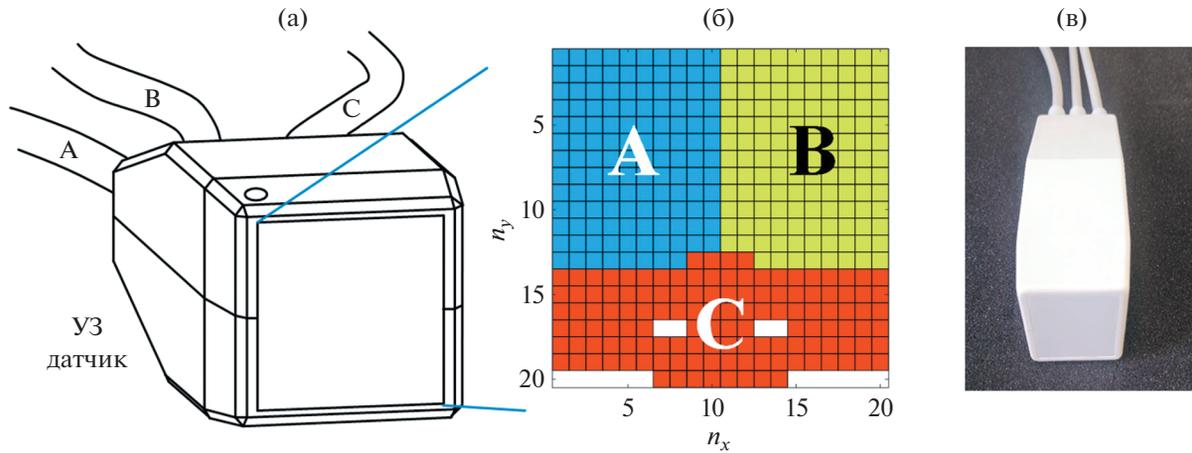


Рис. 1. (а, в) – Двумерный ультразвуковой датчик. Размер рабочей области 30 × 30 мм. (б) – Схема расположения 384 активных элементов на лицевой поверхности датчика, разделенных на три сектора А, В и С по 128 каналов.

где

$$P(k_x, k_y, z_H, \omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z_H, t) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt \right\} dx dy. \quad (7)$$

Как было отмечено выше, расчет поля с использованием полученных формул возможен только для плоскопараллельных поверхностей. При проведении реальных измерений, однако, отклонение поверхностей преобразователя и голограммы от взаимной параллельности неизбежно [16], что формально делает предложенный метод не применимым непосредственно к реальным условиям. Данный факт, тем не менее, не является серьезной проблемой, поскольку даже монохроматическая голограмма представляет собой набор данных о полной трехмерной пространственной структуре поля в интересующей области, а значит, даже в случае взаимной непараллельности поверхностей информация о поле вдоль требуемой поверхности может быть восстановлена с использованием описанного метода углового спектра. Так, например, при линейных отклонениях порядка длины волны на поперечном масштабе голограммы, при прямом применении метода ошибка реконструкции составляет единицы процентов [16]. В случае больших отклонений или при необходимости корректировки возникающей большей ошибки она может быть скомпенсирована введением дополнительных фазовых множителей в преобразовании (7), что было проанализировано в работе [25].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Экспериментальная верификация предложенного метода проводилась на двумерной приемопередающей решетке из пьезоэлектрических эле-

ментов, выполненной в виде плоской квадратной матрицы (см. рис. 1). Форма матрицы – квадратная, плоская, размером 20×20 элементов (общее количество элементов 400). Вид каждого элемента матрицы – квадрат размером 1.45 × 1.45 мм. Зазор между соседними элементами – 0.05 мм (период матрицы 1.5 мм). Из имеющихся 400 элементов управляемыми (рабочими) являются 384 элемента, разбитые на три группы А, В и С по 128 элементов (распределение элементов по группам показано на рис. 1б), каждая из которых управляется с помощью отдельного кабеля, обеспечивающего подключение к выходу системы Verasonics (тип разъема соответствует стандарту Canon ZIF DL5-260PW6A).

Центральная частота в режиме приема–передачи при минимальном значении реактивной составляющей импеданса лежит в диапазоне 1.9–2.3 МГц. Относительная ширина полосы частот в режиме приема–передачи по уровню 6 дБ при минимальном значении реактивной составляющей импеданса – не менее 40%. Корпус решетки с подходящими к нему тремя кабелями гидроизолирован для обеспечения возможности погружения в воду при комнатной температуре на глубину до 1 м и нахождения в указанных условиях до 10 сут.

Голографические измерения проводились на специальном экспериментальном стенде. Исследуемый ультразвуковой датчик опускался в резервуар с дегазированной водой и был неподвижно закреплен в процессе измерений. Напротив него находился ультразвуковой датчик – капсульный гидрофон Golden Lipstick HGL-0200 (Onda Corp., США) со встроенным преусилителем электрического сигнала (рис. 2а). Номинальный диаметр чувствительного участка гидрофона равен 0.2 мм, чувствительность на частоте 2 МГц составляет 0.21 В/МПа.

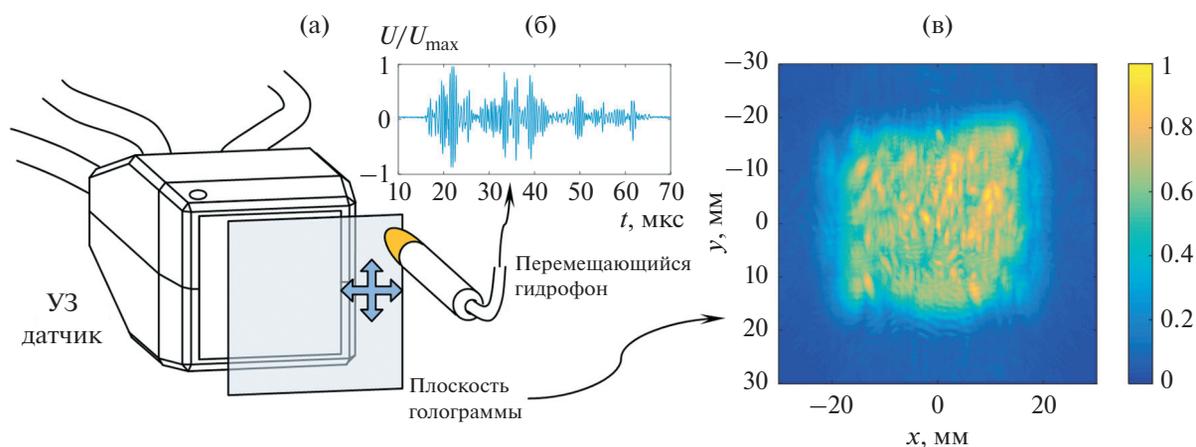


Рис. 2. (а) — Схема проведения измерений с помощью гидрофона, перемещающегося вдоль плоскости голограммы перед излучателем на расстоянии 25 мм. (б) — Типичный временной профиль электрического сигнала на гидрофоне в одной из точек голограммы при возбуждении излучателя во втором режиме, см. пояснения в тексте. (в) — Распределение пиковых значений электрического сигнала вдоль поверхности голограммы.

Гидрофон в процессе измерений мог перемещаться контролируемым образом в автоматическом режиме. Для этого использовалась система микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), позволяющая проводить пространственное трехмерное сканирование с шагом 1 мкм и гарантируемой точностью позиционирования 6 мкм за счет использования системы обратной связи с применением магнитных линейных энкодеров на каждой из трех осей.

Голограмма ультразвукового поля записывалась путем регистрации сигнала гидрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 0.25 мм, ориентированной параллельно излучающей поверхности датчика и расположенной от него на расстоянии 25 мм. Соответствующее количество узлов сетки выбиралось равным 241×241 , т.е. размер участка сканирования составлял 60.25×60.25 мм, что превышало поперечный размер ультразвукового пучка: размер рабочей зоны исследуемого датчика составляет 30×30 мм при возбуждении всех его элементов. Центр области сканирования устанавливался напротив центра УЗ-датчика, что обеспечивало практически полное попадание акустического пучка в область сканирования.

Позиционная система располагалась над резервуаром размером $1 \times 0.5 \times 0.5$ м, который для проведения измерений заполнялся дегазированной фильтрованной водой. Стенки резервуара изготовлены из оргстекла толщиной 12 мм. Фильтрация, дегазация и бактерицидная обработка (УФ-лампой) осуществлялась с помощью системы подготовки воды PA WTS (Water Treatment System, Precision Acoustics, Великобритания). Сигнал гидрофона поступал на осциллограф (TDS5054B, Tektronix Inc., США), подключенный к компьютеру посредством шины GPIB и

виртуальной сессии VISA через LAN. Централизованное управление процессом измерений осуществлялось компьютером по программе, написанной в среде LabView, входящей в состав системы позиционирования Precision Acoustics.

Сигнал записывался в пределах временного окна длительностью 100 мкс. Указанной длительности было достаточно для записи регистрируемого гидрофоном импульсного акустического сигнала. Запись сигнала гидрофона происходила с шагом дискретизации 40 нс, что для выбранного временного окна составляет 2500 точек записи. Для снижения уровня шумов для каждой точки производилось усреднение по 32 реализациям периодически повторяющегося сигнала. Типичный вид регистрируемого гидрофоном электрического сигнала в одной из точек плоскости голограммы при импульсном возбуждении элементов УЗ-датчика представлен на рис. 2б (показано окно в 60 мкс, содержащее сигнал).

Исследуемый датчик подсоединялся к двум системам Verasonics V-1 (Verasonics Inc., США) с возможностью управления 256 каналами каждой. Две группы элементов решетки А и В (рис. 1а, 1б) подключались с помощью двух разъемов к первой системе Verasonics, а группа элементов С подключалась третьим разъемом ко второй системе Verasonics. Использовались два режима. В первом режиме все элементы датчика возбуждались синхронно одинаковыми сигналами, представляющими собой три периода электрического напряжения с формой в виде меандра с частотой 2 МГц и пиковым напряжением 10 В. Во втором режиме элементы трех групп возбуждались теми же сигналами, но с задержкой $(n - 1)392$ нс, где n — номер канала выхода системы Verasonics в пределах 1...128 для каждой из трех групп. Синхронизация двух

систем осуществлялась внешним генератором (Agilent 33250A, Agilent Technologies, США). Указанные импульсные сигналы периодически повторялись с частотой 100 Гц.

