

На правах рукописи

Сапожников Олег Анатольевич

**МОЩНЫЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПУЧКИ: ДИАГНОСТИКА
ИСТОЧНИКОВ, САМОВОЗДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН И
ВОЗДЕЙСТВИЕ НА СРЕДУ ПРИ ЛИТОТРИПСИИ**

Специальность 01.04.06 – акустика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени доктора
физико-математических наук

Москва, 2008 год

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор,
академик РАН

Виктор Анатольевич Акуличев

Тихоокеанский океанологический институт
имени В.И. Ильичёва ДВО РАН

доктор физико-математических наук, профессор

Виктор Александрович Алешкевич

Физический факультет

МГУ имени М.В. Ломоносова

доктор технических наук

Леонид Рафаилович Гаврилов

Акустический институт имени Н.Н. Андреева

Ведущая организация:

Институт общей физики

имени А.М. Прохорова РАН

Защита состоится « 6 » ноября 2008 г. в 16 часов на заседании
Диссертационного совета Д 501.001.67 в Московском государственном
университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, ГСП-2,
Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физический факультет, ауд. им. Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета
МГУ имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, ГСП-2, Ленинские
горы, д. 1, стр. 2.

Автореферат разослан « 22 » сентября 2008 г.

Учёный секретарь

Диссертационного совета Д 501.001.67

кандидат физико-математических наук,

доцент

А.Ф. Королев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В настоящей диссертационной работе представлены результаты исследований, выполненных автором на кафедре акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова в период 1988 – 2008 г.г. В диссертации проведены комплексные теоретические и экспериментальные исследования явлений дифракции, воздействия на среду и самовоздействия при излучении и распространении акустических волн. Особое внимание уделено ультразвуку мегагерцового диапазона, активно используемому в современных медицинских приложениях и неразрушающем контроле.

Актуальность темы

Волны любой природы создаются источниками конечных размеров. Среди них важный класс составляют источники направленного излучения, распространяющегося почти без ослабления на большие расстояния. Образующееся в результате волновое поле, ограниченное в пространстве в поперечном направлении и более протяжённое в направлении распространения волны, принято называть волновым пучком. Для создания пучка источник должен иметь большой волновой размер, т.е. его диаметр должен намного превышать длину волны. Кроме того, заданное на нём поле должно быть когерентным. Поэтому источники волновых пучков обычно имеют искусственную природу. Оптические пучки когерентного излучения стали предметом исследования и широкого применения с изобретением лазеров. Практическое использование ультразвуковых пучков началось несколько раньше, с появлением пьезоэлектрических излучателей. Хотя с тех пор прошло более полувека, свойства ультразвуковых пучков всё ещё изучены недостаточно. Одной из причин этого является то, что лишь недавно появились высокоточные экспериментальные средства для изучения пучков. В частности, ранее отсутствовала техника, которая позволила бы осуществить прецизионную количественную проверку используемых в теории предположений об ультразвуковых источниках: не были разработаны средства измерения пространственной структуры полей (миниатюрные широкополосные датчики, системы позиционирования с компьютерным контролем, лазерные виброметры), не хватало вычислительных мощностей для сбора и обработки соответствующих данных измерений. Другая причина – появление новых типов ультразвуковых источников и использование на практике новых режимов излучения, включая широкополосные и нелинейные, что обусловлено бурным внедрением акустических пучков в медицинскую практику.

Отдельного анализа заслуживают те современные приложения, в которых используется ультразвук высокой интенсивности. Аналогично тому, как изобретение лазеров в 1960-х г.г. привело к рождению нелинейной оптики, появление примерно в это же время мощных пьезоэлектрических излучателей дало толчок развитию нелинейной акустики, до этого бывшей скорее теоретической дисциплиной. В отличие от нелинейной оптики, исследования по нелинейной акустике довольно долго носили академический характер. До 1980 г. единственным вошедшим в практику прибором, основанным на нелинейно-акустических эффектах, была «параметрическая антенна» для гидроакустической локации устройство,

которое позволяет создавать направленное излучение низкочастотных акустических сигналов за счёт взаимодействия интенсивных волн высокой частоты.

В 1980-х г.г. произошёл ещё один качественный скачок в развитии нелинейной акустики – мощный ультразвук стал использоваться в медицинских приложениях. На взгляд автора, среди этих приложений больше всего нового в физику нелинейных волн внесла экстракорпоральная литотрипсия. Соответствующие устройства литотриптеры создают фокусированные пучки микросекундных акустических импульсов с пиковым давлением в фокусе, превышающим 100 МПа. Эта величина всего лишь на порядок меньше внутреннего давления в жидкостях. Важно, что такие интенсивные импульсы создаются не на каких-то уникальных установках, имеющихся в распоряжении единичных лабораторий с высоким бюджетом, а с помощью коммерческих приборов, выпускающихся огромными тиражами. В настоящее время каждая крупная урологическая клиника имеет на своём вооружении литотриптеры. Чем ультразвуковые пучки литотриптеров интересны для физиков? Прежде всего, высоким уровнем акустического давления, который намного превосходит уровень давления в ультразвуковых полях, использовавшихся в предыдущие годы. Сразу после появления литотриптеров был обнаружен ряд нелинейных явлений: ударный характер волн, явление саморефракции, нелинейный сдвиг фокуса, насыщение амплитуды волны в фокусе с ростом подаваемой мощности и другие. Стало ясно, что необходимо развивать теоретические методы анализа этих новых явлений. Другой уникальной особенностью литотрипсии является то обстоятельство, что используемые в ней ультразвуковые импульсы не просто распространяются по среде, а существенным образом воздействуют на неё, вплоть до разрушения. В частности, под влиянием фазы разрежения волны литотриптера из микроскопических зародышей образуются газовые пузырьки миллиметровых размеров, которые затем коллапсируют. При таких коллапсах в среде возникают вторичные акустические импульсы, превышающие по пиковому давлению исходную волну. Кроме того, при падении волны на почечный камень происходит его фрагментация (в чём, собственно, и состоит задача литотрипсии). Эти необычные эффекты, вызванные импульсным ультразвуковым пучком, интересны не только как новые волновые явления, но и как факторы, определяющие эффективность лечения. Отметим, что, несмотря на медицинский характер приложений, упомянутые явления имеют отношение к акустике и механике разрушения, и поэтому являются предметом физического исследования.

Во многих практических приложениях ультразвуковых пучков, включая упомянутую выше литотрипсию, проявляется влияние нелинейного отклика среды на распространение акустической волны. Из-за этого волны конечной (большой) амплитуды становятся ударными и их временной профиль приобретает пилообразный вид. Свойства таких волн уникальны и во многом не похожи на свойства хорошо изученных нелинейных квазигармонических волн в сильно диспергирующих средах. Не только распространение пилообразных волн, но и их воздействие на среду (нагрев среды, генерация течений, кавитация и т.д.) приобретает ряд особенностей по сравнению со случаем волн с гладким профилем. Один из принципиальных нелинейных эффектов для волн любой природы – самовоздействие, т.е. явление изменения параметров волны (скорости распространения, коэффициента поглощения) с ростом её амплитуды. В случае ударных акустических волн

это, например, тепловое самовоздействие, возникающее за счёт повышенного тепловыделения на ударных участках. Другим примером является самовоздействие за счёт гидродинамических потоков, возникающих при поглощении волны. Для одиночных импульсов, генерируемых ударноволновыми литотриптерами, возникает явление безынерционной саморефракции пучков. Аналогичный эффект наблюдается для пилообразных волн в кубично-нелинейных средах. Такое самовоздействие – одна из основных причин ограничения максимально достижимых интенсивностей при фокусировке мощных импульсных сигналов. Теоретическое исследование этих интересных эффектов связано с решением нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, например уравнения типа Хохлова-Заболотской с различными типами нелинейности среды.

Таким образом, *актуальность работы* определяется рядом обстоятельств. Во-первых, при использовании ультразвуковых пучков для неразрушающего контроля и особенно в новых медицинских приложениях (ультразвуковой диагностике и терапии) чрезвычайно важно уметь точно предсказывать излучаемое акустическое поле. Это, в свою очередь, требует развития методов количественного измерения структуры колебаний поверхностей ультразвуковых источников. Во-вторых, в связи с разработкой метода ударноволновой литотрипсии и некоторых других методов ультразвуковой терапии в широкую практику вошли акустические пучки, пиковое давление в которых настолько велико, что среда разрушается. Кроме того, при распространении таких мощных волн возникает целый класс новых явлений, обусловленных наличием ударных фронтов. Разработка соответствующих теоретических моделей и проведение экспериментальных исследований указанных эффектов – основа прогресса в этой области.

Цели диссертационной работы

Основные цели работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Выявление границ применимости интеграла Рэлея для расчёта полей вогнутых источников больших волновых размеров.
2. Разработка количественных методов для характеристики излучающих свойств ультразвуковых источников в жидкостях; в частности, для нахождения распределения скорости на поверхности пьезоэлектрических преобразователей.
3. Исследование явлений взаимодействия со средой мощных акустических импульсов, применяемых в литотрипсии.
4. Исследование нелинейных явлений в пучках пилообразных волн и ударных импульсов, в том числе изучение роли акустической нелинейности в ограничении максимально достижимых давлений при фокусировке импульсных пучков.
5. Теоретический анализ эффектов самовоздействия ударных пилообразных волн в кубично-нелинейных средах с малой дисперсией.

6. Нахождение симметрий уравнения Хохлова-Заболотской, обобщённого на случай произвольной нелинейности среды.

Научная новизна

1. Впервые показано, что классический метод лазерной виброметрии неприменим для прямого измерения смещения поверхности объектов, находящихся в жидкости. Причиной тому является акустооптическое взаимодействие в конденсированной среде. При пренебрежении указанным эффектом ошибка измерения смещения может превышать 100%.
2. Предложен и экспериментально обоснован новый метод акустической голографии для определения параметров источников и предсказания их полей в непрерывном и импульсном режимах, базирующийся на записи характеристик волны на поверхности и расчёте обратного распространения с использованием интеграла Рэлея.
3. Предложен двухканальный режим записи сигналов при пассивной регистрации кавитации в поле ударной волны литотриптера, создан соответствующий двухканальный приёмник и с его помощью впервые показано, что при литотрипсии инерционная кавитация возникает не только в жидкости накопительной системы, но и в тканях почки.
4. Впервые показано, что при воздействии ударной волны литотриптера на почечный камень преобладающую роль в создании разрушающих механических напряжений играют не продольные волны, образующиеся на передней поверхности камня, а сдвиговые волны, возникающие на его боковой поверхности.
5. Впервые теоретически предсказан эффект нелинейного насыщения пикового давления при фокусировке акустических импульсов и найдена оценка величины максимально достижимого давления.
6. Впервые теоретически показано, что самофокусировка интенсивных волновых пучков в кубично-нелинейной среде без дисперсии не приводит к существенному росту амплитуды.
7. Впервые проведена групповая классификация эволюционного уравнения для акустических пучков, полученного обобщением уравнения Хохлова-Заболотской (ХЗ) на случай произвольной нелинейности среды.

Совокупность научных результатов диссертации может рассматриваться как **существенный вклад в актуальное научное направление «Физика мощных акустических пучков»**, заключающийся в создании новых методов диагностики источников и установлении новых закономерностей дифракции ультразвуковых пучков высокой интенсивности, их воздействия на среду и самовоздействия.

Практическая ценность работы

Практическая значимость работы определяется рядом полученных результатов.

1. Показано, что в большинстве практически важных случаев для расчёта полей пьезоэлектрических источников можно пользоваться интегралом Рэлея (хотя он и не является точным решением дифракционной задачи для неплоских источников).
2. Разработан метод акустической голографии, который позволяет проводить характеристику ультразвуковых источников в жидкости – такой возможности раньше не было.
3. Выяснено, что кавитация при литотрипсии является очень важным фактором воздействия ударной волны на биологическую ткань, и создан приёмник, позволяющий регистрировать наличие кавитации с высоким пространственным разрешением.
4. Показано, что использование в литотрипсии пучков с широкой фокальной перетяжкой является более предпочтительным с точки зрения разрушения конкрементов и минимизации вредного воздействия на окружающую ткань.
5. Предсказан эффект нелинейного насыщения пикового давления при фокусировке импульсов. Этот эффект важно учитывать при конструировании фокусирующих систем мощного ультразвука.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Интеграл Рэлея применим для расчёта полей вогнутых акустических источников больших волновых размеров. Ошибочно использовать распространённое в литературе допущение о равномерном распределении скорости на колеблющейся поверхности при описании ультразвукового излучения пьезоэлектрических источников, поскольку указанное распределение существенно искажается возникающими на краю источника волнами Лэмба.
2. Разработанный в работе новый метод акустической голографии позволяет проводить количественное измерение параметров колебания поверхности ультразвуковых источников, помещённых в жидкость, и расчёт излучаемых акустических полей. Классический метод лазерной виброметрии не может быть применён для прямого измерения смещения поверхностей в жидкостях из-за маскирующего эффекта акустооптического взаимодействия на пути пробного лазерного луча.
3. Акустические импульсы ударноволновых литотриптеров вызывают в жидкости кратковременную кавитацию инерционного типа, при которой вблизи коллапсирующих пузырьков возникают вторичные ударные волны с пиковым давлением, превышающим давление в исходном импульсе. Главной причиной создания в почечных камнях повышенных напряжений, приводящих к образованию макротрещин, являются сдвиговые волны, которые возникают на боковой поверхности камня под действием распространяющейся в жидкости ударной волны.