Результатом измерений являлась нестационарная голограмма, представлявшая собой набор из 58081 записей временного профиля сигнала гидрофона в различных положениях, соответствующих узлам измерительной сетки размером 241×241 . Характерное распределение пиковых значений на плоскости голограммы во втором режиме излучения (в рамках временного окна 100 мкс для каждого пространственного положения) представлено на рис. 2в. На основе этих данных с использованием алгоритма обратного распространения в соответствии с описанным выше методом (6)–(7) проводилась процедура реконструкции распределения колебаний поверхности исследуемого датчика. В результате находились распределения временной зависимости акустического давления и нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности исследуемой решетки. На основе вычисления спектров указанных зависимостей находились также пространственные распределения амплитуд сигналов, соответствующих колебаниям поверхности решетки при непрерывном (гармоническом) возбуждении на разных частотах в пределах эффективной полосы излучения датчика.

Помимо измерений с помощью гидрофона, проводились эхо-импульсные измерения для каждого элемента решетки. Для этого один сектор элементов А, В или С подключался к системе Verasonics V-1, для которой был сформирован протокол излучения с использованием вышеописанного сигнала для возбуждения только одного элемента из подключенной 128-элементной группы. Сигнал излучался в воду, где на удалении 50 мм располагалась плоская поверхность латунного блока, расположенная параллельно поверхности преобразователя. Отраженный от границы сигнал попадал на поверхность преобразователя, после чего регистрировался 128 каналами приемного тракта УЗ-системы, подключенными к текущей группе элементов. Запись сигналов со всех элементов данной группы, а не только излучающего, позволила выявить замкнутые друг на друга элементы, работающие параллельно. Изначально данные измерения проводились с целью сопоставления распределений чувствительности элементов в режиме излучения–приема с распределением, получаемым в результате голографической реконструкции, которое соответствует распределению чувствительности в режиме излучения. Как оказалось, в таблице разводки контактов разъема к элементам преобразователя имелось несоответствие, которое не позволяло провести корректное сравнение распределений. Использование второго режима излучения (см. выше) сов-

местно с измерением голограммы позволило установить корректную связь “номер канала–элемент” для всех 384 активных элементов.

На заключительном этапе в качестве дополнительного контроля получаемых распределений были проведены измерения электрической емкости всех активных элементов с подведенными кабелями. Измерения осуществлялись на контактах разъема в соответствии с установленной связью контактов разъема с пьезоэлементами каждой группы с помощью цифрового измерителя RLC E7-8.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В соответствии с описанным методом на основе измеряемых голограмм (рис. 2б, 2в) проводилась реконструкция поля на поверхности преобразователя. Расчет углового спектра для каждой спектральной полосы (при разложении по временным гармоникам) проводился численным образом на основе выражения (7), где интегральные преобразования Фурье заменялись на набор операций быстрого преобразования Фурье (БПФ). В ряде случаев перед преобразованиями пространственно-временная область расчета дополнялась нулями во избежание эффекта наложения спектров. Реализация алгоритма численного расчета поля на поверхности преобразователя была осуществлена в среде MATLAB. По результатам расчета поля на поверхности излучателя были получены распределения для двух описанных выше режимов излучения: синфазного и последовательного возбуждения элементов преобразователя. Результат реконструкции поля на поверхности преобразователя, работающего во втором режиме, представлен на рис. 3. Слева показано двумерное распределение пиковых значений акустического давления, нормированное на максимум в данной плоскости. В данном режиме излучения все пьезоэлементы отчетливо различаются, в частности, видны неактивные элементы и различия в уровне излучения активных элементов.

На краю рабочей поверхности, в районе зоны А и частично В, имеется явно выраженный дефектный участок, который затрагивает около 40 элементов решетки. В пределах этого участка в рабочем диапазоне частот 1–3 МГц колебания элементов почти полностью подавлены по сравнению с остальными элементами. Для анализа характера колебаний элементов (указаны стрелками на рис. 3а) из состава дефектного и нормального участков на рис. 3б, 3г представлены временные профили излучаемых сигналов. Отчетливо видно, что общий уровень сигнала на элементе дефектной области значительно ниже, а структура колебаний имеет нерегулярный вид. При рассмотрении спектрального состава сигналов (рис. 3в, 3д) заметным является пик в районе

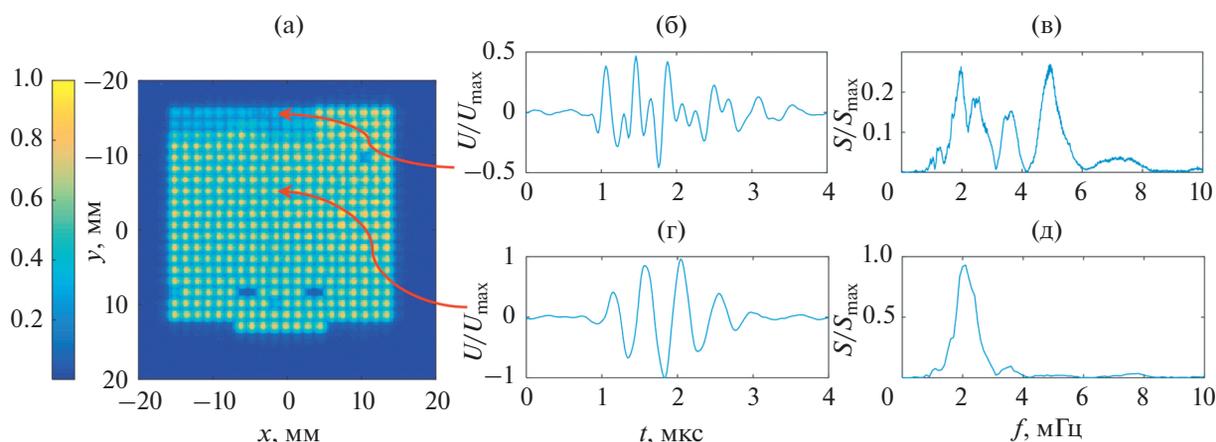


Рис. 3. (а) – Нормированное распределение пиковых значений поля на поверхности источника, рассчитанное из голограммы на рис. 2в. Временные профили сигнала в центрах указанных стрелками элементов излучателя: из (б) – дефектной и (г) – нормальной областей; (в, д) – соответствующие им частотные спектры.

5 МГц, который отсутствует у элементов нормальной области.

Удобно проиллюстрировать полученное на поверхности излучателя распределение не в виде двумерной картины пиковых значений сигнала, как на рис. 3, а в виде набора монохроматических голограмм, соответствующих распределению действительной амплитуды акустического давления, создаваемого поверхностью излучателя в воде, для выбранных спектральных компонент. На рис. 4 показаны такие голограммы для частот от 1 до 9 МГц с шагом 1 МГц для синфазного режима излучения всеми элементами. Следует отметить, что представленный набор составляет лишь малую часть всей нестационарной голограммы, которая обычно состоит из нескольких тысяч спектральных компонент (5000 компонент для представленной импульсной голограммы). В данном случае, в отличие от режима излучения с последовательным возбуждением (рис. 3а), отдельные элементы в пределах рабочей зоны не так различимы, что хорошо видно на распределении для центральной частоты 2 МГц (рис. 4). Это связано с тем, что при синфазном возбуждении вся поверхность излучателя вместе с согласующим слоем и заполненными компаундом зазорами между элементами колеблется как единая пьезокомпозитная пластина, в то время как при последовательном возбуждении элементов активная область излучения локализована на площади, ограниченной колеблющимся элементом, с практически нулевым уровнем в областях между элементами. В данном случае проводится сравнение распределения пиковых значений временных профилей сигналов (рис. 3а) и распределения спектральной компоненты (2 МГц на рис. 4), что, строго говоря, не является корректным, но полезно для иллюстрации различия двух режимов излучения, так как соот-

ветствующее приведенному на рис. 3а распределение спектральной компоненты на центральной частоте 2 МГц будет визуально его повторять.

Представление нестационарной голограммы в виде набора монохроматических голограмм (рис. 4) позволяет проанализировать поведение дефектной области по сравнению с остальными элементами на разных частотах, что зачастую является более удобным, чем пространственно-временное представление (рис. 3). Так, хорошо видно, что в основной полосе частот около 2 МГц дефектная область практически не излучает, в то время как в диапазоне высоких частот (5, 6, 7 МГц на рис. 4) она излучает заметно сильнее, чем остальные элементы. На частоте 8 МГц выделяется граница между дефектной и рабочей областями.

Для контроля получаемых из голограммы распределений были проведены поэлементные эхоимпульсные измерения с отражением от латунного блока в воде (рис. 5а), а также измерения электрической емкости элементов, методика которых описана в предыдущем разделе. Полученные результаты эхоимпульсных измерений с использованием прилагаемой к преобразователю схемы разводки каналов к элементам представлены на рис. 5б. Структура распределения электрической емкости имела схожую структуру и здесь не приводится. В силу нерегулярной структуры получаемых распределений было принято решение сопоставить номера каналов с соответствующими элементами с использованием второго режима излучения при последовательном возбуждении элементов. Для этого измерялась голограмма, проводилась реконструкция поля на поверхности излучателя во временном представлении и выделялись моменты времени, в которые излучает только один элемент в пределах каждого сектора А, В и С. Из протокола излучения выбирался но-

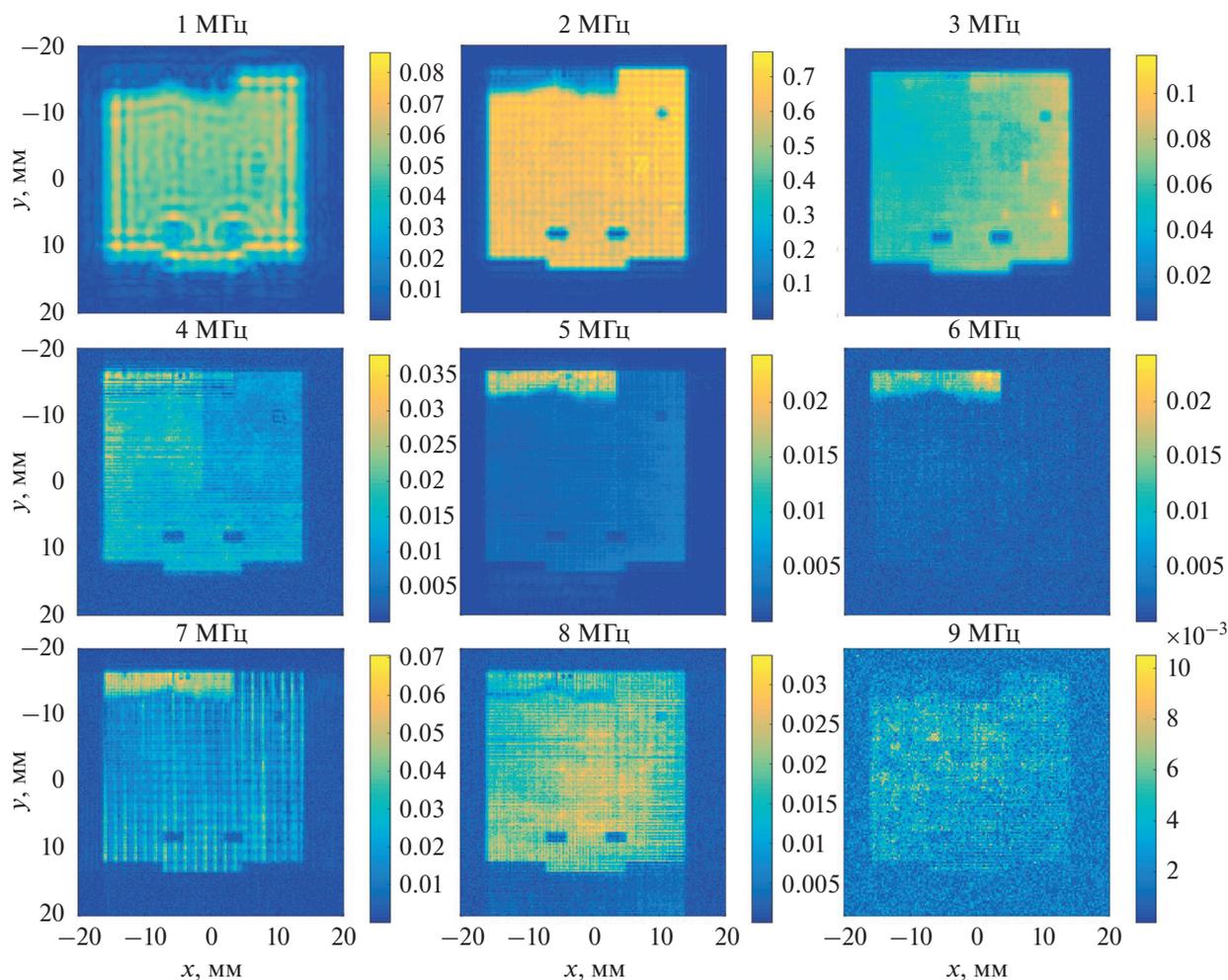


Рис. 4. Распределения действительных амплитуд поля на поверхности источника для монохроматических компонент в диапазоне 1–9 МГц с шагом 1 МГц, рассчитанные из голограммы для режима синфазного излучения всеми элементами. Отчетливо видна дефектная область элементов, не излучающая на основной частоте, но работающая на частоте 5 МГц. Нормировка цветовой шкалы – единая на абсолютный максимум поля в плоскости среди всех частот.

мер канала, который в этот момент был активен, и присваивался активному элементу на голограмме поверхности излучателя. Таким образом была определена новая схема соответствия канала и пьезоэлементов, по которой было построено распределение чувствительности в эхо-импульсном режиме (рис. 5в), соответствующее реальному. Итоговые распределения для удобства сравнения приведены на рис. 6. Видно хорошее согласование структуры поля на поверхности излучателя на центральной частоте (рис. 6а), распределения чувствительности элементов в эхо-импульсном режиме (рис. 6б) и распределения электрической емкости элементов с подводящим кабелем и разъемом (рис. 6в). На всех трех распределениях элементы дефектной области выделяются на фоне элементов рабочей зоны.

Указанный дефект с большой вероятностью не был связан с какими-либо проблемами в элек-

трическом соединении. Он, по-видимому, обуславливался механическими причинами, поскольку (а) нижняя граница дефектного участка неровная и проходит не по линии разграничения элементов и (б) дефектная область затрагивает две группы элементов (А и В), которые подсоединяются через различные разъемы системы Verasonics. Указанный дефект, скорее всего, не является деламинацией между согласующими слоями, поскольку, как уже отмечалось, в диапазоне частот 3.7–7 МГц этот участок, наоборот, является хорошо излучающим, а остальная область оказывается подавленной. Вероятной причиной дефекта может быть отличная от номинальной толщина согласующих слоев в этом месте.

Следует отметить, что на участках поверхности вне дефектной области колебания различных элементов с высокой точностью одинаковы, за исключением некоторых малых участков. Оди-

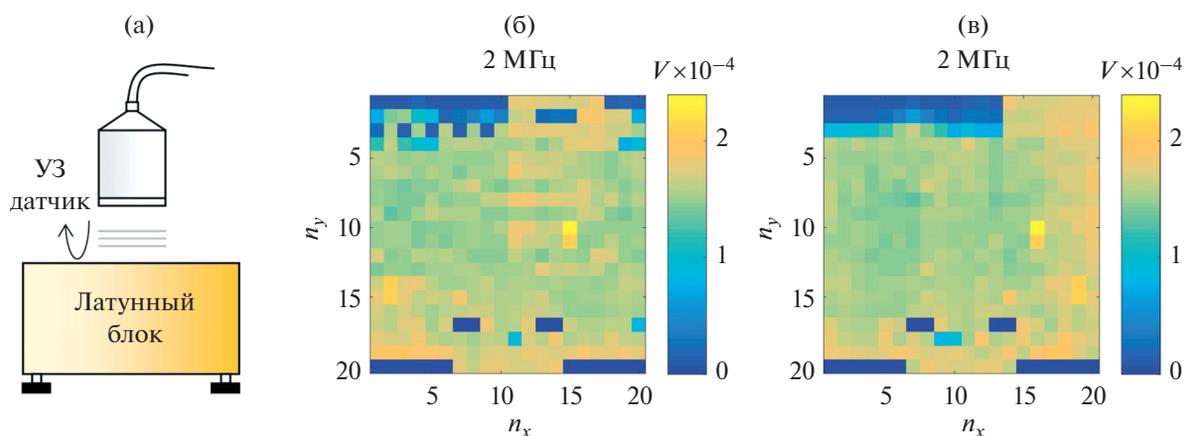


Рис. 5. (а) – Схема измерений для определения относительной чувствительности элементов эхо-импульсным методом. Распределение амплитуды принимаемого эхо-сигнала по поверхности датчика: (б) – при использовании прилагаемой схемы соответствия номера канала и положения элемента; (в) – при определении соответствия с помощью метода импульсной голографии.

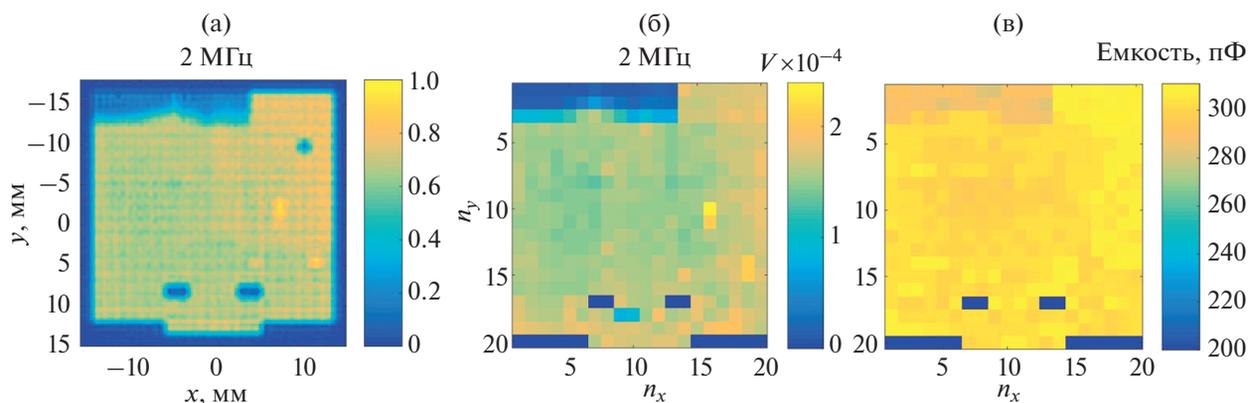


Рис. 6. Сравнение распределений по результатам: (а) – голографической реконструкции поля на поверхности двумерной решетки для частоты 2 МГц в синфазном режиме излучения, см. текст; (б) – поэлементных эхо-импульсных измерений с использованием латунного блока на частоте 2 МГц; (в) – поэлементных измерений электрической емкости.

ночный неактивный элемент, отчетливо заметный в секторе В на центральной частоте (рис. 6а), связан с дефектом излучающего канала второй системы Verasonics, так как при подключении этого сектора к первому разъему другой системы (рис. 6б) элемент становится активен; целостность кабеля и отсутствие проблем с контактом элемента также подтверждается практически однородным уровнем электрической емкости (рис. 6в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана возможность использования нестационарной акустической голографии для определения характера колебаний поверхности многоэлементной двумерной ультразвуковой решетки с целью обнаружения дефектов и калибровки по уровню излучаемого поля в различных режимах. Дополнительно показано, что

предложенный метод может быть использован для выявления схемы соответствия номера канала излучающей системы с положением элемента на поверхности преобразователя, что может быть очень полезным в случае отсутствия заводской схемы. Показано, что полученные с помощью метода нестационарной акустической голографии результаты хорошо согласуются с результатами независимых поэлементных эхо-импульсных измерений и измерений электрической емкости.