4. В мощных акустических пучках в режиме образования пилообразных волн возникает тепловое самовоздействие вследствие диссипации энергии волны на ударных участках, причём указанный эффект значительно более выражен по сравнению с самовоздействием гармонических волн той же амплитуды. При фокусировке мощных акустических импульсов возникает явление нелинейного насыщения, заключающееся в том, что с ростом давления в излучаемой волне пиковое давление в фокусе ограничивается на уровне, примерно равном произведению характерного внутреннего давления в жидкости на квадрат угла схождения исходного пучка.
5. При распространении пучков пилообразных волн в кубично-нелинейных средах с малой дисперсией возникает эффект безынерционной самофокусировки, которая, в отличие от случая сильной дисперсии, не приводит к существенному росту амплитуды из-за принципиально неустрашимого поглощения на ударных фронтах.

Апробация работы

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: 12th–15th International Symposiums on Nonlinear Acoustics (Austin, USA, 1990; Bergen, Norway, 1993, Nanjing, China, 1996; Goettingen, Germany, 1999, Moscow, Russia, 2002, Penn State, USA, 2005), Всероссийских школах-семинарах «Волновые явления в неоднородных средах» (III, V, VI и VII 1992, 1996, 1998 и 2000, п. Красновидово, Московская обл.), IEEE Ultrasonics Symposiums (Cannes, France, 1994; Seattle, USA, 1995; Toronto, Canada, 1997; Atlanta, USA, 2001; Honolulu, USA, 2003; Montreal, Canada, 2004; Vancouver, Canada, 2006; New York, USA, 2007); 2-й международной научной школе-семинаре «Динамические и стохастические волновые явления» (Нижний Новгород, 1994), World Congress on Ultrasonics (Berlin, Germany, 1995), 16th, 17th, and 19th International Congresses on Acoustics (Seattle, USA, 1998; Rome, Italy, 2001; Madrid, Spain, 2007), semi-annual meetings of the Acoustical Society of America (ежегодно, начиная с 1995 г.), 9th Congress of World Federation for Ultrasound in Medicine and Biology (Florence, Italy, 2000), XI, XV XIX сессиях Российского акустического общества (2001, 2004–2007), 2-й международной конференции «Фундаментальные проблемы физики» (Саратов, 2000), 1st, 3rd 6th International Symposiums on Therapeutic Ultrasound (Chongqing, China, 2001; Lyon, France, 2003; Kyoto, Japan, 2004; Boston, USA, 2005; Oxford, UK, 2006), International Congress on Cavitation CAV 2003 (Osaka, Japan, 2003), CAV 2006 (Wageningen, Netherlands, 2006), Ultrasonics International (Granada, Spain, 2003), 1-м и 2-м Евразийских конгрессах по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика» (Москва, 2001 и 2005), международной конференции «Progress in Nonlinear Science» (Нижний Новгород, 2001), 2-й международной конференции «Frontiers of Nonlinear Physics» (Нижний Новгород, 2004), международном симпозиуме “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (Нижний Новгород, 2005), Forum Acusticum (Budapest, Hungary, 2005), 1st International Urolithiasis Research Symposium (Indianapolis, USA, 2006), 10-й и 11-й школах по моделям механики сплошных сред (Хабаровск, 1989; Владивосток, 1991), международной конференции «Дни дифракции» (Санкт-Петербург, 1996), Ломоносовских чтениях (Москва,

МГУ, 1997). Кроме того, материалы диссертации неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах кафедры акустики физического факультета МГУ, Акустического института, Института общей физики РАН, Института прикладной физики РАН, а также представлялись на семинарах в следующих зарубежных научных центрах: The University of Texas at Austin, Austin, USA (1996, 2000), Applied Physics Laboratory, University of Washington, Seattle, USA (1998–2008), Department of Physics, Potsdam University, Potsdam, Germany (1999), Physics Department, Royal Marsden Hospital, Sutton, UK (1999), Université du Maine, Le Mans, France (2000), Department of Aerospace and Mechanical Engineering, Boston University, Boston, USA (2000), Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale, Unité 556, Lyon, France (2002), The University of Tokyo, Tokyo, Japan (2003), Laboratory of Parametric Imaging, University Paris VI, Paris, France (2004), Applied Mathematics Department, University of Washington, Seattle, USA (2005), Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France (2006), Indiana University, Indianapolis, USA (1997–2008).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 44 статьи в ведущих отечественных и зарубежных научных журналах, из них 40 статей в журналах из списка ВАК (среди которых «Успехи физических наук», «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Акустический журнал», «Вестник Московского университета», «Квантовая электроника», «The Journal of the Acoustical Society of America», «IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control», «Ultrasound in Medicine and Biology» и другие). Кроме того, по материалам работы опубликовано более 50 статей в трудах конференций и более 40 тезисов докладов.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялся выбор направлений, объектов и методов исследования, проводилась разработка методик измерений и обработки результатов, осуществлялась постановка экспериментов и их проведение.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на 296 страницах и содержит 104 рисунка и 11 таблиц. Список литературы включает 398 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Оглавление диссертации является следующим:

Предисловие

Введение

Глава 1. Современные проблемы физики ультразвуковых пучков

Глава 2. О применимости интеграла Рэля к расчёту полей фокусированных пьезокерамических и пьезокомпозитных излучателей ультразвука

Глава 3. Волны Лэмба в пьезоэлектрических фокусирующих преобразователях как причина аномальных пиков в структуре излучаемого акустического поля

Глава 4. Акустооптическое взаимодействие при лазерной виброметрии в жидкости

Глава 5. Акустическая голография как метод исследования колебаний поверхности акустических источников

Глава 6. Инерционная кавитация, вызываемая фокусированной ударной волной литотриптера

Глава 7. Механизмы воздействия ударной волны литотриптера на почечные камни

Глава 8. Фокусировка и самовоздействие пучков пилообразных волн и ударных импульсов. Групповой анализ обобщённого уравнения Хохлова-Заболотской

Заключение

Литература

Во Введении обсуждается актуальность темы исследований, приводятся цели, научная новизна, практическая ценность работы и защищаемые положения, даётся краткая аннотация содержания глав.

Глава 1 является обзорной. В ней обсуждаются современные проблемы физики ультразвуковых пучков, являющихся, на взгляд автора, наиболее актуальными.

Наиболее распространённым способом излучения ультразвуковых пучков является использование колеблющихся поверхностей (пьезоэлектрических пластин, мембран и т.п.). Поэтому чрезвычайно важным является умение предсказывать акустическое поле, создаваемое в среде из-за движения поверхности. Решение этой классической задачи в линейной постановке наиболее просто выражается в случае источника в виде бесконечно протяжённой плоскости с заданным распределением нормальной компоненты скорости. В этом случае каждый элемент плоскости может быть рассмотрен как точечный монополярный источник с «силой», пропорциональной значению нормальной компоненты скорости в выделенной точке. Математически это представление Гюйгенса-Френеля записывается в виде интеграла Рэля, выражающего акустическое давление в произвольной точке пространства в виде интегрального функционала от нормальной компоненты скорости поверхности. Реальные источники, однако, отличаются от идеализированного источника в виде бесконечной плоскости. Во-первых, даже плоские источники имеют конечные размеры. Во-вторых, очень часто источники не являются плоскими. Формальное

использование интеграла Рэлея, точного лишь для плоских поверхностей, вызывает естественный вопрос об адекватности теоретической модели.

Для использования интеграла Рэлея или любого другого метода расчёта распределение скорости (или давления) на излучающей поверхности должно быть известным. Экспериментальное нахождение такого распределения – весьма непростая задача. Из точных количественных методов в первую очередь обычно указывают лазерную виброметрию. Однако метод лазерной виброметрии имеет ряд ограничений, главное из которых заключается в том, что при проведении измерений в жидкости реальная картина колебаний искажается из-за акустооптического взаимодействия. Ещё один способ для получения информации о колебаниях поверхности ультразвукового источника основан на проведении теоретического анализа электромеханических процессов в источнике, например методом конечных элементов. Перспективным методом является также акустическая голография. 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 решений волнового уравнения, такую запись достаточно осуществить на некоторой поверхности, окружающей визуализируемый объект. Голография впервые была предложена в оптике. Запись оптических голограмм осуществляется путём фиксации на фотопластинке распределения интенсивности света, которое возникает при интерференции некоторой опорной волны и волны, рассеянной на исследуемом объекте. В акустике можно избежать использования интерференции со вспомогательным опорным пучком, поскольку благодаря относительно низкой частоте сигналов удаётся 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.

Большой класс задач современной волновой физики связан с использованием интенсивных пучков. В акустике это ультразвуковые пучки, создаваемые, например, мощными пьезоэлектрическими излучателями. В некоторых акустических устройствах применяются и источники другой природы. Использование интенсивных пучков связано как с задачами подводной связи и ультразвуковой диагностики, так и с применениями мощного ультразвука в медицине для лечебного или разрушающего воздействия на ткань и находящиеся в ней конкременты. Разнообразные практические задачи требуют знания свойств таких пучков и умения предсказывать эффекты, которые они вызывают в среде распространения.

Одно из ярких медицинских приложений нелинейных акустических волн – безоперационное удаление почечных камней из организма. Соответствующая акустическая техника получила название экстракорпоральной ударноволновой литотрипсии, а устройства – литотриптеров. В этом методе вне тела пациента в воде генерируется периодическая последовательность мощных коротких акустических импульсов (ударных волн), которые фокусируются на почечный камень и измельчают его. Типичный профиль акустического давления, генерируемого литотриптером, имеет вид импульса сжатия микросекундной длительности с ударным фронтом, за которым следует более длительная фаза разрежения.

Как показали исследования, воздействие волны на биоткань и почечные камни зависит от тонких особенностей профиля волны, таких как ширина ударного фронта, величина положительного и отрицательного пикового значения давления, длительность фазы сжатия и разрежения. Поскольку ударные волны, создаваемые литотриптерами, являются очень мощными, возникает вопрос, как они воздействуют на биологическую среду, в которой они распространяются и, наоборот, как среда влияет на процесс их распространения и фокусировки. Поскольку максимально достижимые избыточные давления (около 100 МПа) всё же намного меньше внутреннего давления в жидкости (около 1000 МПа), эти ударные волны являются «слабыми», т.е. могут быть исследованы методами нелинейной акустики. Важным эффектом, сопровождающим литотрипсию, является акустическая кавитация. При распространении мощных пучков ударных импульсов принципиальными становятся также эффекты самовоздействия.

Базовым уравнением в теории нелинейных волновых пучков в квадратично-нелинейных средах без дисперсии является уравнение Хохлова-Заболотской (ХЗ), которое описывает нелинейные волновые пучки с учётом эффектов дифракции. Будучи обобщённым на случай среды с нелинейностью произвольного вида, в безразмерных обозначениях оно выглядит следующим образом :

$$\partial/\partial\tau [\partial u/\partial z + P(u)\partial u/\partial\tau] = \partial^2 u/\partial x^2 + \partial^2 u/\partial y^2 .$$

Здесь u – функция, описывающая профиль волны, величина $P(u)$ характеризует нелинейную добавку к скорости волны, τ – “бегущее” время, z – продольная (вдоль оси пучка) координата, x и y – поперечные координаты. В силу нелинейного характера обобщённого уравнения ХЗ, его решение в общем случае может быть получено лишь численно. Подобный расчёт, однако, требует больших затрат машинного времени и не всегда возможен. Поэтому важно развивать и дополнительные подходы к анализу уравнения ХЗ. Наряду с различными приближёнными методами упрощения, интерес может представить поиск симметрий этого нелинейного уравнения, которые позволяют выявить как определённые общие свойства его решений, так и находить некоторые классы точных решений и законы сохранения.