Предложенный метод является очень перспективным для характеристики практически любых УЗ-преобразователей, работающих в сложных режимах, позволяя получать количественные пространственно-временные распределения не только на поверхности излучателя, но и в любой области в рамках ограничений точности метода [16].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-12-00148. Авторы благодарны И.В. Мовшовичу за обсуждение технических характеристик исследованной ультразвуковой решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ting S., Shi Z., Dayu L., Dingjie Y.* Combined sign coherent factor and delay multiply and sum beamformer for plane wave imaging // *Acoust. Phys.* 2018. V. 64. № 3. P. 379–386.
2. *Ping W., Yizhe S., Jinyang J., Lu K., Zhihui G.* Generalized sidelobe canceller for ultrasound imaging based on eigenvalue decomposition // *Acoust. Phys.* 2019. V. 65. № 1. P. 123–131.
3. *Базулин Е.Г., Соколов Д.М.* Восстановление ультразвуковых изображений отражателей по неполным данным методом распознавания со сжатием // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 4. С. 520–532.
4. *Титов С.А., Зинин П.В.* Формирование ультразвуковых изображений через слои с неизвестными параметрами // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 2. С. 206–212.
5. *Росницкий П.Б., Сапожников О.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А.* Метод создания абсолютно плотных фазированных решеток для неинвазивной ультразвуковой хирургии с контролем степени нерегулярности расположения элементов // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 4. С. 366–376.
6. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Zhang J.* Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O’Neil’s formula and experiment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1997. V. 101. №3. P. 1286–1297.
7. *Halliwel N.A.* Laser vibrometry optical methods in engineering metrology. London: Chapman and Hall. Ed. Williams D.C. 1993. Ch 6. P. 179–211.
8. *Сапожников О.А., Смагин М.А.* Нахождение дисперсионных зависимостей для волн лэмбовского типа в вогнутой пьезоэлектрической пластине посредством оптической визуализации излучаемого в жидкость ультразвукового поля // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 2. С. 199–206.
9. *Riley W.A., Klein W.R.* Piezo-optic coefficients of liquids // *J. Acoust. Soc. Am.* 1967. V. 42. № 6. P. 1258–1261.
10. *Сапожников О.А., Морозов А.В., Катиньоль Д.* Акустооптическое взаимодействие при лазерной виброметрии в жидкости // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 3. С. 362–373.
11. *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.
12. *Акустическая голография.* Пер. с англ. под ред. Прохорова В.Г. Л.: Судостроение, 1975. 304 с.
13. *Гук Л.Д.* Акустическая голография. Новосибирск: Наука, 1981. 64 с.
14. *Маляровский А.И., Пронюшкин В.И., Пыльнов Ю.В.* Формирование изображений методом импульсной акустической голографии // *Сб. трудов ИОФ АН “Оптоэлектронная обработка данных дистанционного зондирования”.* 1990. Т. 22. С. 78–106.
15. *Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В.* Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 416–424.
16. *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.
17. *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. V. 149. №1. P. 386–404.
18. *Forbes M., Letcher S.V. Stepanishen P.R.* A wave vector, time-domain method of forward projecting time-dependent pressure fields // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90. P. 2782–2793.
19. *Vecchio C.J., Lewin P.A.* Finite amplitude acoustic propagation modeling using the extended angular spectrum method // *J. Acoust. Soc. Am.* 1994. V. 95. № 5. P. 2399–2408.
20. *Stepanishen P.R., Benjamin K.S.* Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods // *J. Acoust. Soc. Am.* 1982. V. 71. P. 803–812.
21. *Williams E.G.* Fourier Acoustics: Sound Radiation and NAH. London: Academic, 1999. 306 p.
22. *Цысарь С.А., Синельников Е.Д., Сапожников О.А.* Применение метода акустической голографии для исследования ультразвуковых источников цилиндрической формы // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 1. С. 104–116.
23. *Williams E.G., Maynard J.D.* Holographic imaging without the wavelength resolution limit // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 554–557.
24. *Fink M.* Time Reversed Acoustics // *Physics Today.* 1997. V. 50(3). P. 34–40.
25. *Цысарь С.А., Сапожников О.А., Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В.* Определение положения ультразвукового источника при линейной и нелинейной акустической голографии // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского.* 2013. Т.3. № 1. С. 230–236.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПА ИСПОЛНЕНИЯ МУЗЫКИ НА УРОВЕНЬ БАСОВЫХ НОТ

© 2021 г. В. А. Зверев*

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук”,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия*

**e-mail: zverev.24@mail.ru*

Поступила в редакцию 01.01.2020 г.

После доработки 13.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Обнаружен и исследован эффект значительного (до 20 дБ) уменьшения уровня слышимости звуков рояля низкой частоты (аккомпанемента в басовом регистре) на фоне звуков высокой частоты (мелодии) при исполнении музыки в быстром темпе. Это указывает на существенное влияние темпа исполнения произведения на восприятие слушателем звукового ряда музыкального произведения. Объяснение эффекта дано на основе анализа физических особенностей формирования звуков в роле в зависимости от темпа игры и восприятия звуков человеческим ухом. Эффект наглядно демонстрируется на примере исполнения первой части (*Allegro di molto e con brio*) сонаты № 8 до минор (“Патетической”) Бетховена.

Ключевые слова: слышимость низкочастотных звуков, предельно короткие звуки, затухание звука, отклик инструмента

DOI: 10.31857/S0320791921030151

ВВЕДЕНИЕ

Это исследование началось, когда автор обратил свое внимание на то, что *Allegro* первой части Патетической сонаты Бетховена исполняется профессиональными исполнителями в темпе *Presto* — таком же самом быстрым в музыке темпе с чередованием клавиш с частотой 11 Гц, как и быстрые этюды Шопена. Это заметно изменяет восприятие этой части сонаты, сравнительно с ее исполнением в темпе *Allegro*, в силу одного и весьма существенного фактора. Этот фактор состоит в том, что написанный композитором аккомпанемент в целом ряде мест сонаты при исполнении ее в темпе *Presto* сильно (почти на 20 дБ) ослабляется звучащей одновременно с ним мелодией, которая на 2 октавы выше. При исполнении этой сонаты во вдвое более медленном темпе столь заметного уменьшения уровня слышимости аккомпанемента не происходит.

Назовем этот эффект уменьшения уровня восприятия (слышимости) низкочастотных и кратковременных звуков рояля звучащими одновременно с ними звуками более высокой частоты “эффектом ослабления” (ЭО). Для его объяснения потребовалось провести специальное исследование с учетом различных особенностей и ха-

рактеристик как самого инструмента (рояля), так и человеческого слуха.

Исследование ЭО позволяет взглянуть глубже на то, как воспринимаются человеком музыкальные звуки. Существует ли объективно зависимость уровня громкости и восприятия звуков исполняемой музыки от темпа ее исполнения и, если да, то когда и как это влияет, а когда, напротив, это не оказывает никакого заметного влияния на качество восприятия исполняемой музыки?

При выполнении исследования автор исходил из физической природы человеческого слуха [1]. Упомянутая книга [1] опирается на результаты исследований по синтезу апертуры, опубликованных в Акустическом журнале, обзор которых приведен в книге [2].

Цель настоящей статьи — провести подробный физический анализ процесса восприятия звуков рояля слушателем с учетом всей совокупности известных физических факторов, сопровождающих этот процесс. Автор надеется, что результаты такого анализа привлекут к себе внимание не только специалистов в области музыкальной акустики, но и исполнителей музыки.

ФИЗИКА СЛЫШИМОГО ЗВУКА

Известно, что мы способны в слышимом нами звуке определять частоты колебаний, из которых состоит звук — так называемый частотный спектр звуков [1, 3]. Но долгое время было неизвестно, как и где это происходит у слушателя.

В 1961 году Дьердь фон Бекеша был удостоен Нобелевской премии за работы по теории слуха человека, среди которых было и открытие закономерности колебаний базилярной мембраны улитки внутреннего уха при действии звука [4]. Эти закономерности приводят к тому, что колебания базилярной мембраны преобразуют поступающие сигналы в их частотный спектр, располагающийся вдоль улитки. Улитка в этом случае работает как преобразователь “частота—место” [5]. Это происходит благодаря тому, что скорость распространения колебаний вдоль базилярной мембраны зависит от частоты звука. Аналогичным свойством — дисперсией — обладают многие среды. В [6, 7] приведено описание принципа работы приборов спектрального анализа электрических сигналов, основой для которых послужили среды с дисперсией, подобные той, которая наблюдается в базилярной мембране внутреннего уха.

Колебания и волны базилярной мембраны внутреннего уха обладают сложной формой, вычисленной в [5] с хорошим приближением. Для нас важно, что в результате этих процессов на базилярной мембране образуется частотный спектр исходного колебания.

Математически эти закономерности, независимо от способа и путей образования спектра, описываются преобразованием Фурье вида:

$$q(\omega) = \int_0^T \varphi(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (1)$$

где t — время в секундах; ω — круговая частота, равная $2\pi f$, где f — частота в герцах; T — время, определяемое как обратное от величины разрешающей способности слушателя. Слух человека обладает разрешением в $1/r$ долю октавы, где $r = 12$ и выше в зависимости от способности слушателя. В соответствии с вышеизложенным, T описывается формулой:

$$T \geq \frac{r}{\Delta f}, \quad (2)$$

где Δf — ширина спектра октавы, в которой находится звук частоты f . Далее формуле (2) придадим более простой и универсальный вид, учитывая, что $\Delta f_N \approx f$. С учетом (2) и того, что обратная к Δf величина представляет собой Δt — период колебаний на частоте звука f , запишем (2) в виде:

$$T \geq r\Delta t. \quad (3)$$

Таким образом, преобразование Фурье для своего осуществления слушателем требует, чтобы прошло более r колебаний данной частоты звука независимо от того, каково ее значение. Наименьшее число колебаний получается при частотном разрешении в $1/12$ октавы или, в музыкальной терминологии, на полтона. Обычно разрешение бывает выше, люди способны различать высоту звучания звуков и на четверть тона, что уже приводит в (3) к удвоению числа периодов звука, необходимых для осуществления преобразования Фурье (1).

Уровень слышимого звука и возможности определения его частоты зависят от длительности импульса (звучащей ноты). При условии, что время импульса больше, чем T , определяемое (3), то звук слышен с уровнем, определяемым излучателем и спектральным составом, определяемым слушателем в соответствии с его возможностями.

На рис. 1 показан спектр звучания ноты “соль” на частоте 49 Гц в зависимости от числа колебаний в импульсе. Спектр показан в зависимости от частоты, а на базилярной мембране частота соответствует месту расположения соответствующего сигнала [5]. Спектр, показанный на рис. 1 для частоты 49 Гц, универсален и сохраняет свой вид для любой частоты f , записанной в виде:

$$f = 49m, \quad (4)$$

где m — целое число. При этом шкалу частот следует тоже умножить на m . Например, при $m = 3$ спектр будет выглядеть так, как это показано на рис. 1б.

При этом получается, что при той же длине импульса на высоких частотах происходит тем больше колебаний, чем выше частота. Поэтому при длине импульса, равной 100 мс, что соответствует наиболее короткому музыкальному звуку при наивысшем темпе исполнения, обозначаемом Presto, на низких частотах, меньше 50 Гц, число колебаний недостаточно для получения полного звука. На частоте 50 Гц за время 100 мс происходит всего 5 колебаний. На частоте выше всего на 2 октавы при той же длительности звучания происходит уже 20 колебаний.

В том случае, когда длительность импульса меньше T , картина изменяется. В этом случае падает разрешение звуков по частотам, и звук слышен с меньшим уровнем. Уровень звука при длительности импульса $\tau < T$, как следует из (1), линейно растет по амплитуде с ростом τ , пока $\tau \leq T$.

Отметим, что величина разрешения звука по частотам определяет возможность выделения звуков разных частот, звучащих одновременно. Определение частоты звука, содержащего всего один тон, как в технике, так и слухом происходит независимо от длительности звучания тона по положению максимума модуля функции (1) при

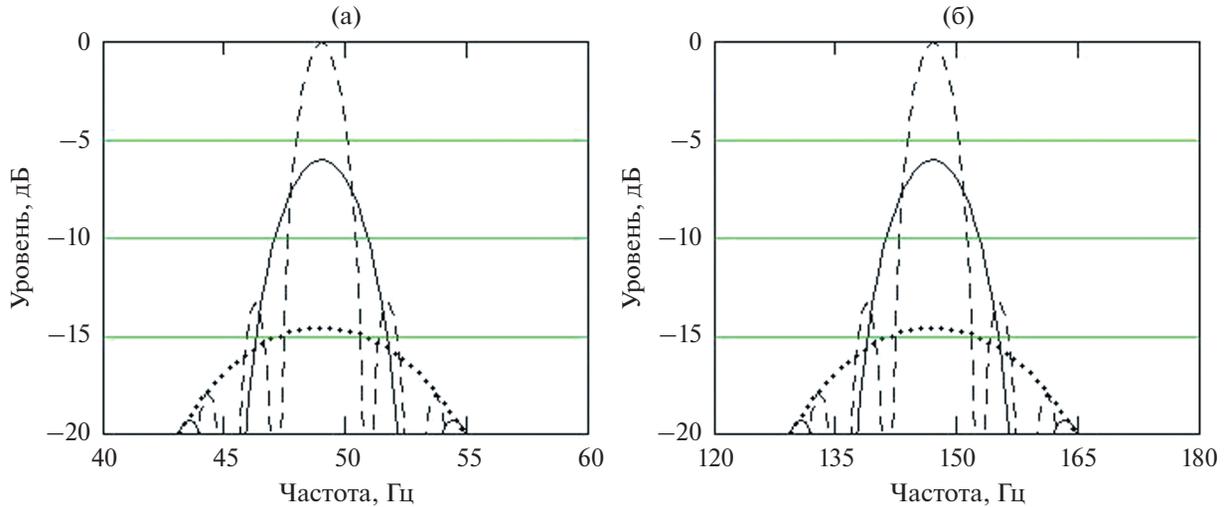


Рис. 1. Частотный спектр тона “соль” (а) — на частоте 49 Гц и (б) — на частоте в три раза выше в зависимости от числа колебаний в импульсе: 4 колебания (мелкий пунктир); 12 колебаний (сплошная линия); 24 колебания (крупный пунктир).

условии, что уровень звука значительно превышает посторонний аддитивный шум, что всегда справедливо для музыкальных звуков. Поэтому тон звука может быть точно определен по малому числу слышимых колебаний сразу же после возникновения хорошо слышимого звука.

Акустические излучатели, работающие на низких частотах, для увеличения уровня излучаемого ими звука, как правило, используют резонанс, который тоже требует времени, независимо от того времени, которое требует преобразование Фурье. Рояль тоже использует резонанс деки рояля. Наличие резонанса оказывает влияние на спектральный состав звука, формируя тембр звучания рояля. Увеличение амплитуды звука рояля со временем определяется числом колебаний основной частоты за время установления колебаний в резонаторе после единичного толчка [8]. Таких колебаний может быть тоже порядка 12, что усилит амплитуду звука рояля в 12 раз, а мощность звука — в 144 раз или на 22 дБ. Действие резонанса эквивалентно действию преобразования Фурье в восприятии звука. Поэтому можно не рассматривать резонанс в качестве отдельного эффекта, а учесть его путем добавления этого эффекта изменения уровня звука, вызванного резонансом, к изменению уровня вызванного нашим восприятием звука, описываемого (1).

Как происходит процесс восприятия звука во времени согласно (1), показано на рис. 2 и 3. Рис. 2 и 3 построены по формуле (1) при следующих начальных условиях. Вначале нет сигнала, а затем производится нажатие на клавишу и ее удержание в нажатом положении. При этом на входе все время происходят колебания струны с постоянной частотой. Результирующий сигнал, форми-

рующийся на выходе формулы (1), показан на рис. 2 и 3.

КАК ОБСТОИТ ДЕЛО В ДЕЙСТВИТЕЛЬНОСТИ

В действительности, если нажать самую крайнюю басовую клавишу рояля, возбуждающую звук частоты 27 Гц, то мы услышим звук сразу после нажатия на эту клавишу. Никакого плавного нарастания уровня звука в течение 12 или более колебаний частотой 27 Гц за время нарастания уровня звука явно не наблюдается. Этого запаздывания нет при нажатии на любую клавишу, в том числе, самую первую басовую клавишу. Звук с полной интенсивностью возникает сразу, а не после t колебаний основной частоты, занимающих на частоте 27 Гц первой клавиши 0.436 с или

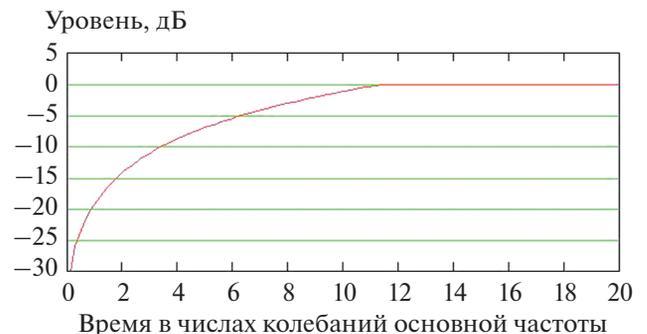


Рис. 2. Как воспринимается во времени звук после нажатия на любую одну клавишу рояля по своему уровню, где время отсчитывается в числах колебаний основной частоты звука, возбуждаемой этой клавишей рояля.

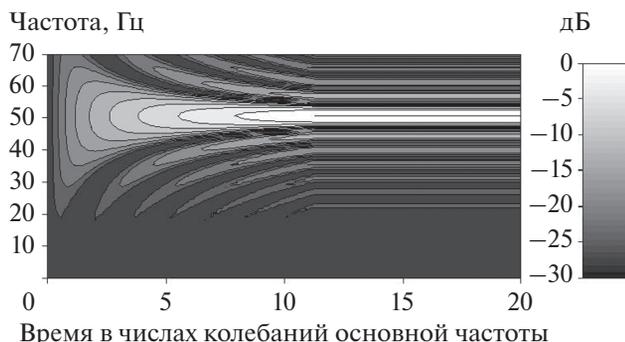


Рис. 3. Текущий спектр того, как воспринимается звук рояля частоты 50 Гц с момента его возбуждения до его установления. Изолинии проведены через 3 дБ.

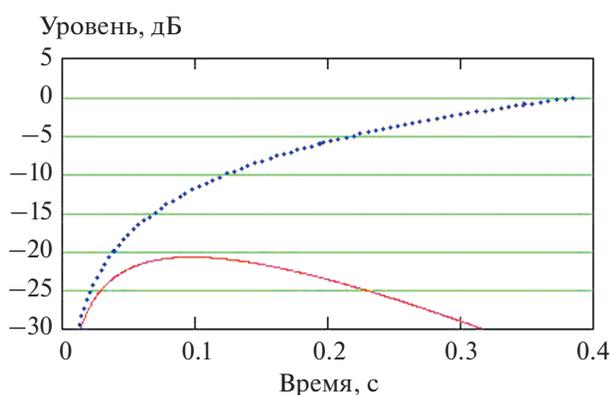


Рис. 4. Отклик на частоте первой клавиши рояля (27 Гц) с учетом затухания (сплошная линия) и без учета затухания (пунктир).

более. Такой интервал возрастания уровня звука во времени должен был бы быть непременно слышен, если он есть — но никакого запаздывания нет, и это немедленно подтверждается опытом! Получился так называемый парадокс, когда опыт вступает в противоречие с теорией, относительно которой нет никаких сомнений в ее правильности.

Рассмотрим объяснение возникшему парадоксу. На рис. 4 сплошной линией показан отклик на нажатие первой клавиши рояля (частота 27 Гц) с учетом фактически имеющегося экспоненциального затухания звука инструмента и пунктиром без учета этого затухания. Слышимый нами отклик инструмента на нажатие первой клавиши достигает максимального уровня звучания за время, которое значительно короче времени полного установления уровня звучания без учета затухания звука.

Это значительное смещение максимума звучания в сторону его начала, обусловленное затуханием звука, объясняет возникший парадокс. Парадокс состоит в том, что мы фактически не слышим того запаздывания возникновения звука на

низких частотах, которое показано на рис. 2 и рис. 3 даже на самой низкой частоте, где оно максимально (0,4 с). Если же учесть затухание звука, которое есть у инструмента, то, как видно по рис. 4, это запаздывание становится значительно меньше, что уже, по-видимому, лежит за пределами возможностей нашего слуха определять величину и сам факт запаздывания.

Что касается того факта, что при возникновении звука мы сразу слышим его тон еще до того момента, когда устанавливается полная разрешающая способность нашего слуха, то этот факт можно объяснить на основании рис. 1 и 3. Из этих рисунков следует, что максимум отклика по частоте с самого начала возникновения звука остается неизменным и лежит на одной частоте или в одном и том же месте базилярной мембраны. Это и объясняет мгновенное ощущение правильного тона звучания. Для этого надо учесть, что наше ощущение высоты тона звука основано на положении максимума возникающего текущего спектра звука, а не на уже сформированной разрешающей способности слуха.

КАК И КОГДА ПОЯВЛЯЕТСЯ ЭФФЕКТ ОСЛАБЛЕНИЯ

Обратим внимание на то, что затухание как функция времени слабо зависит от частоты и оно одинаково (имеет почти одинаковый декремент) практически для всех звуков, находящихся в пределах 2—3 октав. С учетом этого факта рассмотрим, что происходит с исполнением *Allegro* Патетической сонаты Бетховена в наиболее быстром темпе *Presto*.

В рассматриваемом нами примере исполнения Патетической сонаты Бетховена низкий короткий звук аккомпанемента слышен на фоне сильного и уже установившегося более высокого звука мелодии. Если бы эти два звука были неразличимы, то мы имели бы дело с логарифмом суммы двух сигналов, так как шкала уровней восприятия звуков у человека логарифмическая. Но благодаря спектральному анализу мы различаем эти звуки, и поэтому логарифмический масштаб применим к каждому из двух звуков по отдельности.

При этом нас интересует эффект уменьшения уровня аккомпанемента относительно уровня мелодии, а именно величина разностей уровней аккомпанемента и мелодии в виде функции времени. Оба сравниваемые уровня звуков одинаково затухают во времени, что не оказывает влияния на их разность в децибелах. Поэтому для сопоставления уровней этих звуков можно не учитывать их затухание во времени.

В этой сонате, в первой ее части, в нотах указан темп исполнения. В нотах [9] указано, что за одну минуту должно быть исполнено 168—176 нот дли-

тельностью в половину такта. При этом аккомпанемент в басовом ключе изложен нотами длительностью в одну восьмую такта. Длительность ноты в аккомпанементе в этом случае при минимальном указанном темпе исполнения составляет минуту (60 секунд), деленную на 168, и умноженную на 4 (число восьмых такта в половине такта). В результате получаем, что одна восьмая такта должна быть исполнена за время $\Delta t = 0.098$ с. При этом чередование восьмых нот должно происходить с частотой 11.2 Гц.