В главе 2 рассматривается вопрос о применимости интеграла Рэля к расчёту полей фокусированных пьезокерамических и пьезокомпозитных излучателей ультразвука. Для монохроматического источника, при временной зависимости вида $\exp(-i\omega t)$, интеграл Рэля имеет следующий вид:

$$p(\mathbf{r}) = -i\rho_0 c_0 \frac{k}{2\pi} \int_S \frac{u e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS' \quad (1)$$

Интегрирование выполняется вдоль излучающей поверхности S , p – амплитуда акустического давления в точке наблюдения с координатой \mathbf{r} , u – амплитуда нормальной компоненты скорости излучающей поверхности (нормаль направлена в сторону среды), \mathbf{r}' – радиус-вектор элемента поверхности dS' , $k=\omega/c_0$ – волновое число, ρ_0 и c_0 – плотность и скорость звука среды. Выражение (1) даёт точное выражение для акустического поля лишь в случае плоской излучающей поверхности. Для нахождения погрешности метода в случае

вогнутых (фокусирующих) излучающих поверхностей был проведен расчёт задачи об излучении круглого вогнутого источника двумя способами: в приближении интеграла Рэлея и точным методом сращиваемых разложений. Последний был предложен в работе Кулуврат [Coulouvrat, JASA 1993]. В рассматриваемой задаче предполагается, что аксиально-симметричная сферическая чаша Γ_S с центром кривизны F колеблется по закону $\exp(-i\omega t)$ – см. рис.1. Чаша вставлена в абсолютно жёсткий безграничный плоский экран Γ_B . Точка наблюдения M расположена справа от Γ_S . Акустическое поле описывается уравнением Гельмгольца $\Delta p + k^2 p = 0$ с условием излучения Зоммерфельда на бесконечности и граничными условиями $\partial p / \partial n = ik\rho_0 c_0 u$ на Γ_S и $\partial p / \partial n = 0$ на Γ_B . Для решения задачи вводится вспомогательная полусфера Γ_L , центр которой (C) находится на пересечении оси симметрии с плоскостью экрана, а радиус (a) совпадает с радиусом излучателя. Эта контрольная поверхность разбивает среду на две части: внутреннюю Ω_i и внешнюю Ω_e . Решение для амплитуды акустического давления в этих областях имеет вид:

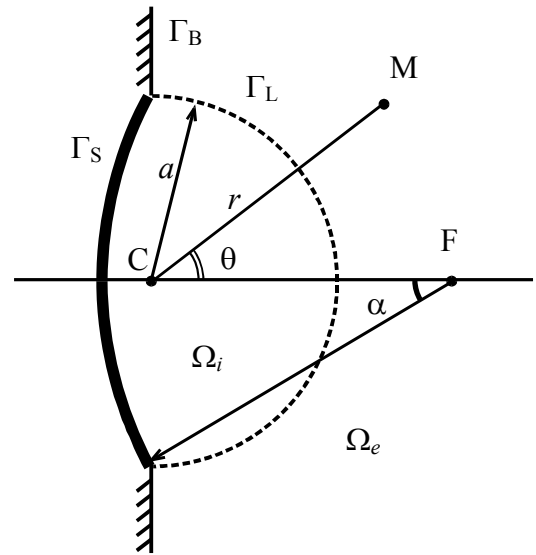


Рис. 1. Геометрия задачи и используемые обозначения

$$p_i = \sum_{n=1}^{\infty} x_n P_{n-1}(\cos \theta) j_{n-1}(kr), \quad p_e = \sum_{n=1}^{\infty} y_n P_{n-1}(\cos \theta) h_{n-1}^{(1)}(kr) \quad (2)$$

Здесь x_n и y_n – коэффициенты, определяемые граничными условиями, r и θ – координаты в сферической системе координат с центром в точке C (рис. 1), P_n – полиномы Лежандра, j_n и $h_n^{(1)}$ – сферические функции Бесселя и Ханкеля соответственно. При численном моделировании приходится ограничивать число удерживаемых членов разложений. Для нахождения x_n получается система комплексных линейных алгебраических уравнений. Часть этих уравнений выводится из совместности двух условий “сшивки”. Оставшаяся часть выписывается из граничного условия на поверхности Γ_S , при этом проводится дискретизация в соответствующем количестве точек поверхности излучателя.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуды акустического поля от расстояния вдоль оси излучателя, рассчитанные двумя способами: с использованием интеграла Рэлея, т.е. по формуле (1) (штриховая кривая), и методом сращиваемых разложений (сплошная кривая). Различные графики соответствуют различным углам фокусировки α (см. рис. 1) при одном и том же значении параметра $ka=100$. Кривые при малых z изображены также и в увеличенном виде на графиках-вставках (рис. 2). Видно, что вблизи излучателя истинная амплитуда акустического поля заметно, в 2–3 раза, превышает рассчитанную по интегралу Рэлея. Такой подъём амплитуды поля обусловлен наличием волн, многократно отражённых от вогнутой поверхности излучателя. Этот эффект не учитывается в приближении интеграла Рэлея. Вдали от излучателя многократные отражения не так существенны. Действительно,

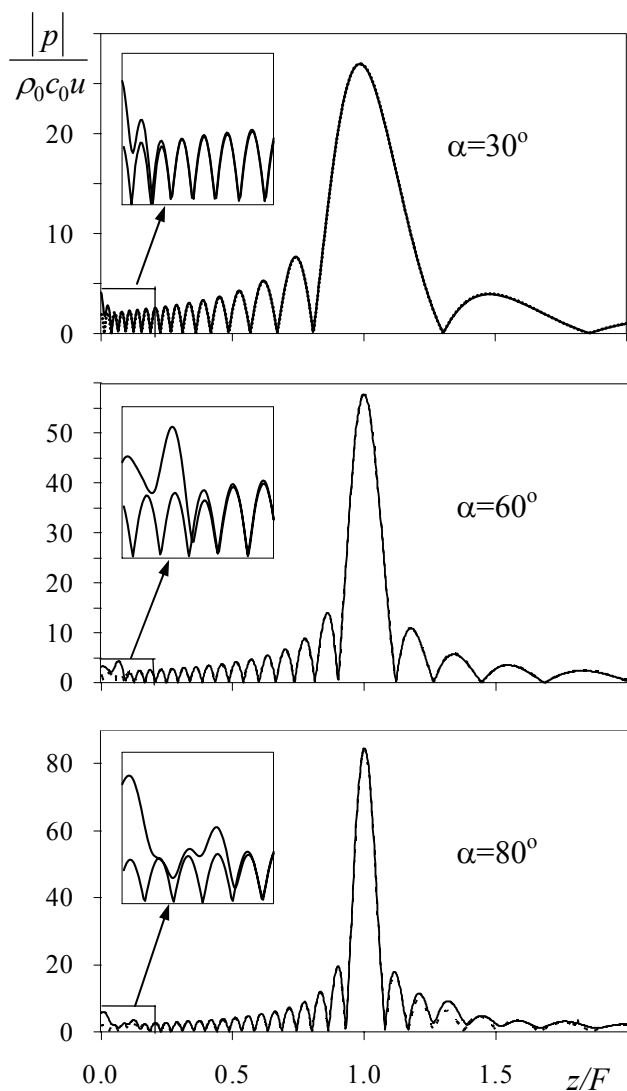


Рис. 2. Теоретические зависимости амплитуды акустического поля от расстояния вдоль оси излучателя при $ka=100$. Амплитуда $|p|$ нормирована на значение $\rho_0 c_0 u$, а расстояние – на радиус кривизны поверхности излучателя F . Различные графики соответствуют различным углам фокусировки α . Штриховые кривые рассчитаны с использованием интеграла Рэля, сплошные кривые – методом сращиваемых разложений

которых намного превышает их толщину. Указанное допущение делается в большом количестве теоретических работ по расчёту ультразвуковых полей пьезоэлектрических источников, в том числе во многих современных книгах по акустике.

Теоретические и экспериментальные исследования автора показали, что при работе пьезокерамических фокусирующих источников предположение о равномерном распределении скорости вдоль излучающей поверхности не выполняется. Выявлена причина неоднородности скорости – возбуждение в пьезопластине волн Лэмба. Наряду с акустическими измерениями проводилось экспериментальное исследование колебаний поверхности источника методом лазерной виброметрии.

при $\alpha=30^\circ$ и $\alpha=60^\circ$ кривые, рассчитанные двумя методами, почти всюду практически неотличимы. Это говорит о том, что приближение интеграла Рэля очень точно описывает акустическое поле на оси даже при не очень малых углах фокусировки.

В главе 2 также описывается метод приближённого расчёта дифракционных поправок, основанный на явном учёте отражений от вогнутой поверхности путём двукратного использования интеграла Рэля. В этом методе сначала находится акустическое поле без учёта отражения от поверхности источника, а затем это поле первого приближения используется для расчёта отражения от вогнутой поверхности источника. Показано, что результаты расчёта находятся в хорошем соответствии с данными, полученными описанным выше методом сращиваемых разложений.

В конце главы 2 описаны результаты экспериментального исследования влияния краевых условий на поле фокусированного излучателя. Показано, что наличие металлического выступа на краю пьезопластины не оказывает заметного влияния на излучаемое поле.

В главе 3 исследуется правомочность широко используемого предположения об однородном («поршневом») характере распределения нормальной скорости на поверхности пьезоизлучателей, диаметр

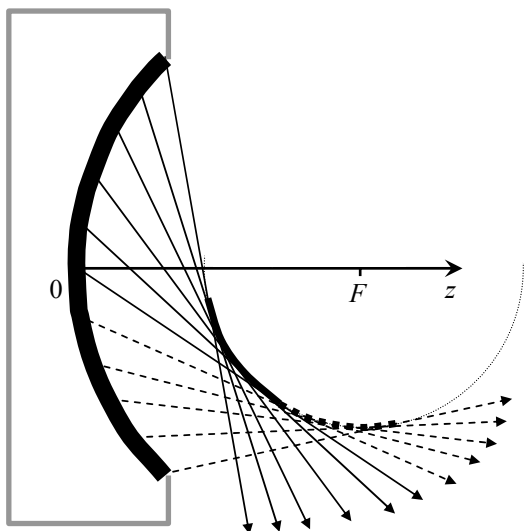


Рис. 3а. Образование каустики при излучении акустических возмущений волной Лэмба, распространяющейся по сферической поверхности излучателя. Показаны лучи и соответствующая каустика, создаваемые сходящейся волной Лэмба

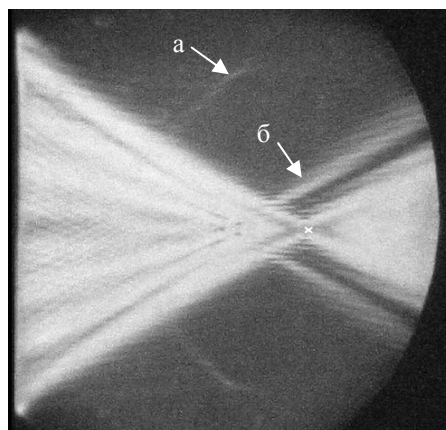


Рис. 3б. Шлирен-изображение акустического поля, излучаемого фокусированным преобразователем (диаметр апертуры и радиус кривизны 100 мм, рабочая частота 1 МГц). Наряду с основной яркой областью, соответствующей фокусированному пучку, отчётливо наблюдаются дополнительные области повышенной яркости, обусловленные волнами Лэмба: дуги вдали от фокуса (а) и боковые лепестки вблизи фокуса (б)

Возбуждение волн Лэмба в однородной пьезокерамической пластине происходит на её краю, где нарушается однородность механических напряжений и электрического поля. Распространяющиеся в пластине волны Лэмба искажают поршневое распределение скорости поверхности источника, что приводит к излучению в жидкость дополнительных акустических возмущений. На рис. 3 пояснена структура этого дополнительного поля: рис. 3а – акустические лучи, испускаемые волной Лэмба, рис. 3б – экспериментальная теневая картина акустического пучка, на которой отчётливо видна полосатая структура поля вблизи источника и боковые лепестки вдали от него. Отметим, что все эти особенности обусловлены упругими волнами в пьезопластине. Каждый луч на рис. 3а испускается под углом $\varphi = \arcsin(c_0/c_{ph})$ к нормали к поверхности, где c_0 – скорость звука в жидкости, c_{ph} – фазовая скорость волны Лэмба. Соответствующая каустика является частью сферы, центр которой совпадает с центром кривизны излучающей поверхности. Простым геометрическим построением нетрудно показать, что радиус сферы, которой принадлежит каустика, равен $F \cdot c_0/c_{ph}$, где F – радиус кривизны поверхности источника. Указанная формула позволяет измерить фазовую скорость волны Лэмба c_{ph} по виду теневой картины. Такие измерения были проведены на разных частотах, что позволило построить дисперсионные кривые для мод Лэмба. Они оказались в хорошем соответствии с теоретическими кривыми, построенными на основе решения дисперсионных уравнений Рэлея-Лэмба.

Кроме того, проведено исследование поля источника, изготовленного из пьезокомпозитного материала. Показано, что в случае пьезокомпозита распространяющиеся вдоль пластины упругие волны подавлены, и поэтому поршневая модель может быть использована для точного описания излучаемого поля (см. рис. 4).

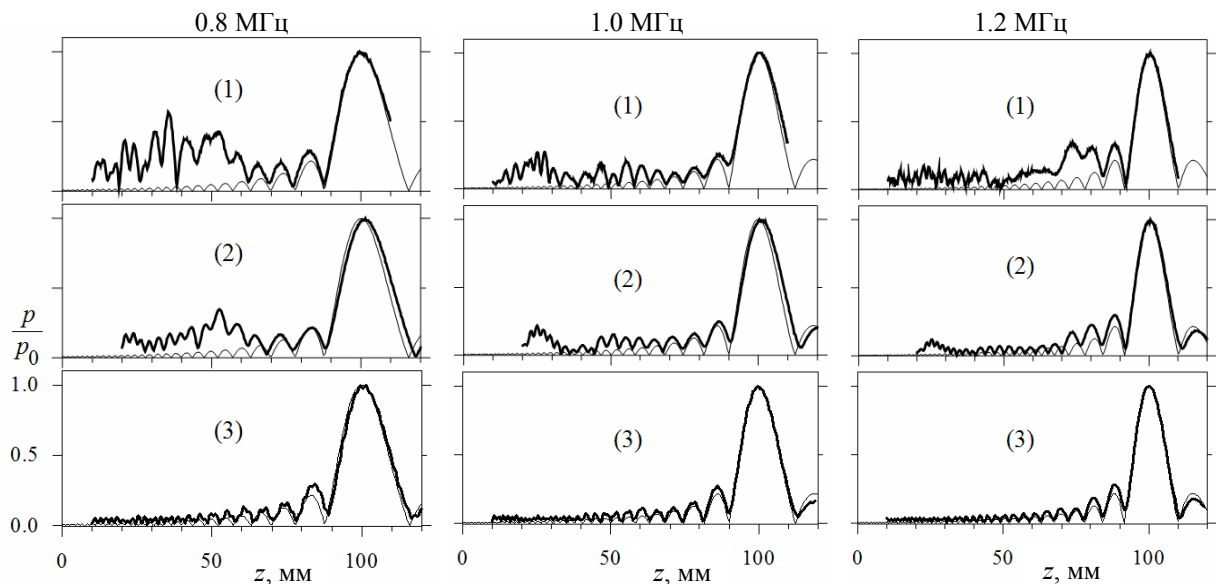


Рис. 4. Сравнение экспериментальных распределений амплитуды акустической волны вдоль оси симметрии источника (толстые линии) и соответствующих теоретических кривых, рассчитанных в приближении поршневого излучателя (тонкие линии). Слева направо – различные частоты возбуждения (0.8, 1.0 и 1.2 МГц), сверху вниз – различные источники: (1) пьезокерамический источник без тыльной нагрузки; (2) пьезокерамический источник с тыльной нагрузкой; (3) пьезокompозитный источник. Диаметр и кривизна поверхности всех трёх источников равны 100 мм

Исследования, описанные в главах 2 и 3, выявили необходимость развития методов измерения истинной структуры колебаний поверхности источников и выработки рекомендаций по точному предсказанию пространственно-временной структуры излучаемых полей.