Много это или мало и как это часто встречается, поясним, подсчитав частоту чередования нот минимальной длительности в этюде Шопена *Op. 10 № 4*. В этом этюде [10] указан темп *Presto* — самый быстрый в музыке. При этом должно быть исполнено 88 нот длительностью половины такта в минуту, а минимальная длительность ноты в этом этюде одна шестнадцатая такта, чередование которых происходит с частотой 11.75 Гц. Частота чередования нот в этом этюде Шопена близка к той, которая рекомендована и соблюдается исполнителями Патетической сонаты Бетховена, что дает нам право утверждать, что и *Allegro* Патетической сонаты исполняется фактически в темпе *Presto*, самом быстром в музыке. Но автором Патетической сонаты указан иной темп, а именно *Allegro*. При темпе *Presto* нижняя нота аккомпанемента, обладающая частотой, близкой к 50 Гц, за отведенное время 0.098 с совершит всего 4.3 колебания. К какому ослаблению это приводит, можно судить по рис. 5. Одновременно с нотой аккомпанемента (рис. 5, пунктир) возбуждается нота мелодии (рис. 5, сплошная линия), которая на две октавы выше, и ее частота близка к 200 Гц. Время установления колебаний разных частот одинаково, если это время измерять в числе колебаний. На рис. 5 показан процесс установления колебаний во времени при условии, что это время для этих двух частот составляет равное число колебаний каждой частоты. Но при этом время установления колебаний во времени отличается в 4 раза, вследствие чего уровень звука мелодии в процессе установления остается значительно выше уровня аккомпанемента. При принятом темпе исполнения этой сонаты уровень аккомпанемента еще далек от своего установления за время звучания (98 мс), в то время как уровень мелодии уже успел установиться за время 60 мс. В результате при исполнении этой сонаты в темпе *Presto*, как показано на рис. 5, аккомпанемент становится слабее мелодии на 8 дБ, а с учетом резонанса это ослабление будет около 16 дБ. Учет затухания в данном случае не изменяет тот факт, что мелодия на 16 дБ (с учетом резонанса деки рояля) превышает уровень аккомпанемента, так как затухание во времени одинаково уменьшает как уровень аккомпанемента, так и уровень мелодии. Поэтому исполнение этой сонаты происходит фактически

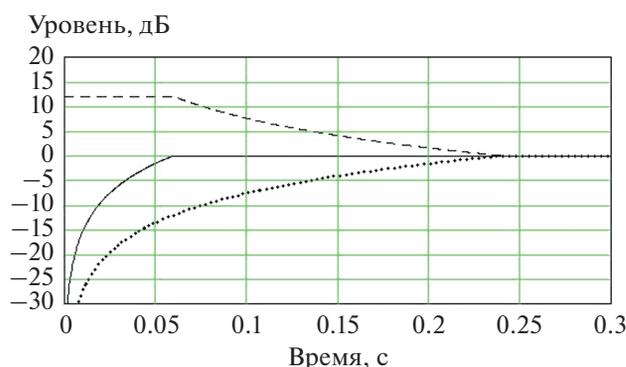


Рис. 5. Картина установления колебаний на частотах 50 (мелкий пунктир) и 200 Гц (сплошная линия) без учета затухания колебаний. Крупным пунктиром показана разность уровней установления колебаний на частотах 200 и 50 Гц.

без хорошо слышимого аккомпанемента. Образно выражаясь, пианист может не играть этот аккомпанемент, слушатель это вряд ли заметит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве вывода отметим два установленных факта из проведенного исследования.

Во-первых, рассмотренный эффект имеет значение только при исполнении предельно коротких звуков на очень низких частотах, и проявляется только при наличии одновременно звучащих звуков заметно более высокой частоты, успевших полностью сформироваться за то же самое короткое время. Такая ситуация встречается в музыке чрезвычайно редко.

Во-вторых, отметим, что затухающие со временем звуки рояля вносят существенные поправки в наше восприятие звуков, что лишает нас возможности наипростейшим путем (нажатием на басовую клавишу) убедиться в том, что звук рояля нарастает не сразу.

Автор благодарен Л.А. Островскому, А.И. Малеханову, И.Н. Диденкулову, П.И. Коротину, В.К. Стромковой за интерес к работе и замечания, которые мной учтены перед отправкой статьи в журнал.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ДАВАЙТЕ ПОСЛУШАЕМ

Послушаем, как это звучит. Все пианисты играют *Allegro di molto e con brio* Патетической сонаты Бетховена в наиболее быстром возможном темпе, в котором исполняются быстрые этюды Шопена, игнорируя указания композитора на темп *Allegro*. В [11] показано это *Allegro* в испол-

нении звезды пианистического искусства Tiffany Poop.

Интересно послушать, как звучит это произведение, если сыграть его во вдвое более медленном темпе. В [12] показано исполнение первой части Патетической сонаты в любительском исполнении во вдвое меньшем темпе, в качестве которого пришлось выступить автору этой статьи, так как в Интернете не оказалось медленного исполнения этой сонаты.

Несмотря на очевидные несовершенства записи и воспроизведения исполнения, из-за которых, в частности, сужен частотный диапазон звучания инструмента, обращает на себя внимание то, что в [11] практически не слышно аккомпанемента, а в [12] он слышен гораздо сильнее. В этюдах Шопена тоже точно такой же быстрый темп и при этом используются низкие частоты, которые почему-то отчетливо слышны. Почему? Потому что в этюдах Шопена низкие частоты звучат отдельно, а в Патетической сонате аккомпанемент сопровождает мелодию одновременно с ней. Здесь проявляется еще одна особенность человеческого слуха, а именно то, что его чувствительность есть величина переменная — она возрастает с уменьшением уровня слышимого звука, но только если этот слабый звук слышен отдельно. Если же слабый звук воспринимается на фоне другого сильного звука, то повышения чувствительности слуха не происходит. Поэтому в [11] басовый аккомпанемент едва слышен. Если же звучат только одни низкие ноты, пусть и с малым уровнем, то слух слушателя повышает свою чувствительность и усиливает эти звуки.

Отметим, что уменьшение темпа исполнения вдвое не привело к тому, что исполнение [12] стало выглядеть нарочито замедленным. Этого не произошло, так как гораздо большую роль стал играть аккомпанемент в левой руке, а он обладает вдвое высшим темпом, что компенсирует общую потерю темпа. Но при этом быстрые места, которые просто проскакивают в [11], в [12] обретают выразительность.

К этому исполнению есть еще и вопрос, выходящий за пределы физики. Почему сам пианист, старательно и вовремя нажимая на все нужные клавиши и не слыша при этом почти половины нот, спокойно продолжает играть, делая вид, что все отлично слышно? У меня есть ответ на этот вопрос только потому, что я сам играю. Дело в том, что у пианиста есть еще и некоторый внутренний слух, состоящий в том, что ощущение звука возникает вследствие нажатия пальцем на клавишу без возбуждения звука. Например, я могу для себя играть на своем инструменте ночью, когда все спят. Я не включаю свой инструмент в сеть, и он звуков при игре на нем не производит. Но я отчетливо слышу свою игру. То же самое

ощущает и виртуоз при исполнении 8 сонаты Бетховена в темпе Presto, и для него нет проблемы с аккомпанементом. Внутренний слух не по физике работает! Но виртуоз не для себя играет, а для публики, а она по-другому все воспринимает, как это и описано выше в статье.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Редколлегия считает целесообразным и интересным для читателей Акустического журнала привести выдержки из рецензии на статью, дополняющие и развивающие исследуемую тему.

“В статье затрагивается вопрос о влиянии длительности звучания хора (струны) фортепиано (преимущественно в басовом регистре фортепиано) на время Фурье-анализа при заданной разрешающей способности анализатора. Сделан вывод, что малое число колебаний в импульсе, соответствующем короткому нажатию на клавишу (например, при игре в быстром темпе), приводит не только к частотной неопределенности воспринимаемой слушателем основной частоты звука, но и к уменьшению воспринимаемого слушателем уровня звучания по сравнению с более длительным звуковым импульсом, что приводит к снижению воспринимаемого уровня звуков в басовом регистре. На этом основании сделан вывод о чрезмерно быстром темпе исполнения музыки многими пианистами (на примере фортепианной Сонаты № 8 Бетховена).

Сам по себе вопрос о слишком быстром темпе исполнения музыкальных произведений исполнителями, плохо контролирующими возникающее при этом звучание музыкального инструмента, как нам представляется, весьма актуален. Например, автору этой рецензии приходилось неоднократно отмечать на примере органного исполнительства, что некоторые органисты, пытаясь продемонстрировать виртуозную технику, берут басовые ноты на педальной клавиатуре органа столь коротко, что звучание басовых труб органа просто не успевает сформироваться, прерываясь на стадии атаки, т.е. переходного процесса (время атаки в звучании басовых органичных труб может достигать секунды и более).

Однако, для фортепиано, которому посвящена статья, эта проблема является не столь простой, как может показаться. Это связано с психофизиологией восприятия музыкальных звуков человеком.

Прежде всего, восприятие звучания фортепиано, в т.ч. частоты звука, определяется не только уровнем основной частоты, но и обертонами (которых в фортепианном звуке довольно много), а в басовом регистре фортепиано слушатель определяет основную частоту (точнее, субъективную характеристику основной частоты — высоту звука) не столько по звуку основной частоты, сколько по разности частот обертонов. Частота основного тона может вообще почти отсутствовать, тем не

менее, слушатель идентифицирует ее по разности частот обертонов. В книге А.С. Галембо “Фортепиано. Качество звучания” (М., 1987, стр. 21) указано: “Если в богатом обертонами музыкальном звуке отсутствует основной тон, высота его не изменяется (см.: Тейлор, 1976); это происходит благодаря нелинейным свойствам слуха, способствующим ощущению разностных тонов, в частности, тонов, имеющих частоту, равную разности частот соседних обертонов; эта разница равна (или приблизительно равна) частоте основного тона. Такое сложное восприятие высоты характеризует, например, басовые звуки фортепиано, спектр которых не содержит слышимого основного тона, в иногда и одного или двух наиболее низких обертонов”. Строго говоря, этот факт во многом снимает проблему, заявленную автором статьи применительно к фортепиано.