В главе 4 рассматривается один из таких методов – метод лазерной вибromетрии. Он является общепризнанным методом количественного изучения колебаний поверхностей. При использовании лазерных вибromетров необходимо иметь в виду, что они предназначены для измерений в условиях, когда смещение поверхности является единственной причиной изменения фазы пробного лазерного пучка. Это так, если на пути следования пучка отсутствуют нестационарные неоднородности показателя преломления, приводящие к неконтролируемому дополнительному сдвигу фазы. При измерениях в вакууме или однородных газах указанное требование выполняется. В прозрачных жидкостях и твёрдых телах ситуация меняется: из-за вызванных колебанием поверхности изменений плотности среды применение метода зачастую становится невозможным. В ряде работ на это обстоятельство не обращается внимания, в связи с чем делаются ошибочные выводы о характере колебаний исследуемых поверхностей. В главе 4 приводятся результаты исследований характера сигнала лазерного вибromетра при нахождении исследуемой колеблющейся поверхности в конденсированной среде.

В начале главы приведены результаты экспериментов, демонстрирующих специфику лазерной вибromетрии в конденсированных средах. Исследуемый пьезоэлектрический излучатель помещался в кювету с прозрачной жидкостью, в одной из стенок которой имелось прозрачное окно, через которое на преобразователь направлялся пробный луч от лазерного вибromетра. Параллельно плоской излучающей поверхности на расстоянии 0.5 мм устанавливалась пластиковая светоотражающая мембрана с золотым напылением. В

процессе измерений мембрана оставалась неподвижной, а преобразователь перемещался параллельно ей с помощью управляемой компьютером системы позиционирования. Использовался промышленный гетеродинный лазерный виброметр марки The Thales Laser S.A. SH-140 (Франция), который позволял измерять смещения с амплитудами до 100 \AA . При измерениях в воздухе мембрана наклеивалась на поверхность излучателя, а в остальном установка оставалась без изменений. Исследовались колебания поверхности различных преобразователей, как в непрерывном, так и импульсном режимах. При этом в качестве иммерсионной среды использовались поочерёдно воздух, вода и глицерин, обладающие разными оптическими и акустическими свойствами. Обнаружено, что, по сравнению с наблюдениями в воздухе, в жидкостях на изображениях лазерного виброметра имеются сильные возмущения, распространяющиеся по поверхности от мест контактов и от краёв. Показано, что это – артефакты, обусловленные акустооптическим взаимодействием. Картинка, которую выдаёт при этом лазерный виброметр, есть теневое изображение краевых волн, не имеющее прямого отношения к истинному смещению поверхности. Указанные волны распространяются в жидкости, а не в пьезопластине. Это подтвердилось тем, что измеренная скорость перемещения тёмных полос на изображениях совпала со скоростью звука в жидкостях, т.е. составила 1.5 мм/мкс в воде и 1.9 мм/мкс в глицерине. Сделан вывод о том, что при лазерных интерферометрических измерениях смещения поверхности в жидкостях возникают сильные ложные сигналы, не имеющие прямого отношения к истинному смещению. Амплитуда этих ложных сигналов в некоторые моменты времени во много раз превышает истинное смещение, т.е. акустооптическое взаимодействие нельзя не принимать в расчёт.

Вторая половина главы 4 посвящена теоретическому анализу сигнала лазерного виброметра с учётом акустооптического взаимодействия в иммерсионной среде. Рассматривается плоский акустический излучатель, поверхность которого колеблется

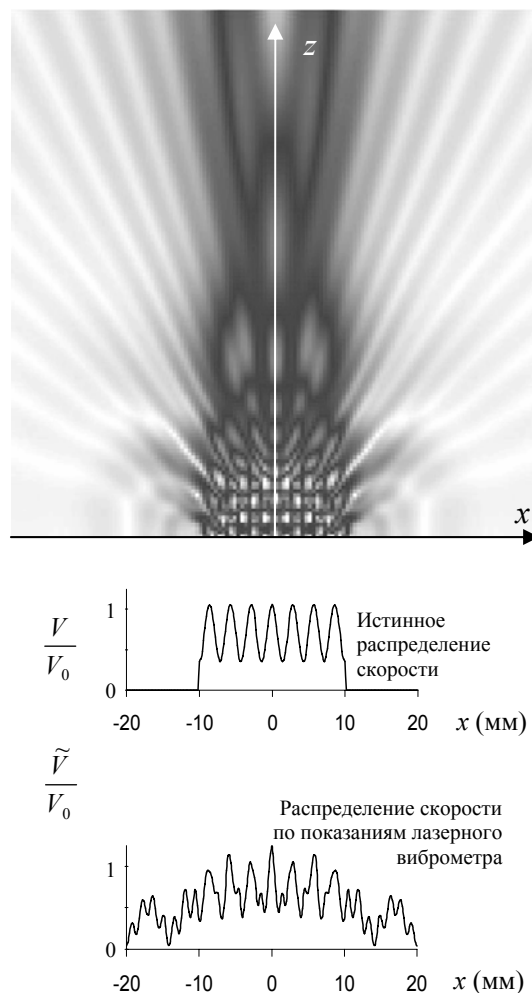


Рис. 5. Иллюстрация влияния акустооптического взаимодействия в жидкости на показания лазерного виброметра (результаты моделирования). *Наверху:* двумерное распределение амплитуды акустического давления в плоскости $x0z$, рассчитанное с использованием интеграла Рэля. Акустическое поле излучается в воду плоским квадратным источником размером 4×4 см на частоте 1 МГц . *В центре:* распределение скорости поверхности, предполагавшееся при моделировании (V – амплитуда нормальной компоненты скорости, V_0 – её характерное значение). *Внизу:* показание лазерного виброметра для амплитуды скорости \tilde{V} , предсказываемое формулой (3). В отсутствие акустооптического взаимодействия эти две кривые не должны отличаться

по закону $z = \xi(x, y, t)$, где смещение ξ есть функция поперечных координат x, y и времени t . Пробный световой луч от лазера падает перпендикулярно на указанную поверхность, отражается от неё и распространяется назад. Далее он попадает в интерферометр, где измеряется сдвиг фаз между падающей и отражённой световыми волнами. Набег фазы может быть записан в виде

$$\varphi \approx (4\pi/\lambda) \cdot \left[n_0(L - \xi) + \gamma \int_0^L p(\mathbf{r}, t) dz \right], \quad (3)$$

где λ – длина световой волны в вакууме, L – толщина слоя иммерсионной среды на участке между виброметром и поверхностью, n_0 – невозмущенное значение показателя преломления среды, $\gamma = dn/dp$ – акустооптический коэффициент, $p(\mathbf{r}, t)$ – акустическое давление. Как видно, величина φ зависит не только от сдвига поверхности в точке падения лазерного луча (ξ), но и от распределения акустического давления на всем оптическом пути. На рис.5 приведен пример результатов численного моделирования, иллюстрирующий влияние акустооптического эффекта. Параметры источника пояснены в подписи к рисунку. Как видно, кажущееся распределение скорости существенно отличается от истинного. В частности, в структуре скорости появились дополнительные осцилляции, пространственный период которых примерно равен длине ультразвуковой волны в воде. Кроме того, видимый поперечный размер излучателя намного превосходит реальный размер: виброметр предсказывает смещения там, где их на самом деле нет.

Пусть $\Xi(x, y, \omega)$ и $\hat{\Xi}(x, y, \omega)$ – спектры истинного смещения ξ и соответствующего показания лазерного виброметра $\hat{\xi}(x, y, t) = n_0\xi - \gamma \int_0^L p(\mathbf{r}, t) dz$, полученного при учёте акустооптического эффекта (см. (3)). Анализ показал, что акустооптическое взаимодействие приводит к искажению измерений в соответствии с операцией свёртки $\hat{\Xi}(x, y, \omega) = \iint dx' dy' \Xi(x', y', \omega) \cdot K_\omega(x - x', y - y')$, где ядро K_ω выражается в виде $K_\omega(x, y) = n_0\delta(x)\delta(y) + i(\gamma\rho\omega^2/4) \cdot H_0^{(1)}\left(\omega\sqrt{x^2 + y^2}/c\right)$. В нестационарном режиме также удаётся найти связь истинного смещения с кажущимся. Она имеет вид трёхмерной свёртки:

$$\hat{\xi}(x, y, t) = n_0\xi(x, y, t) - \frac{\gamma\rho}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx' dy' \int_{-\infty}^c \frac{w(x', y', t') dt'}{\sqrt{(t-t')^2 - r^2/c^2}} \quad (4)$$

Здесь $w(x, y, t) = \partial^2 \xi / \partial t^2$ – ускорение точек поверхности, $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$. Пользуясь формулой (4), рассмотрены различные примеры искажения сигнала виброметра. В частности, исследован процесс установления сигнала виброметра после подачи на первоначально невозбуждённый преобразователь гармонического сигнала. Показано, что стационарные значения амплитуды и фазы сигнала могут быть корректно измерены на временах порядка нескольких времён пробега звука по размеру источника, задолго до того, как сигнал достигнет стационарного уровня. В лабораторном эксперименте это позволяет избежать помех, вызванных переотражением акустических волн внутри измерительной

кюветы с жидкостью. Далее показано, что измерение двумерных распределений стационарных значений амплитуды и фазы вдоль поверхности источника позволяет применить алгоритм обратной фильтрации и в ряде случаев восстановить истинное смещение поверхности. Восстановление, однако, невозможно для возмущений поверхности, имеющих вид поверхностных волн, распространяющихся со скоростью звука в жидкости.

В главе 5 рассматривается новый способ характеристики источников, предложенный и развитый в работах автора. В отличие от рассмотренного в главе 4 метода лазерной виброметрии, в котором для регистрации смещения поверхности применяется световое излучение, этот способ основан на приёме и анализе излучаемых колеблющейся поверхностью акустических сигналов. Такой подход является разновидностью акустической голографии. В основу предлагаемого варианта акустической голографии положен принцип обращения волнового фронта, основанный на инвариантности волнового уравнения в непоглощающей среде относительно операции обращения времени. Пусть имеется акустический преобразователь с излучающей поверхностью Σ_S . На некотором расстоянии от источника рассмотрим охватывающую его замкнутую поверхность Σ_H , акустическое давление на которой $p_H(\mathbf{r}', t)$ будем считать известным из эксперимента. Поле источников больших волновых размеров обладает направленностью, и поэтому на практике излучение в боковом направлении и поле за источником пренебрежимо малы, т.е. измерение достаточно проводить на участке поверхности Σ_H напротив источника. Заметим, что поверхности Σ_S и Σ_H , вообще говоря, могут быть неплоскими, например выпуклыми или вогнутыми. Подобную форму, в частности, имеют источники ультразвука, применяемые в медицинской диагностике и терапии. Задача состоит в нахождении акустических характеристик на поверхности источника с помощью голографической информации $p_H(\mathbf{r}', t)$. Принципиальная возможность этого следует из обратимости волнового уравнения во времени. Если поверхность Σ_H мысленно заменить обращаемым время зеркалом, то отражённая от него волна будет распространяться назад и, дойдя до источника, восстановит свои исходные характеристики. Как видно из сказанного, при рассматриваемой здесь голографической процедуре акустическая волна является реальной лишь на этапе её распространения до поверхности измерений Σ_H . Эксперимент на этом заканчивается. Отражение от обращаемого время зеркала и обратное распространение являются уже виртуальными (численными).

В случае гармонических волн акустическое давление на поверхности Σ_H имеет вид $p_H(\mathbf{r}', t) = P_H(\mathbf{r}') \cdot \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, а нормальная компонента колебательной скорости на поверхности источника Σ_S равна $v(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r}) \cdot \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, где $\omega/2\pi$ – частота волны, $P_H(\mathbf{r}')$ и $V(\mathbf{r})$ – комплексные амплитуды. Амплитуда скорости $V(\mathbf{r})$ может быть рассчитана на основе амплитуды давления $P_H(\mathbf{r}')$ с использованием второго интеграла Рэлея: $V(\mathbf{r}) = \int_{\Sigma_H} P_H(\mathbf{r}') K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS'$. Ядро $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ выражается через нормальные производные от комплексно сопряженной функции Грина свободного пространства $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (2/i\omega\rho_0)\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')/\partial \mathbf{n} \partial \mathbf{n}'$, где $G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(-i\omega|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c_0)/4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Здесь ρ_0 – плотность среды, c_0 – скорость звука, $\mathbf{n} = \mathbf{n}(\mathbf{r})$ – единичная внешняя нормаль к поверхности источника в точке восстановления \mathbf{r} , $\mathbf{n}' = \mathbf{n}'(\mathbf{r}')$ – единичная нормаль к элементу $dS' \in \Sigma_H$, ориентированная в направлении источника. На практике давление может быть измерено лишь в конечном числе точек поверхности, и интеграл должен быть заменён суммой: $V(\mathbf{r}) \approx \sum_m P_H(\mathbf{r}_m) K(\mathbf{r}, \mathbf{r}_m) \Delta S_m$. Выбор точек $\mathbf{r}_m \in \Sigma_H$ должен быть таким, чтобы значения

параметров волны в соседних точках мало отличались. Заметим, что это требование относится не только к амплитуде волны, но и к её фазе. Поэтому в общем случае необходимо иметь пространственный шаг дискретизации меньше половины длины волны. В случае, когда поверхность Σ_H близка к волновому фронту, величина шага может быть и больше длины волны. В любом случае для источников больших волновых размеров шаг должен быть малым по сравнению с размером области Σ_H , из-за чего количество точек измерений получается огромным, на практике не менее $10^3 - 10^4$. Такая многоэлементная антенная решётка может быть синтезирована с использованием всего одного приёмника, последовательно помещаемого в точки поверхности Σ_H . Платой за высокое качество синтезированной голограммы является более продолжительное время измерений, вплоть до нескольких часов. Проведение такого рода измерений на существующих автоматизированных установках обычно не представляет сложностей.

Схема установки и её внешний вид приведены на рис. 6. Исследуемый ультразвуковой излучатель помещался в бассейн с дегазированной водой. Для исследования работы источника в режиме гармонических колебаний на излучатель с генератора подавались радиоимпульсы, длительность которых выбиралась достаточно большой, чтобы поле в точке регистрации установилось. Гидрофон с размером чувствительного участка много меньшим

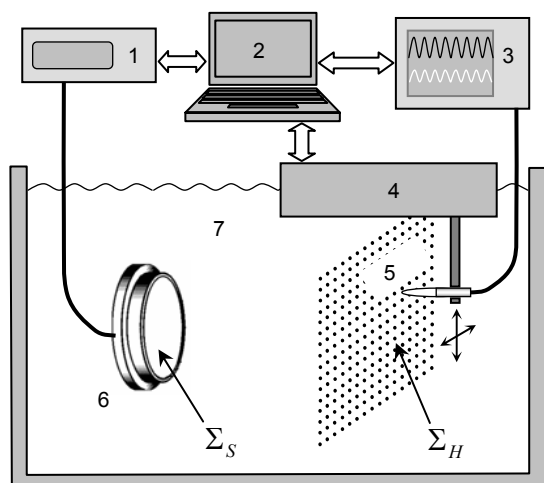


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для проведения акустической голографии: 1 – генератор сигналов, 2 – компьютер, 3 – осциллограф, 4 – система позиционирования, 5 – гидрофон, 6 – ультразвуковой источник, 7 – бассейн с водой

длины волны мог перемещаться перед излучателем с помощью системы позиционирования, которая управлялась компьютером. Сигнал гидрофона записывался цифровым осциллографом, определялась амплитуда и фаза волны. Эти данные далее передавались на компьютер, накапливались и после завершения сканирования использовались для голографической обработки. Весь процесс измерений проводился полностью автоматически под управлением специальной программы, написанной в среде LabVIEW.

Разработанный метод голографии использовался для исследования большого количества излучателей различных размеров и

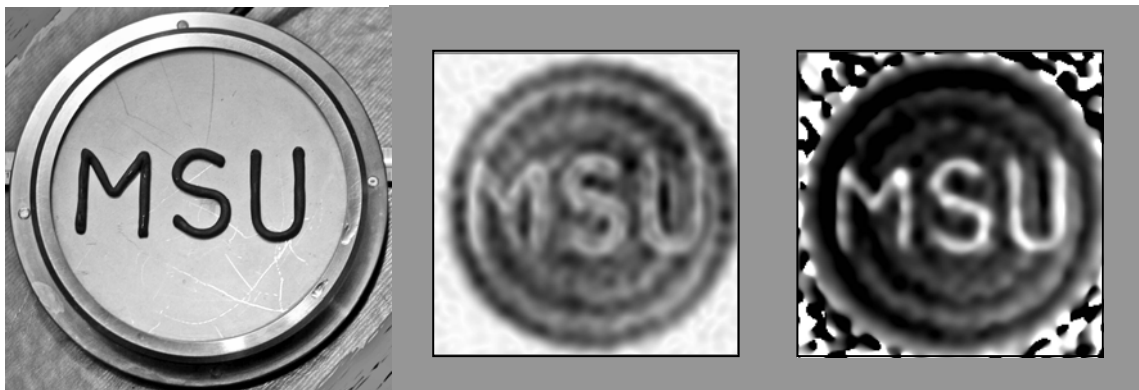


Рис. 7. Фокусированный пьезокерамический излучатель (диаметр 10 см, фокусное расстояние 20 см, резонансная частота 1.1 МГц), на поверхность которого были наклеены буквы «MSU» из пластилина. *Слева:* фотография излучателя. *В центре:* восстановленное на поверхности источника распределение амплитуды нормальной скорости. *Справа:* распределение фазы скорости. Отчётливо видны как буквы, так и невидимые глазом кольцевые неоднородности, вызванные стоячими волнами Лэмба. При получении указанных голограмм измерение давления проводилось на относительно небольшой сетке размером 40×40 точек. Тем не менее буквы из пластилина хорошо проявляются, причём соответствующие изображения имеют резкие границы с переходом толщины около 0.5 мм, что составляет менее половины длины волны

форм, плоских и сферических, пьезокерамических и пьезокомпозитных, с рабочими частотами от 0.5 до 5 МГц. На рис. 7 приведён характерный пример.

В работе показано, что метод акустической голографии является эффективным инструментом для исследования ультразвуковых источников. В частности, продемонстрировано, что метод может быть использован для решения следующих практически важных задач: (а) для изучения характера вибраций, выявления поверхностных волн и различных мод колебаний пьезоэлектрических источников; (б) для предсказания пространственной структуры полей излучателей на основании измеренного распределения поля на некоторой поверхности перед излучателем; (в) для характеристики колебаний и полей медицинских многоэлементных излучателей, пьезокомпозитных и других сложных излучателей и их отдельных элементов; (г) для обнаружения и визуализации скрытых повреждений, трещин, пузырьков, неоднородностей и других деталей на поверхностях звуковых источников.

В заключительной части главы 5 проведено обобщение метода акустической голографии на случай нестационарных источников. Выведены соответствующие формулы. Отмечено, что практическая реализация метода нестационарной голографии предъявляет более высокие требования к экспериментальным измерительным средствам по сравнению с голографией для синусоидальных сигналов. В частности, акустический датчик должен быть достаточно широкополосным, чтобы не вносить искажений в форму регистрируемых сигналов. В каждой точке на поверхности голограммы нужно не просто измерять амплитуду и фазу волны, как это делается при стационарной голографии, а регистрировать всю форму волны. Тем не менее, современные приборные и компьютерные средства позволяют решить эту задачу. В работе для проверки разработанного алгоритма нестационарной голографии были исследованы различные импульсные источники, в том числе некоторые из пьезокерамических излучателей, упомянутых ранее в этой главе в связи с исследованиями по стационарной голографии. Наряду с ними исследовался более сложный преобразователь –

коммерческий 96-элементный диагностический датчик. Показано, что использованный метод позволяет с высокой точностью исследовать особенности работы таких импульсных источников.

Глава 6 начинает описание цикла работ, связанного с практическим использованием ультразвуковых пучков высокой интенсивности. В качестве объекта исследования были выбраны фокусированные импульсные пучки, применяемые в медицине для лечения мочекаменной болезни. Соответствующая процедура используется уже более четверти века и носит название экстракорпоральной литотрипсии. Метод заключается в разрушении почечных камней мощными акустическими импульсами, генерируемыми вне тела пациента и фокусированными на камень. Наряду с чисто медицинскими аспектами воздействия таких волн на камни и окружающие ткани, во многом до сих пор не понятыми, литотрипсия содержит в себе ряд чисто физических проблем. Необходимо отметить, что экстракорпоральная литотрипсия – это одно из немногих практических приложений нелинейной акустики. Нелинейность обусловлена тем, что пиковые акустические давления около камня достигают 100 МПа, а форма волны является ударной.

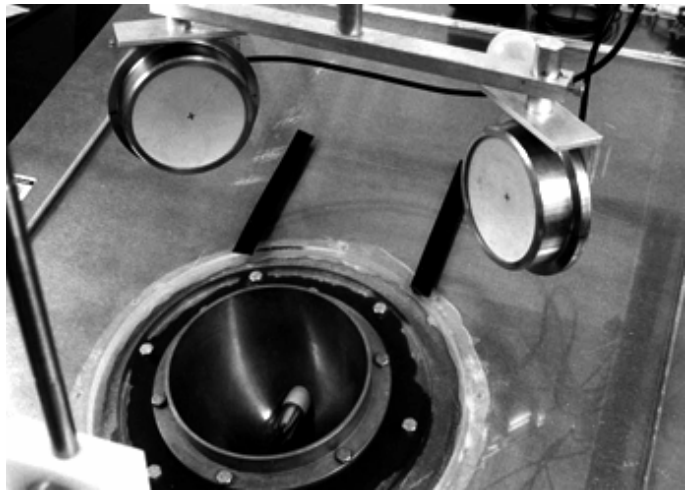
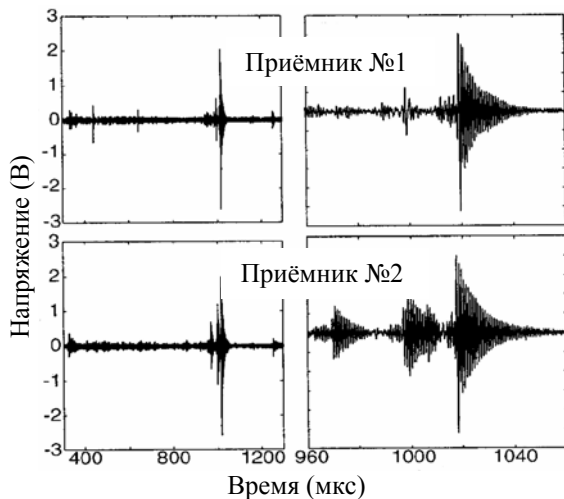
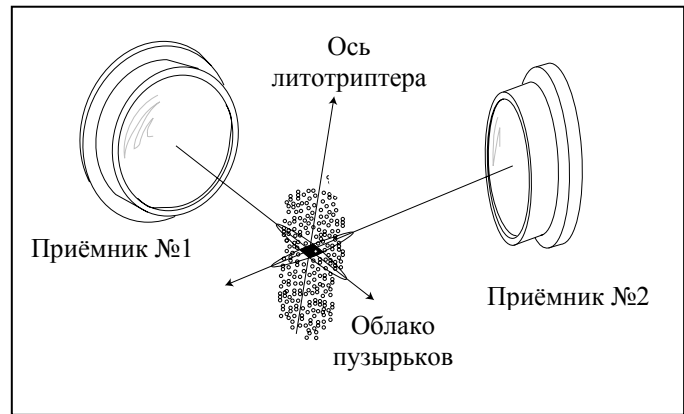
В работе исследуются два важных явления, вызываемых фокусированными ударными волнами – нестационарная кавитация (глава 6) и разрушение камней (глава 7). В главе 6 описывается усовершенствование метода пассивной регистрации кавитации путём использования двухканального приёма, обеспечивающего детектирование кавитационных событий с высоким пространственным разрешением. Скоростная фотосъёмка использовалась для подтверждения того, что поведение кавитационных пузырьков находится в соответствии с сигналами акустической эмиссии. Локализация области кавитации позволила развить новый метод оценки пикового давления ударных волн, возникающих при коллапсе пузырей. Разработанная система использовалась для картографирования кавитационного поля двух электрогидравлических литотриптеров. Важным преимуществом новой системы является то, что она позволяет локализовать кавитацию *in vivo* и, тем самым, получить больше информации о роли кавитации в клинической литотрипсии. Большинство измерений проводилось с использованием экспериментального электрогидравлического литотриптера в Лаборатории прикладной физики (APL) университета штата Вашингтон в г. Сиэтле. Этот литотриптер имеет те же геометрические размеры и характеристики, что и клинический литотриптер Dornier HM3. Измерения поля проводились также на клиническом литотриптере Dornier HM3 в госпитале “Методист” в г. Индианаполисе, штат Индиана.

Для исследования кавитации автором был разработан специальный двухканальный приёмник кавитационных шумов, позволяющий с высоким пространственным разрешением регистрировать коллапсы пузырьков в фокальной области литотриптеров (рис. 8). Для регистрации кавитационных событий использовались два конфокальных приёмника. Совместная обработка сигналов этих приёмников по времени прихода и амплитуде позволила выделить акустические импульсы от коллапсов, происходящих в объёме диаметром около 5 мм. Такое пространственное разрешение намного превышает разрешение одиночного приёмника, который принимает сигналы из протяжённой сигарообразной области. Описан метод калибровки пассивного детектора кавитации для измерения пикового давления в сферической ударной волне, возникающей при коллапсе кавитационных

Рис. 8. Сверху изображена схема двухканального пассивного детектора кавитации. Показаны фокальные области каждого из преобразователей, тёмный участок их пересечения соответствует эффективной области чувствительности.