Можно отметить следующие моменты в статье, выходящие за рамки использованной упрощенной модели:

– автор утверждает, что слух человека обладает разрешением в $1/12$ долю октавы (очевидно, ориентируясь на интервал между ступенями современной равномерно темперированной гаммы), но реально разрешающая способность слуха человека намного выше;

– убывание звука (декремент затухания) считается в статье независимым от частоты;

– усиление звука декой фортепиано не может быть независимым от частоты, т.к. дека является многорезонансной системой, и в усиливаемом звуке присутствуют форманты;

– автор ссылается на указанный Бетховеном темп исполнения сонаты (по шкале метронома) и справедливо отмечает, что фактически этот темп соответствует темпу Presto, а не Allegro, указанному Бетховеном словесно в начале сонаты. Но известно, что практически оркестры редко играют произведения Бетховена по указанному им метроному, т.к. это приводит к чрезмерно быстрому темпу; а в первой части Девятой симфонии Бетховен указал сразу 2 метронома (108 и 120). Как считают исследователи, Бетховен, по-видимому, ошибочно указывал темп по цифре не у верхней, а у нижней границы грузика метронома, что и приводило к завышению темпа, в Девятой же

симфонии он указал сразу обе цифры. Это может объяснить проблему быстрого темпа в сочинениях Бетховена (см. A.Martin-Castro, I.Ucar. Conductors’ tempo choices shed light over Beethoven’s metronome // Plos One. 2020. December).

В заключение подчеркнем, что в статье описывается один из реальных факторов, который может влиять на восприятие звука фортепиано или иного инструмента с короткой атакой”.

П.Н. Кравчун

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зверев В.А.* Физические основы формирования изображений в акустике. Publisher LAP Academic Publishing RU, 2018. 102 p.
2. *Зверев В.А.* Формирование изображений акустических источников в мелком море. Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2019. 112 с. (доступна на сайте ИПФ РАН <https://ipfran.ru/publishing/ipfran/books>).
3. *de Mayo B.* The everyday physics of hearing and vision. Morgan and Claypool Publ., 2015.
4. *von Bekesy G.* Travelling waves as frequency analysers in the cochlea // Nature. 1970. V. 225. P. 1207-1209.
5. *Островский Л.А., Сутин А.М.* О колебаниях базиллярной мембраны улитки уха // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 6. С. 874–880.
6. *Зверев В.А.* К вопросу сжатия и расплывания модулированных сигналов в диспергирующих средах // Известия ВУЗ. Радиофизика. 1970. Т. 13. С. 150–152.
7. *Тверской В.И.* Одноканальный дисперсионный анализатор спектров радиоимпульсов // Вопросы радиоэлектроники. Радиоизмерительная техника. 1970. Вып. 5. С. 61.
8. *Горелик Г.С.* Колебания и волны. М.: Физматгиз, 1959.
9. *Бетховен Л.* Соната № 8 “Патетическая”; Соната № 14 “Лунная” для фортепиано. Редакция Артура Шнабеля. М.: КИФАР, 1995. С. 40.
10. *Шопен Ф.* Этюды для фортепиано; тетрадь (№ 1–12). СПб.: Композитор, 1997. С. 55.
11. <https://www.youtube.com/watch?v=YOB8zlwYIM> (дата обращения 25.01.2021 г.)
12. <https://youtu.be/IIEuaL6M53o>

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА МОДЕЛЯХ ЭРИТРОЦИТОВ В ЖИДКОСТИ С КОНТРАСТНЫМИ НАНОАГЕНТАМИ

© 2021 г. Д. А. Кравчук^{а, *}, И. Б. Старченко^б, Д. В. Орда-Жигулина^с, К. А. Воронина^а

^аФедеральное государственное автономное образовательное учреждение Южный федеральный университет
Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения,
ул. Шевченко 2, Таганрог, 347922 Россия

^бООО Параметрика, ул. Свободы 19/1, Таганрог, 347922 Россия

^сФедеральное государственное бюджетное учреждение науки “Федеральный исследовательский центр
Южный научный центр Российской академии наук”,
пр. Чехова 41, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

*e-mail: Kravchukda@sfedu.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 28.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Выполнено математическое моделирование эритроцитов с учетом их насыщения кислородом. Приводятся результаты экспериментального исследования формирования оптоакустического сигнала в жидкости, содержащей модели эритроцитов в виде полистирольных сфер с наночастицами. В качестве контрастных агентов использованы углеродные нанотрубки, иммобилизованные к моделям эритроцитов. Полученные профили акустических сигналов для серии лазерных импульсов позволяют сделать вывод о возможности оценок качественного и количественного состава эритроцитов в облучаемой лазером жидкости. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: оптоакустика, эритроциты, контрастные агенты, углеродные нанотрубки

DOI: 10.31857/S0320791921030084

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей задачей исследований в области медицинской диагностики является создание и применение новых диагностических средств и методов, необходимых для своевременного диагностирования физиологических процессов. Для решения поставленной задачи можно использовать оптоакустический (ОА) эффект – термооптическое возбуждение акустических волн в жидкой среде при поглощении в ней лазерного излучения. Известно, что углеродные нанотрубки сильно поглощают лазерное излучение и при этом занимают незначительный объем. С помощью оптоакустического преобразования рассеянные сигналы можно зарегистрировать ультразвуковым преобразователем. Для проведения измерения уровня агрегации эритроцитов и их насыщения кислородом в крови удобно применять неинвазивные методики исследования, которые можно получить при использовании оптоакустического эффекта.

Существуют многочисленные возможности исследования гематологического состава *in vitro*, однако больший интерес представляет неинвазивный анализ как удобный метод, не меняющий

морфологический состав крови. Для усиления сигнала эффективно использование наноразмерных агентов. Углеродные нанотрубки, размером до 100 нм, сильно поглощают лазерное излучение. Это позволяет применять лазеры малой мощности для исключения нанесения вреда кожному покрову [1].

Оптоакустическая проточная цитометрия *in vivo* имеет большой клинический потенциал для ранней неинвазивной диагностики рака, инфекций (малярии и бактериемии), серповидной анемии и сердечно-сосудистых заболеваний [2–5]. Для клинического применения эта диагностическая платформа все еще требует проведения ряда исследований.

В работе [6], целью которой было математическое моделирование, описывающее формирование ОА сигнала от модели эритроцита как сферического источника поглощения, авторы пришли к выводу, что амплитуда ОА сигнала монотонно возрастает с увеличением концентрации эритроцитов, что делает возможным определение уровня гемоглобина. Предлагается использовать оптоакустический эффект для установления степени агрегации эритроцитов.

Для обнаружения внутриэритроцитарных вирусов (малярии) предлагается использование углеродных нанотрубок в качестве контрастных агентов. Их размеры (до 0.1 мкм) сопоставимы с размерами вирусов (0.02–0.3 мкм). К тому же углеродные нанотрубки биodeградируемы и обладают качественной адгезией к поверхностям вирусов [6–8]. Однако, встречается мнение, что углеродные нанотрубки токсичны [9, 10], но возможно использование преимуществ других контрастных наноагентов в анализах *in vitro*, поскольку они являются основой терапии при лечении раковых заболеваний.

Модели оксигенированных эритроцитов и их распределение в крови построены с помощью метода Монте-Карло. Целью работы является моделирование эритроцитов и формирование ими акустических сигналов в результате оптоакустического эффекта. В этом случае биологическая ткань облучается короткими лазерными импульсами (с длительностью несколько наносекунд). Оптические и термоупругие свойства ткани, в которой поглощается лазерное излучение, исследуются путем регистрации акустического сигнала с использованием ультразвуковых преобразователей.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для решения поставленных задач предлагается использование методов обработки сигналов, системного анализа, математической статистики.

При математическом моделировании в качестве инструментария используется среда Matlab R2014b.

Аналитическое выражение акустического поля, формируемого жидкой сферой, можно записать в следующем виде [11]:

$$p_f^1(q) = \frac{i\mu\beta I_0 v_s \alpha^2}{C_p r} \times \frac{[\sin q - q \cos q] e^{ik_f(r-\alpha)}}{q^2 \left[(1-q) \left(\frac{\sin q}{q} \right) - \cos q + ipv \sin q \right]}, \quad (1)$$

где $q = \omega\alpha/v_s$ – безразмерная частота, μ – коэффициент поглощения, C_p – изобарическая удельная теплоемкость, β – коэффициент теплового расширения, I_0 – интенсивность оптического излучения, α – радиус поглощающей сферы, $\rho = \rho_s/\rho_f$ и $v = v_s/v_f$ – безразмерные плотность и скорость звука (v_s – скорость звука в эритроцитах, v_f – скорость звука в плазме крови), соответственно. Проведем моделирование плазмы крови, содержащей оксигенированные и дезоксигенированные эритроциты. На рис. 1а показаны в виде сфер темные (красные) – оксигенированные эритроциты и серые (голубые) – дезоксигенированные эритроциты. Они представляют собой два вида ОА источников с различными коэффициентами поглощения. В этом случае формируемый акустический сигнал будет представлять собой суперпозицию акустических сигналов, излучаемых соответствующими моделями эритроцитов.

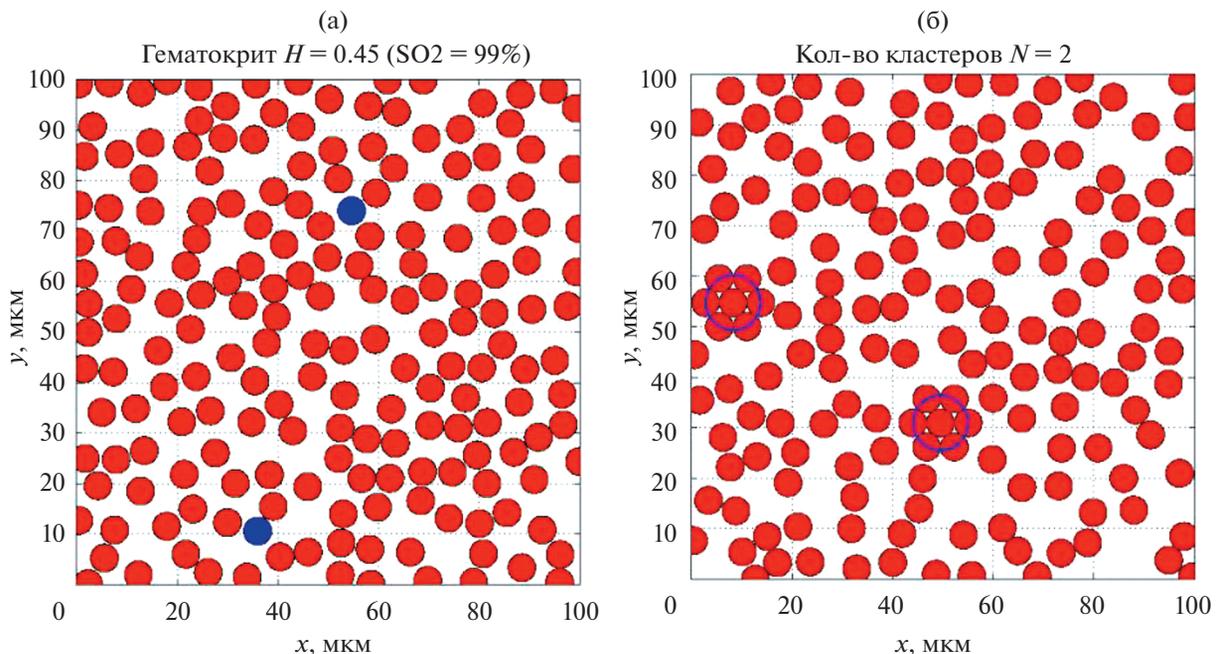


Рис. 1. (а) – Два вида источников акустического сигнала (красные (темные) – оксигенированные эритроциты, а голубые (серые) круги – дезоксигенированные эритроциты); (б) – агрегированные эритроциты (2 агрегата).

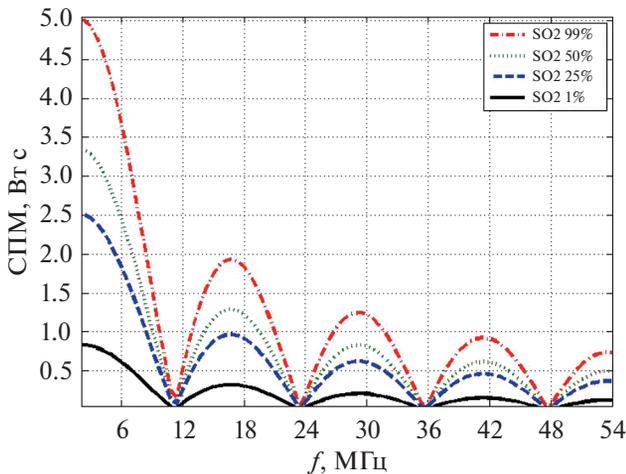


Рис. 2. Спектральная плотность мощности акустического сигнала.

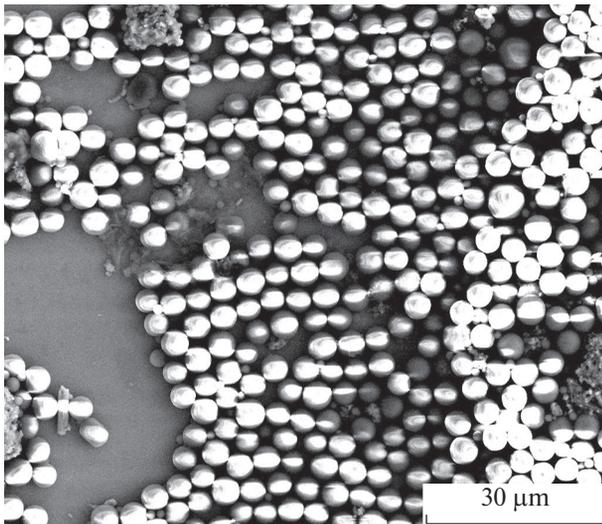


Рис. 3. Полистирольные микросферы с наночастицами углерода.

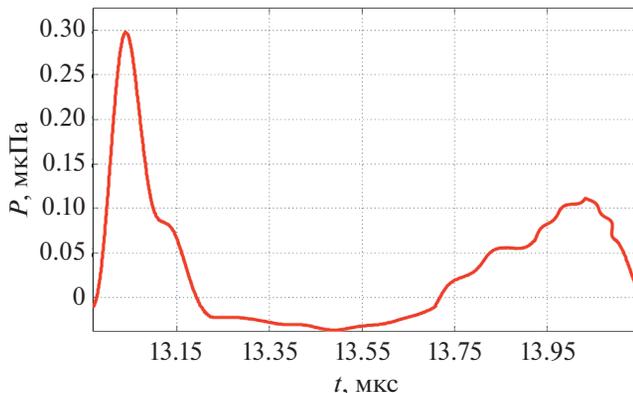


Рис. 4. Акустический сигнал. Концентрация наночастиц составляла 20×10^4 NPs/микросферу.

На рис. 16 представлены моделируемые эритроциты с агрегацией 7%, количество агрегатов (кластеров) в зоне видимости – 2.

Математическое моделирование оксигенированных и дезоксигенированных эритроцитов заключается в нескольких этапах: формирование трехмерной реализации тканей с условием непрерывности сфер, представляющих собой моделируемые эритроциты. Моделирование проводится с помощью программной среды Matlab и метода Монте-Карло. Размер объема моделирования был взят $100 \times 100 \times 100$ мкм. Этот объем заполняется эритроцитами, аппроксимированными в виде жидкостных сфер с уровнем гематокрита 40% [7]. Аналогичным образом формируем ткани с агрегированными эритроцитами. Модель позволяет формировать эритроциты в агрегаты с различной степенью заполнения.

На рис. 2 показаны спектральные плотности мощности акустического сигнала при 1, 25, 50 и 99% кислородонасыщения крови для лазерного излучения с длиной волны 1064 нм. По мере увеличения насыщения кислородом (SO₂) спектральная мощность сигнала также увеличивалась.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Разработанные теоретические модели были проверены экспериментально с помощью лазерной установки LIMO 100-532/1064-U [12–14] с длительной импульса 84 нс. Моделируемые эритроциты выполнены из полистирольных микросфер с соответствующими формами и размерами эритроцитов. На рис. 3 показаны модельные эритроциты из полистирольных микросфер. Как правило, свойства тканевого поглотителя являются важными при моделировании. Кроме того, для оптоакустической системы поглотители должны иметь хорошо известные, универсальные и стабильные тепловые и акустические параметры, аналогичные параметрам биоткани при оптоакустической томографии [15–19]. Изображения получены с помощью растрового микроскопа Nova Nanolab 600.

В результате эксперимента зарегистрирован акустический сигнал (рис. 4), сформированный в натрий-фосфатном растворе с наночастицами углерода, заполненном полистирольными сферами на 45%. Регистрация сигнала проводилась с помощью пьезоэлектрического преобразователя, запись производилась с помощью модульного измерительного комплекса NI PXI 1042Q на базе LabVIEW.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм моделирования реализаций тканей, состоящих из оксигенированных и дезоксигенированных эритроцитов в среде Matlab на основе алгоритма Монте-Карло. Рассчитаны

спектральные плотности мощности акустического сигнала, возбужденного лазерным излучением с длиной волны 1064 нм при 1, 25, 50 и 99% насыщения эритроцитов кислородом. Установлено, что при увеличении насыщения кислородом моделируемых эритроцитов с 1 до 99%, спектральная плотность мощности акустического сигнала увеличивается в 6 раз. Это позволяет сделать вывод о возможности регистрации уровня насыщения кислородом эритроцитов в крови оптоакустическим методом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джуплина Г.Ю., Старченко И.Б. Система и методика исследования наноразмерных артефактов в кровотоке // Известия ЮФУ. Технические науки. 2010. № 8(10). С. 61–64.
2. Tuchin V.V., Tárnok A., Zharov V.P. In vivo flow cytometry: a horizon of opportunities // Cytometry. 2011. V. A79(10). P. 737–745.
3. Galanzha E.I., Zharov V.P. Photoacoustic flow cytometry // Methods. 2012. V. 57(3). P. 280–296.
4. Galanzha E.I., Zharov V.P. Circulating tumor cell detection and capture by photoacoustic flow cytometry in vivo and ex vivo // Cancers (Basel). 2013. V. 5(4). P. 1691–1738.
5. Cai C., Carey K.A., Nedosekin D.A., Menyayev Y.A., Sarimollaoglu M., Proskurnin M.A., Zharov V.P. In vivo photoacoustic flow cytometry for early malaria diagnosis // Cytometry. 2016. V. A89(6). P. 531–542.
6. Кравчук Д.А., Старченко И.Б. Исследование генерации оптоакустического сигнала на рассеивателях различной формы для диагностики клеток методом проточной цитометрии *in vivo* // Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии. 2017. № 4(40). С. 174–183.
7. Kravchuk D.A. Mathematical model of detection of intra-erythrocyte pathologies using optoacoustic method // Biomedical Photonics. 2018. T. 7. № 3. P. 36–42.
8. Кравчук Д.А., Старченко И.Б. Теоретическая модель для диагностики эффекта кислородонасыщения эритроцитов с помощью оптоакустических сигналов // Прикладная физика. 2018. № 4. С. 89–94.
9. Митрофанова И.В., Мильто И.В., Суходоло И.В. Возможности биомедицинского применения углеродных нанотрубок // Бюллетень сибирской медицины. 2014. Т. 13. № 1. С. 135–144.
10. Саяпина Н.В., Сергеевич А.А., Баталова Т.А., Новиков М.А., Асадчева А.Н., Чайка В.В., Голохваст К.С. Экологическая и токсикологическая опасность углеродных нанотрубок: обзор российских публикаций // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2014. Т. 16. № 5(2). С. 949–953.
11. Diebold G.J. // Photoacoustic imaging and spectroscopy. Ed. Wang L.V. Taylor and Francis Group. LLC. 2009. Ch. 1. P. 3–17.
12. Kravchuk D.A. Simulation of acoustic signals with an optoacoustic effect for the detection of red blood cells of various shapes by a laser cytometer // Applied Physics. 2019. № 5. P. 93–99.
13. Kravchuk D.A. Experimental studies on the excitation and registration of an optoacoustic signal in a liquid // IEEE Int. Siberian Conf. on Control and Communications (SIBCON-2019). 2019. Art. № 8729639.
14. Starchenko I.B., Kravchuk D.A., Kirichenko I.A. An optoacoustic laser cytometer prototype // Biomedical Engineering. 2018. V. 51. № 5. P. 308–312.
15. Nedosekin D.A., Fahmi T., Nima Z.A. Photoacoustic in vitro flow cytometry for nanomaterial research // Photoacoustics. 2017. № 6. P. 16–25.
16. Fonseca M., Zeqiri B., Beard P.C. Characterisation of a phantom for multiwavelength quantitative photoacoustic imaging // Phys. Med. Biol. 2016. V. 61(13). P. 4950–4973.
17. Fonseca M., Zeqiri B., Beard P. Characterisation of a PVCp based tissue-mimicking phantom for Quantitative Photoacoustic Imaging // Proc. SPIE. Int. Soc. Opt. Eng. 2015. Art. № 9539, 953911.
18. Еггев С.В., Овчинников О.Б., Фокин А.В. Оптоакустическое преобразование в суспензиях: конкуренция механизмов и статистические характеристики // Акуст. журн. 2005. Т. 57. № 2. С. 204–277.
19. Бычков А.С., Черепецкая Е.Б., Карабутов А.А., Макаров В.А. Улучшение пространственного разрешения изображения в оптоакустической томографии с помощью конфокальной антенны // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 71–77.