Справа внизу приведена фотография установки.

Внизу показаны типичные сигналы двухканального пассивного детектора кавитации при воздействии одиночной ударной волны литотриптера; слева – общий вид сигналов, справа – растянутое во времени отображение сигналов вблизи главного импульса



пузырьков. Двухканальный приёмник использовался для исследования кавитационных полей двух электрогидравлических литотриптеров: Dornier HM3 и APL. Измеренные результаты кавитационной активности сравнивались с результатами численных расчётов. При теоретическом описании в качестве уравнения, адекватно описывающего динамику кавитационного пузырька в поле литотриптера, использовалось уравнение для радиуса пузырька в формулировке Гилмора и Акуличева [Gilmore, 1952; Акуличев, 1968] с дополнительным учётом диффузии газа в жидкости. Применительно к литотрипсии эта модель впервые была предложена и численно исследована Чёрчем [Church, 1989]. В проведённых экспериментах подтвердились выводы численной модели о том, что кавитационный отклик содержит две главных составляющих, имеющих вид коротких акустических импульсов (рис. 8). Первый импульс возникает, когда ударная волна литотриптера достигает фокуса. Второй импульс возникает спустя несколько сотен микросекунд, он вызван коллапсом пузырей после их инерционного роста до миллиметровых размеров. Измеренные значения пикового давления p_c , излучаемого при первом инерционном коллапсе, составляли около 10 МПа на расстоянии 10 мм от центра коллапсирующего пузырька. Таким образом, проведённый эксперимент подтвердил выводы теоретического моделирования о том, что кавитационные пузырьки являются своеобразными концентраторами акустического воздействия, и эффект от их коллапсов может оказаться даже более разрушающим, чем эффект от исходной ударной волны литотриптера.

После проведения исследования динамики пузырей под действием ударных волн в воде, двухканальный пассивный детектор был применён для изучения инерционной

кавитации при литотрипсии *in vivo*. При этом получен ряд принципиальных результатов. Первый и самый главный из них: впервые удалось зарегистрировать инерционную кавитацию, возникающую при литотрипсии в паренхиме почки, т.е. именно в ткани, а не только в жидкости накопительной системы. Оказалось, что указанная кавитация возникает не сразу, а лишь после относительно большого количества импульсов литотриптера, около 1000.

Поскольку инерционный коллапс сопровождается генерацией очень интенсивных ударных волн, то должны возникнуть нежелательные повреждения ткани. Косвенным подтверждением этого эффекта является совпадение местоположения гематом, обнаруживаемых в почке поле её разреза *postmortem*, с локализацией сильных рассеивателей, обнаруживаемых при ультразвуковой визуализации почки в процессе литотрипсии.

Глава 7 посвящена другой важной части исследований по литотрипсии – изучению механизмов фрагментации почечных камней под действием ударных волн литотриптера. Разрушение камней происходит так же, как разрушение любых других хрупких тел, и может рассматриваться как процесс образования, роста и слияния трещин из-за внутренних механических напряжений, возникающих в камне под действием внешней нагрузки. Трещины возникают в местах, где напряжение превышает некоторое критическое значение. При литотрипсии напряжения в камне создаются многократно повторяющимися ударными волнами, что в конечном счёте и приводит к растрескиванию. Такое снижение прочности под действием периодической нагрузки обычно называется динамической усталостью. В случае литотрипсии наблюдается именно такая ситуация: для растрескивания камня всегда требуется по крайней мере несколько «выстрелов» литотриптера, а для полной фрагментации – порядка тысячи и более ударных волн. Процесс роста трещин в принципе может быть теоретически исследован с использованием существующих методов механики разрушений. Однако самого по себе умения описывать развитие трещин при заданной нагрузке недостаточно для объяснения того, почему камни разрушаются. Требуется также знать, как ударные волны порождают в нём те или иные механические напряжения. Именно анализу механизмов возникновения напряжений в камне посвящена глава 7.

В теоретических исследованиях использовалось конечно-разностное моделирование линеаризованных уравнений теории упругости для расчёта механических напряжений в камне. Рассматривалась осесимметричная задача. При этом и в пространстве, и во времени использовались смещённые на полшага сетки, обеспечивающие второй порядок точности и устойчивость аппроксимации производных конечными разностями. Начальные условия в камне заключались в равенстве нулю напряжений и скоростей. Начальные условия в жидкости соответствовали распространяющемуся в направлении камня импульсу с формой, характерной для ударных волн электрогидравлического литотриптера. В качестве параметра, характеризующего механическое воздействие на камень, использовалось наибольшее из значений трёх главных компонент тензора напряжений σ_{\max} (рис. 9). Оно является подходящей характеристикой для описания воздействия ударной волны на камень, поскольку хрупкие материалы, к которым можно отнести и почечные камни, обычно разрушаются легче при растяжении, чем при сжатии. При моделировании также

рассчитывались такие параметры, как дивергенция и ротор скорости, которые позволяли проследить распространение в камне продольных и сдвиговых волн. Сделан вывод о том, что при воздействии ударной волны литотриптера на камень преобладающую роль в создании разрушающих напряжений играют не продольные волны, образующиеся на передней поверхности камня, а сдвиговые волны, возникающие на боковой поверхности.

Генерация сдвиговых волн может быть интерпретирована как динамический эффект бокового сдавливания. При этом волна сжатия в жидкости, оказывающая давление на поверхность камня, распространяется быстрее, чем сдвиговые волны в камне, и поэтому является сверхзвуковым источником, эффективно возбуждающим сдвиговые волны. Эти волны распространяются от поверхности камня вглубь и концентрируются в центре камня, ближе к тыльной поверхности, создавая там наибольшее растягивающее напряжение (рис. 9).

Наряду с моделированием проводились экспериментальные исследования. Использовались искусственные камни из цемента U30 цилиндрической формы. Сравнение теории с экспериментом заключалось в том, что предсказанная величина максимального растягивающего напряжения сопоставлялась с количеством ударных волн, необходимых для раскалывания камня, а предсказанное положение точки максимального растягивающего напряжения сравнивалось с местом возникновения трещины. Исследована связь использованной теоретической модели с ранее предложенными упрощёнными механизмами фрагментации камней – откольным механизмом, механизмом бокового сдавливания и кавитацией. Некоторые из экспериментальных тестов могли быть истолкованы как проявление того или иного механизма, однако другие тесты им противоречили. И лишь модель, основанная на решении уравнений теории упругости, оказалась в полном согласии со всеми тестами. Показано, что для создания сильных растягивающих напряжений в камне требуется широкий ударноволновой пучок – такой, чтобы падающая волна присутствовала не только в области камня, но и сбоку от него. Роль

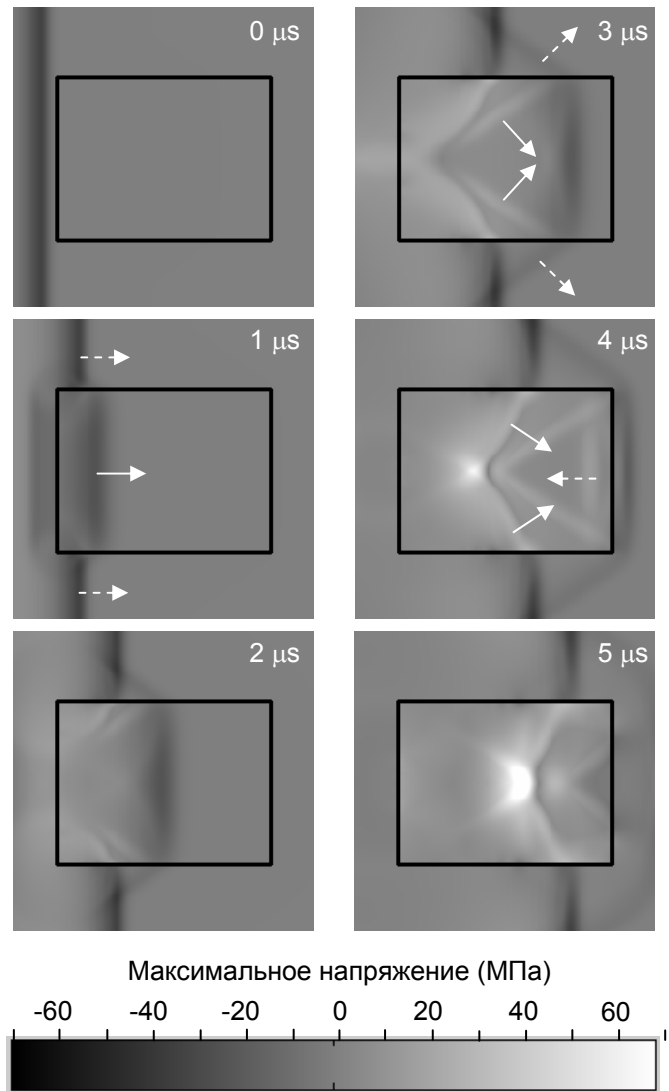


Рис. 9. Эволюция распределения максимального напряжения σ_{\max} , возникающего при падении ударной волны на цилиндрический камень из цемента U30. Изображено распределение σ_{\max} в центральном сечении камня в разные моменты времени. Для изображения величины σ_{\max} используется серая шкала в диапазоне от -70 МПа (чёрный цвет) до +70 МПа (белый цвет), где знак минус соответствует сжатию, а плюс – растяжению

кавитации весьма специфична. Она способна вызвать эрозию поверхности, но не раскалывание камня на большие фрагменты. Описанные эксперименты, однако, указывают на то, что опосредованную роль в фрагментации крупных камней кавитация всё же играет. Создаваемые ею поверхностные разрушения выступают в роли концентраторов напряжений для создания зародышей магистральной трещины.

Глава 8 посвящена теоретическому анализу свойств пучков пилообразных волн и ударных импульсов. В начале главы проанализированы особенности фокусировки видеоимпульсов в условиях слабой нелинейности. Получено аналитическое выражение для функции Грина в случае линейного гауссовского пучка при произвольном значении координаты. Затем показано, что под действием нелинейности пиковое давление в фазе сжатия акустического импульса растёт, а минимальное значение давления, напротив, уменьшается по сравнению с линейным значением. Далее подробно рассмотрена фокусировка импульсов с ударным фронтом, т.е. в условиях, когда нелинейное искажение существенно. Показано, что линейная дифракция не способна ограничить рост амплитуды таких волн. Соответствующее ограничение происходит благодаря возникающей нелинейной рефракции. Явление саморефракции происходит из-за нелинейного изменения скорости Δc распространения ударного фронта. Известно, что для импульсов, распространяющихся по невозмущенной среде, нелинейная добавка к скорости ударного фронта Δc растет с величиной A скачка давления как $\Delta c = \varepsilon A / (2c_0 \rho_0)$, где ε , c_0 и ρ_0 – параметр акустической нелинейности, скорость звука и плотность среды. Поскольку величина A вблизи оси больше, чем на периферии пучка, должно происходить выпрямление фронта сфокусированной волны, т.е. самодефокусировка. Из-за этого размер возникающей фокальной перетяжки становится больше своего линейного дифракционного значения. Следовательно, для достаточно мощных импульсов дифракция оказывает слабое влияние на распространение волны. Это обстоятельство позволяет упростить описание путём использования геометрического (лучевого) подхода. Выведены уравнения эйконала и переноса и проведён их анализ в безабберационном приближении. Показано, что задача расчёта фокусировки импульса сводится к решению интегро-дифференциального уравнения для вспомогательной функции продольной координаты (безразмерного радиуса пучка f). В общем случае решение зависит от двух параметров подобия. Проведён расчёт максимального (фокального) пикового давления в импульсе A_{\max} в широком диапазоне изменения указанных безразмерных параметров и обнаружено, что рефракция приводит к новому явлению *нелинейного насыщения* – ограничению пикового давления в сфокусированных импульсных сигналах. Согласно расчётам, при насыщении $A_{\max} \approx 1.5 \cdot p_* \cdot \alpha^2$, где $p_* = \rho_0 c_0^2 / (2\varepsilon)$ – характерное внутреннее давление жидкости, $\alpha = a_0 / R$ – тангенс угла схождения исходного фокусированного пучка. Как видно из этой формулы, уровень максимально достижимого давления в фокусе примерно равен произведению характерного внутреннего давления в среде на квадрат угла схождения исходного пучка. Для воды ($p_* = 320$ МПа) при угле схождения 30° оценка даёт $A_{\max} = 130$ МПа, что соответствует экспериментальным данным.

В качестве следующей задачи рассмотрено явление самовоздействия пучков пилообразных ультразвуковых волн за счёт нагревания среды и формирования акустического ветра. При поглощении ультразвукового пучка среда нагревается. В средах с растущей при нагревании скоростью звука c (пример – вода при комнатной температуре, для которой $\delta = (\partial c / \partial T)_p / c > 0$), происходит дефокусировка, а в средах с отрицательным температурным коэффициентом $\delta < 0$ (большинство жидкостей) пучок самофокусируется. Другой механизм подобного инерционного самовоздействия обусловлен формированием в среде гидродинамических потоков («акустического ветра») под действием радиационного давления мощной ультразвуковой волны. Этот механизм приводит к дефокусировке, так как из-за сноса потоком скорость волны увеличивается с приближением к оси пучка (в той области, где интенсивность ультразвука выше, ветер сильнее). Самовоздействие пучков квазигармонических волн исследовалось ранее по аналогии с эффектом тепловой самофокусировки в оптике. Самовоздействие пилообразных волн происходит несколько иначе. Для них мощность тепловых источников и пропорциональная ей сила радиационного давления F определяются не диссипативными свойствами среды, а только её акустической нелинейностью. Поэтому самовоздействие пилообразных волн должно происходить и в идеальных средах, где обычное поглощение отсутствует. Показано, что указанная характеристика F пропорциональна кубу амплитуды волны, а не её квадрату, как в случае гармонических волн. Выписаны уравнения для амплитуды волны и безразмерного радиуса пучка в безабберационном приближении и проанализированы их решения в различных режимах самовоздействия.

В общем случае нелинейный отклик среды происходит с некоторой задержкой. Примером является описанное выше тепловое самовоздействие, при котором нелинейный отклик обусловлен инерционным процессом нагрева среды. Имеется и обратная ситуация, когда нелинейный отклик происходит почти мгновенно, т.е. за время много меньшее периода волны или длительности импульса. В задачах нелинейной оптики все главные эффекты безынерционного самовоздействия связаны с кубичной нелинейностью среды, проявляющейся на фоне сильной дисперсии. Поэтому естественен интерес к роли кубичной нелинейности и в условиях малости дисперсии. Безынерционное самовоздействие в кубично-нелинейной среде исследовано в следующей части главы 8. В такой среде исходная плоская гармоническая волна по мере распространения искажается и трансформируется в сигнал с пилообразным профилем. В отличие от квадратично-нелинейных сред, «зубцы пилы» в кубичной среде имеют трапецеидальную форму, а скорость волны зависит от её амплитуды. Показано что в отсутствие дисперсии самофокусировка на кубичной нелинейности не приводит к существенному росту амплитуды. Хотя пучок заметно сужается и имеет нелинейную перетяжку, фактор усиления невелик из-за принципиально неустраняемого поглощения на ударных фронтах «пилы». Наибольшего усиления в фокусе ≈ 1.65 удаётся достичь при $x_s / x_d \approx 0.06$. Таким образом, для пилообразных волн оказывается принципиально невозможным возникновение сильного роста интенсивности волны из-за самофокусировки, т.е. бездисперсный характер среды «выключает» один из ярких нелинейных эффектов, характерных для оптических пучков.

В заключительной части главы 8 проведён групповой анализ обобщённого уравнения Хохлова-Заболотской (ХЗ) при произвольном виде нелинейного члена, т.е. вычислены все возможные точечные симметрии обобщённого уравнения ХЗ. Показано, что некоторые симметрии не зависят от вида нелинейности; ряд симметрий, напротив, имеет место лишь для специальных видов нелинейности. Наряду с уравнением ХЗ рассмотрено уравнение, получающееся из него однократным интегрированием по времени. Доказана лагранжевость этого (проинтегрированного по времени) уравнения и вычислен лагранжиан, соответствующий произвольному виду нелинейности. Это позволило применить теорему Нётер и найти с помощью вычисленных симметрий неизвестные ранее интегралы движения уравнения ХЗ. С их использованием получены соотношения, описывающие моменты акустического поля в случае квадратичной и кубичной нелинейностей. Симметрии, кроме того, использованы для поиска автомодельных подстановок и получения точных решений уравнения ХЗ. Групповой анализ уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова (ХЗК) показал, что по набору симметрий оно «беднее» уравнения ХЗ. Все имеющиеся симметрии являются геометрическими. Оказалось также, что большинство симметрий квадратично-нелинейного уравнения ХЗК шире симметрий кубично-нелинейного уравнения ХЗК.

Основные результаты диссертационной работы

1. Развита новые методы исследования ультразвуковых источников больших волновых размеров, позволяющие с высокой точностью характеризовать колебания излучающих поверхностей и предсказывать пространственно-временную структуру излучаемых акустических полей. В рамках этого направления исследований показано следующее.

1.1. Акустическое поле вогнутых пьезокерамических источников больших волновых размеров неправильно предсказывается широко используемой теоретической моделью, основанной на предположении о равномерном распределении скорости излучающей поверхности. Соответствующая ошибка может быть сравнима по величине с самим полем. Главной причиной указанного расхождения теории и эксперимента является неоднородный характер скорости колебаний поверхности излучателя из-за возникновения на краю пьезопластины волн Лэмба. Они распространяются от края к центру пластины и приводят к изменению амплитуды колебательной скорости более чем на 10% (вплоть до 100%–200%) по сравнению с амплитудой толщинной моды колебаний пьезопластины. Эти ошибки отсутствуют в случае пьезокомпозитных источников.

1.2. Интеграл Рэля, несмотря на его приближённый характер в случае неплоской излучающей поверхности, позволяет с высокой точностью предсказывать излучение вогнутого источника больших волновых размеров, и поэтому может использоваться в приложениях ультразвука в медицине и неразрушающем контроле для расчёта полей фокусирующих источников при умеренных углах фокусировки. Граница области, где интеграл Рэля неприменим, задаётся огибающей лучей, вышедших из края источника и однократно отражённых от его поверхности. Величина дифракционной поправки к

интегралу Рэлея может быть рассчитана на основе развитого в работе численного алгоритма решения уравнения Гельмгольца.

1.3. Классический метод лазерной виброметрии при измерениях в жидкостях даёт неверные результаты, причём ошибка измерения смещения может превышать 100%. Более того, не только абсолютное значение смещения в каждой точке, но и его двумерное распределение вдоль исследуемой поверхности имеет вид, отличающийся от истинного. В частности, на видимой картине вибраций появляется ложная структура с пространственным масштабом, равным длине акустической волны в жидкости. Кроме того, лазерный виброметр показывает наличие смещения в областях, где оно на самом деле отсутствует, а в нестационарном режиме на изображении возникают несуществующие поверхностные волны, распространяющиеся со скоростью звука в жидкости. Причина указанных искажений – акустооптическое взаимодействие в конденсированной среде на пути пробного лазерного луча. Получено аналитическое выражение для функции Грина при лазерной виброметрии как при гармоническом, так и при импульсном возбуждении исследуемой поверхности и показано, что она объясняет все обнаруженные в экспериментах артефакты лазерной виброметрии в жидкости и может быть использована для корректировки данных измерений.

1.4. Предложен, разработан и экспериментально проверен новый метод акустической голографии для определения колебаний поверхности источников и вычисления их полей. Метод основан на использовании интеграла Рэлея для расчёта обратного распространения к источнику исходя из измеренного распределения акустического давления в точках некоторой поверхности перед источником. Подробно исследован как случай монохроматических источников, так и случай излучения импульсов. Проведённые эксперименты показали, что предложенный метод обладает высокой точностью и применим для исследования колебаний поверхностей, визуализации скрытых повреждений, характеристики многоэлементных излучателей и для предсказания их полей.

2. Проведено исследование физических аспектов действия на среду мощных акустических импульсов, использующихся в медицине для дистанционной фрагментации конкрементов. Наряду с исследованием акустического поля, проведено изучение акустической кавитации и механизмов воздействия импульсов на почечные камни.

2.1. Предложен и разработан двухканальный пассивный детектор кавитации для исследования процесса кавитации в поле ударной волны литотриптера. Для регистрации кавитационных событий использовались два конфокальных пьезокерамических приёмника. Совместная обработка сигналов этих приёмников по времени прихода и амплитуде позволила выделить акустические импульсы от коллапсов, происходящих в объёме диаметром около 5 мм. Такое пространственное разрешение намного превышает разрешение традиционно использующихся одиночных приёмников.

2.2. Наблюдаемое поведение газовых пузырьков при кавитации в поле литотриптера согласуется с предсказаниями теоретической модели одиночной сферической полости. В результате роста микроскопических пузырьков до миллиметровых размеров и их последующего коллапса возникают сферически расходящиеся акустические импульсы.

Измеренные значения пикового давления, излучаемого при указанном инерционном коллапсе, составляют более 100 МПа на расстоянии 1 мм от центра пузырька, т.е. вблизи коллапсирующих пузырьков акустическое давление превышает исходное давление в падающей волне литотриптера.

2.3. Разработанный детектор кавитации был применён для изучения кавитации при литотрипсии *in vivo* в экспериментах с животными. Впервые удалось зарегистрировать инерционную кавитацию, возникающую при литотрипсии не только в жидкости накопительной системы, но и в тканях почки. Указанная кавитация начинается не сразу, а лишь после излучения относительно большого количества импульсов литотриптера, около 1000. Тем самым показано, что кавитация является одним из факторов, способным вызвать нежелательные повреждения ткани при литотрипсии.

2.4. Численные и экспериментальные исследования фрагментации искусственных камней из цемента показали, что при воздействии ударной волны литотриптера на камень преобладающую роль в создании разрушающих напряжений играет не продольная волна, образующаяся на передней поверхности камня, а сдвиговая волна, возникающая на боковой поверхности. Генерация сдвиговой волны может быть интерпретирована как динамический эффект бокового сдавливания. При этом волна сжатия в жидкости, оказывающая давление на поверхность камня, распространяется быстрее, чем сдвиговая волна в камне, и поэтому является сверхзвуковым источником, эффективно возбуждающим сдвиговую волну. Сдвиговая волна распространяется от поверхности вглубь камня и концентрируется в центре камня, ближе к тыльной поверхности, создавая там наибольшее растягивающее напряжение. Предложенный механизм разрушения камня экспериментально подтверждается видом магистральной трещины, которая образуется после многократного воздействия на камень, соединяя указанную область повышенного растягивающего напряжения с поверхностью камня.

3. Выполнен цикл работ по теоретическому исследованию волновых пучков в нелинейных средах без дисперсии. Получены следующие результаты.

3.1. Предсказан и исследован один из принципиальных эффектов самовоздействия ударных волн – тепловое самовоздействие, возникающее за счёт диссипации энергии волны на ударных участках. Построена модель стационарной и нестационарной самофокусировки, описывающая поведение акустического пучка пилообразных волн в безабберационном приближении. Показано, что при переходе от режима гармонической волны к нелинейному режиму с пилообразным профилем волны эффективность самофокусировки существенно увеличивается. Эффект объясняется тем, что мощность тепловыделения при этом оказывается пропорциональной не квадрату, а кубу амплитуды волны.

3.2. Построена теоретическая модель и на её основе исследовано безынерционное самовоздействие при фокусировке пучков ударноволновых импульсов. Показано, что помимо поглощения на ударном фронте происходит самодефокусировка, обусловленная зависимостью скорости фронта от пикового давления. Из-за этого размер фокального пятна может заметно превосходить свое линейное значение, причём он увеличивается с ростом исходного пикового давления в волне. Продольный размер фокального пятна также увеличивается, т.е. нелинейные эффекты в целом размывают

эту область. Саморефракция приводит к явлению нелинейного насыщения – ограничению пикового давления в сфокусированных импульсных сигналах. Уровень максимально достижимого давления в фокусе примерно равен произведению характерного внутреннего давления в жидкости на квадрат угла схождения исходного пучка.

3.3. Исследованы эффекты самовоздействия ударных пилообразных волн в кубично-нелинейных средах с малой дисперсией. Свойства соответствующих нелинейных волн уникальны и во многом не похожи на свойства хорошо изученных нелинейных квазигармонических волн в сильно диспергирующих средах. В отсутствие дисперсии самофокусировка на кубичной нелинейности не приводит к существенному росту амплитуды. Хотя пучок заметно сужается и имеет нелинейную перетяжку, фактор усиления невелик (не больше 2) из-за принципиально неустраняемого поглощения на ударных фронтах.

3.4. Проведена групповая классификация эволюционного уравнения для акустических пучков, полученного обобщением уравнения Хохлова-Заболотской (ХЗ) на случай произвольной нелинейности среды. Показано, что некоторые найденные симметрии обобщённого уравнения ХЗ не зависят от вида нелинейности; ряд симметрий, напротив, имеет место лишь для специальных видов нелинейности. Наряду с обобщённым уравнением ХЗ рассмотрено уравнение, получающееся из него однократным интегрированием по времени. Для него также получены все точечные симметрии при произвольном виде нелинейности. Доказана лагранжевость этого (проинтегрированного по времени) уравнения и вычислен лагранжиан, соответствующий произвольному виду нелинейности. Это позволило применить теорему Нётер и найти с помощью вычисленных симметрий неизвестные ранее интегралы движения уравнения ХЗ. С их использованием получены соотношения, описывающие моменты акустического поля в случае квадратичной и кубичной нелинейностей. Групповой анализ обобщённого уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова (ХЗК) показал, что оно обладает меньшим количеством симметрий по сравнению с обобщённым уравнением ХЗ, причём все симметрии уравнения ХЗК являются геометрическими.

Основные публикации по материалам диссертации:

1. Пономарев А.Е., Булатицкий С.И., Сапожников О.А. Компрессия и усиление ультразвукового импульса, отраженного от одномерной слоистой структуры. – Акуст. журн., 2007, т. 53, № 2, с. 157–167.
2. 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.
3. Смагин М.А., Нагулин Н.Е., Пономарёв А.Е., Сапожников О.А. Влияние дискретизации задержки в диаграммоформирующих устройствах ультразвуковых диагностических систем на качество фокусировки. – Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2006, № 1–2, с. 85–88.
4. Пономарёв А.Е., Смагин М.А., Булатицкий С.И., Сапожников О.А. Временное обращение волн в задачах компрессии импульсов и нестационарная акустическая голография. – В сб. «Акустика неоднородных сред», под ред. С.А. Рыбака, М., 2005, с. 69–89.

5. Руденко О.В., Сапожников О.А. Явления самовоздействия пучков волн, содержащих ударные фронты. – Успехи физ. наук, 2004, т. 174, № 9, с. 973–989.
6. 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.
7. Сапожников О.А., Синило Т.В.. Акустическое поле вогнутой излучающей поверхности при учете дифракции на ней. – Акуст. журн., 2002, т. 48, № 6, с. 813–821.
8. Пищальников Ю.А., Сапожников О.А., Синило Т.В. Повышение эффективности генерации сдвиговых волн в желатине при нелинейном поглощении фокусированного ультразвукового пучка. – Акуст. журн., 2002, т. 48, № 2, с. 253–259.
9. Сапожников О.А., Кудрявцев А.Г. Симметрии и связанные с ними свойства обобщенного уравнения Хохлова-Заболотской. – Сборник трудов семинара научной школы проф. В.А. Красильникова, Москва, 2002, с. 145–158.
10. Катиньоль Д., Сапожников О.А. О применимости интеграла Рэлея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя. – Акуст. журн., 1999, т. 45, № 6, с. 816–824.
11. Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Сапожников О.А. Моды колебаний изотропного диска, слабо зависящие от его толщины. – Акуст. журн., 1999, т. 45, № 2, с. 195–203.
12. Сапожников О.А., Синило Т.В. Повышение эффективности нагрева жидкости мощным ультразвуковым пучком за счет формирования ударных участков в профиле волны. – Известия Академии Наук, серия физическая, 1998, т. 62, № 12, с. 2371–2374.
13. Кудрявцев А.Г., Сапожников О.А. Некоторые свойства интенсивных звуковых пучков, описываемых обобщенным уравнением Хохлова-Заболотской. – Акуст. журн., 1998, т. 44, № 6, с. 808–813.
14. Кудрявцев А.Г., Сапожников О.А. Симметрии обобщенного уравнения Хохлова-Заболотской. – Акуст. журн., 1998, т. 44, № 5, с. 628–633.
15. Руденко О.В., Сапожников О.А. Волновые пучки в кубично-нелинейных средах без дисперсии. – ЖЭТФ, 1994, т. 106, № 2 (8), с. 395–413.
16. Руденко О.В., Сапожников О.А. Безынерционная самофокусировка недиспергирующих волн с широким спектром. – Квантовая электроника, 1993, т. 20, № 10, с. 1028–1030.
17. Мусатов А.Г., Сапожников О.А. Фокусировка слабых акустических импульсов. – Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ.-астр., 1993, т. 34, № 4, с. 94–97.
18. Дубровский А.Н., Сапожников О.А. Наблюдение нелинейной эволюции акустических импульсов в отсутствие дифракции. – Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ.-астр., 1993, т. 34, № 4, с. 67–73.
19. Мусатов А.Г., Сапожников О.А. Нелинейные эффекты при фокусировке акустических импульсов с ударным фронтом. – Акуст. журн., 1993, т. 39, № 3, с. 510–516.
20. 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.
21. Андреев В.Г., Вероман В.Ю., Денисов Г.А., Руденко О.В., Сапожников О.А. Нелинейно-акустические аспекты экстракорпоральной литотрипсии. – Акуст. журн., 1992, т. 38, № 4, с. 588–593.
22. Мусатов А.Г., Руденко О.В., Сапожников О.А. Учет нелинейной рефракции и нелинейного поглощения при фокусировке мощных импульсов. – Акуст. журн., 1992, т. 38, № 3, с. 502–510.
23. Сапожников О.А. Фокусировка мощных акустических импульсов. – Акуст. журн., 1991, т. 37, № 4, с. 760–769.
24. Руденко О.В., Сапожников О.А. Мощные акустические пучки: самовоздействие разрывных волн, фокусировка импульсов и экстракорпоральная литотрипсия. – Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ.-астр., 1991, т. 32, № 1, с. 3–17.

25. Руденко О.В., Сагатов М.М., Сапожников О.А. Тепловая самофокусировка пилообразных волн. – ЖЭТФ, 1990, т. 98, № 3 (9), с. 808–818.
26. Карабутов А.А., Руденко О.В., Сапожников О.А. Тепловая самофокусировка слабых ударных волн. – Акуст. журн., 1989, т. 35, № 1, с. 67–70.
27. Руденко О.В., Сапожников О.А. Теоретическое описание тепловой самофокусировки пилообразных звуковых волн. – Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ.-астр., 1988, т. 29, № 6, с. 91–92.
28. Карабутов А.А., Руденко О.В., Сапожников О.А. Теория тепловой самофокусировки с учетом формирования ударных волн и акустических течений. – Акуст. журн., 1988, т. 34, № 4, с. 644–650.
29. Карабутов А.А., Руденко О.В., Сапожников О.А. Система уравнений для описания тепловой самофокусировки звука в жидкости. – Вест. Моск. ун-та, сер. 3, физ.-астр., 1988, т. 29, № 4, с. 63–66.
30. Sapozhnikov, O.A., Maxwell, A.D., MacConaghy, B., and Bailey, M.R. A mechanistic analysis of stone fracture in lithotripsy. – J. Acoust. Soc. Am., 2007, v. 112, no. 2, pp. 1190–1202.
31. Owen, N.R., Bailey, M.R., Crum, L.A., Sapozhnikov, O.A., and Trusov, L.A. The use of resonant scattering to identify stone fracture in shock wave lithotripsy. – J. Acoust. Soc. Am., 2007, v. 121, no. 1, Express Letters, pp. EL41–EL47.
32. Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., Maxwell, A.D., MacConaghy, B., Cleveland, R.O., McAteer, J.A., and Crum, L.A. Advantage of a broad focal zone in SWL: synergism between squeezing and shear. – in “Renal Stone Disease” (Proceedings of the 1st International Urolithiasis Research Symposium, Indianapolis, 2006), ed. by A.P. Evan, J.E. Lingeman, and J.C. Williams, American Institute of Physics, Melville, NY, 2007, pp. 351–355.
33. Pishchalnikov, Y.A., Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., Pishchalnikova, I.V., Williams Jr., J.C., and McAteer, J.A. Cavitation selectively reduces the negative-pressure phase of lithotripter shock pulses. – Acoustics Research Letters Online (ARLO), 2005, v. 6, no. 4, pp. 280–286.
34. Cleveland, R.O., and Sapozhnikov, O.A. Modeling elastic wave propagation in kidney stones with application to shock wave lithotripsy. – J. Acoust. Soc. Am., 2005, v. 118, no. 4, pp. 2667–2676.
35. Crum, L.A., Bailey, M.R., Guan, J., Hilmo, P.R., Kargl, S.G., Matula, T.J., and Sapozhnikov, O.A. Monitoring bubble growth in supersaturated blood and tissue *ex vivo* and the relevance to marine mammal bioeffects. – Acoustics Research Letters Online (ARLO), 2005, v. 6, no. 3, pp. 214–220.
36. Lafon, C., Zderic, V., Noble, M.L., Yuen, J.C., Kaczkowski, P.G., Sapozhnikov, O.A., Chavrier, F., Crum, L.A., and Vaezy, S. Gel phantom for use in high-intensity focused ultrasound dosimetry. – Ultrasound Med. Biol., 2005, v. 31, no. 10, pp. 1383–1389.
37. Bailey, M.R., Pishchalnikov, Y.A., Sapozhnikov, O.A., Cleveland, R.O., McAteer, J.A., Miller, N.A., Pishchalnikova, I.V., Connors, B.A., Crum, L.A., and Evan, A.P. Cavitation detection during shock wave lithotripsy. – Ultrasound Med. Biol., 2005, v. 31, no. 9, pp. 1245–1256.
38. Sapozhnikov, O.A., Morozov, A.V., Ponomarev, A.E., and Smagin, M.A. Characterization of therapeutic and diagnostic ultrasound sources using acoustic holography and optical schlieren method. – Proceedings of International Symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP-2005), Russian Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, 2005, pp. 91–92.
39. Sapozhnikov, O.A., Morozov, A.V., and Cathignol, D. Acoustic holography and laser vibrometry to characterize vibration of piezoceramic and piezocomposite transducers used in ultrasound therapy. – in “High Intensity acoustic waves in modern technological and medical applications” (Proceedings of Joint Workshop of Russian Acoustical Society and French Acoustical Society, Moscow, 2005), Moscow, GEOS, 2005, pp. 20–29.
40. Sapozhnikov, O.A., Trusov, L.A., Owen, N.R., Bailey, M.R., and Cleveland, R.O. Detecting fragmentation of kidney stones in lithotripsy by means of shock wave scattering. – in “Therapeutic Ultrasound” (Proceedings of 5th International Symposium on Therapeutic

- Ultrasound, Boston, 2005), ed. by G.T. Clement, N.J. McDannold, and K. Hynynen, AIP Conference Proceedings, v. 829, p. 308–312.
41. Sapozhnikov, O.A., Morozov, A.V., and Cathignol, D. Piezoelectric transducer surface vibration characterization using acoustic holography and laser vibrometry. – Proceedings of 2004 IEEE UFFC 50th Anniversary Joint Conference (Montreal, Canada, August 23–27, 2004), pp. 161–164.
 42. Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., Maxwell, A.D., MacConaghy, B., Cleveland, R.O., and Crum, L.A. Assessing the mechanism of kidney stone comminution by a lithotripter shock pulse. – Proceedings of 4th International Symposium on Therapeutic Ultrasound (September 18–20, 2004, Kyoto, Japan), ed. by G.R. ter Haar and I. Rivens, AIP Conference Proceedings, v. 754, pp. 164–166.
 43. Brysev, A.P., Lyakhov, G.A., Maslov, I.A., Oppengeim, V.D., Petnikov, V.G., Pereselkov, S.A., Korshak, B.A., Sapozhnikov, O.A., Rybak, S.A., and Serebryanny, A.N. Acoustic methods for sounding of natural media. – Physics of Wave Phenomena, 2003, v. 11, no. 4, pp. 177–219.
 44. Pishchalnikov, Y.A., Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., Williams Jr., J.C., Cleveland, R.O., Colonius, T., Crum, L.A., Evan, A.P., and McAteer, J.A. Cavitation bubble cluster activity in the breakage of kidney stones by lithotripter shockwaves. – Journal of Endourology, 2003, v. 17, no. 7, pp. 435–446.
 45. Sapozhnikov, O.A., Cleveland, R.O., Bailey, M.R., and Crum, L.A. Modeling of stresses generated by lithotripter shock wave in cylindrical kidney stone. – Proceedings of 3rd International Symposium on Therapeutic Ultrasound (Lyon, France, 2003), edited by J.Y. Chapelon and C. Lafon, INSERM, Lyon, 2003, pp. 323–328.
 46. Sapozhnikov, O.A., Khokhlova, V.A., Bailey, M.R., Williams, Jr., J.C., McAteer, J.A., Cleveland, R.O., and Crum, L.A. Effect of overpressure and pulse repetition frequency on cavitation in shock wave lithotripsy. – J. Acoust. Soc. Am., 2002, v. 112, no. 3, Pt. 1, pp. 1183–1195.
 47. Morozov, A.V., Sapozhnikov, O.A., and Pishchalnikov, Y.A. Method of measurements of vibrational velocity on ultrasonic source surface: Numerical analysis of accuracy. – Physics of Vibrations, 2002, v. 10, no. 2, pp. 93–99.
 48. Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., Crum, L.A., Miller, N.A., Cleveland, R.O., Pishchalnikov, Y.A., Pishchalnikova, I.V., McAteer, J.A., Connors, B.A., Blomgren, P.M., and Evan, A.P. Ultrasound-guided localized detection of cavitation during lithotripsy in pig kidney *in vivo*. – Proceedings of 2001 IEEE Ultrasonics Symposium (Atlanta, Georgia, October 7–10, 2001), v. 2, pp. 1347–1350.
 49. Cleveland, R.O., Sapozhnikov, O.A., Bailey, M.R., and Crum, L.A. A dual passive cavitation detector for localized detection of lithotripsy-induced cavitation *in vitro*. – J. Acoust. Soc. Am., 2000, v. 107, no. 3, pp. 1745–1758.
 50. Chapelon, J.-Y., Cathignol, D., Cain, C., Ebbini, E., Kluiwstra, J.-U., Sapozhnikov, O.A., Fleury, G., Berriet, R., Chupin, L., and Guey, J.-L. New piezoelectric transducers for therapeutic ultrasound. – Ultrasound in Medicine and Biology, 2000, v. 26, no. 1, pp. 153–159.
 51. Cathignol, D., Sapozhnikov, O.A., and Theillere, Y. Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiators. – J. Acoust. Soc. Am., 1999, v. 105, no. 5, pp. 2612–2617.
 52. Tavakkoli, J., Cathignol, D., Souchon, R., and Sapozhnikov, O.A. Modeling of pulsed finite-amplitude focused sound beams in time domain. – J. Acoust. Soc. Am., 1998, v. 104, № 4, pp. 2061–2072.
 53. Cathignol, D., Sapozhnikov, O.A., and Zhang, J. Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O’Neil formula and experiment. – J. Acoust. Soc. Am., 1997, v. 101, № 3, pp. 1286–1297.
 54. Dupenloup, F., Chapelon, J.Y., Cathignol, D.J., and Sapozhnikov, O.A. Reduction of the grating lobes of annular arrays used in focused ultrasound surgery. – IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 1996, v. 43, № 6, pp. 991–998.