

НАХОЖДЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ДЛЯ ВОЛН ЛЭМБОВСКОГО ТИПА В ВОГНУТОЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПОСРЕДСТВОМ ОПТИЧЕСКОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧАЕМОГО В ЖИДКОСТЬ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ

© 2015 г. О. А. Сапожников** **, М. А. Смагин*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы

** Center for Industrial and Medical Ultrasound, Applied Physics Laboratory, University of Washington
1013 NE 40th Street, Seattle, WA 98105, USA
E-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 08.07.2014 г.

Предложен и экспериментально продемонстрирован способ измерения фазовых скоростей волн Лэмба в вогнутых пьезоэлектрических пластинах, погруженных в жидкость. Способ основан на оптическом теневом методе визуализации ультразвукового поля, возникающего в жидкости при возбуждении в исследуемой пластине мод Лэмба. Согласно условию волнового резонанса, направление распространения излучаемых в жидкость волн определяется величиной фазовой скорости волны Лэмба в пластине, что дает возможность измерить указанную скорость. Исходя из этого показано, что при использовании сферически вогнутых пьезопластин фазовые скорости волн Лэмба могут быть определены по положению каустик — областей фокусировки акустических волн в жидкости. Экспериментально измерены дисперсионные кривые нескольких мод Лэмба для вогнутой пьезокерамической пластины диаметром 100 мм и толщиной около 2 мм, погруженной в воду. Оптическая визуализация ультразвуковых волн в жидкости проводилась шлирен-методом на специально созданной установке, в которой для реализации метода темного поля были использованы внеосевые параболические зеркала. Показано, что измеренные дисперсионные кривые для низших мод Лэмба хорошо описываются теоретическими зависимостями, рассчитанными на основе уравнения Рэлея–Лэмба.

Ключевые слова: волны Лэмба, пьезокерамическая пластина, ультразвуковой преобразователь, оптический теневой метод, шлирен-визуализация.

DOI: 10.7868/S0320791915010128

ВВЕДЕНИЕ

Волны Лэмба представляют собой нормальные моды, возникающие при распространении упругих возмущений в твердотельной плоскопараллельной пластине с механически свободными сторонами [1, 2]. Смещение частиц среды под действием волны происходит в плоскости, образуемой направлением распространения волны и нормалью к пластине.

Хотя волны Лэмба являются решением волновой задачи в идеализированных условиях (пластина предполагается плоскопараллельной и граничащей с обеих сторон с вакуумом), основные закономерности распространения упругих возмущений хорошо описываются теорией Лэмба и в реальных условиях. Так, например, на практике пластины обычно находятся не в пустоте, а окружены акустически мягкой средой — газом или жидкостью. Волны Лэмба из-за этого превращаются в волны утечки (“вытекающие волны” [3]),

т.к. при своем распространении теряют энергию на излучение в среду. Однако соответствующее затухание обычно мало, и поэтому свойства нормальных волн остаются близкими к свойствам мод Лэмба [4, 5]. Более того, из такого затухания можно извлечь пользу. Акустический сигнал, возникающий в иммерсионной среде из-за упомянутой “утечки”, несет информацию о скорости и затухании порождающей его волны в пластине. Тем самым появляется возможность дистанционного измерения свойств волн Лэмба. В настоящей работе такой подход использован для исследования волн лэмбовского типа в пьезокерамической пластине, граничащей с жидкостью. Подобная ситуация является обычной для ультразвуковых преобразователей, использующихся в гидроакустике, медицине и неразрушающем контроле.

Возникающие при работе пьезоэлектрических источников волны Лэмба являются “паразитным” эффектом по отношению к толщинной мо-

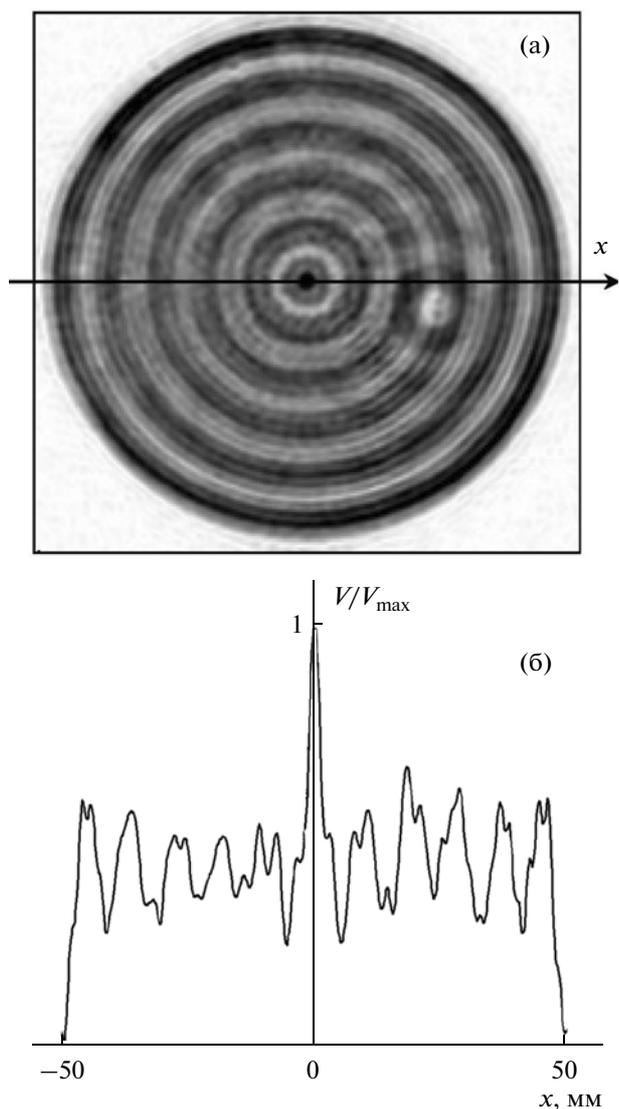


Рис. 1. Характерный вид распределения нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности пьезоизлучателя. Приведено распределение скорости для плоского круглого пьезокерамического излучателя диаметром 100 мм при его возбуждении на частоте 1.14 МГц. (а) Двумерное распределение амплитуды нормальной компоненты скорости вдоль поверхности. (б) Зависимость амплитуды скорости вдоль оси, проходящей через центр пластины (ось Ox). Скорость нормирована на свое максимальное значение. Распределение получено экспериментально с помощью метода акустической голографии. Отчетливо видна структура стоячих волн, вызванная интерференцией волн Лэмба.

де колебаний пластины [6–10]. Эти дополнительные волны возбуждаются в местах крепления пластины к корпусу преобразователя, где нарушаются условия однородности; обычно таким местом является край пластины. Из-за возбуждения лэмбовских волн характер колебания поверхности пьезоизлучателей оказывается неоднородным, что

важно учитывать в приложениях [11]. На рис. 1 показано типичное распределение нормальной компоненты скорости колебаний на поверхности плоской круглой пьезопластины, помещенной в воду и возбуждаемой на частоте, близкой к частоте механического резонанса. Распределение получено методом акустической голографии, описанным в работе [12]. На двумерной картине (рис. 1а) отчетливо видна кольцевая структура, причем в ней просматриваются два масштаба периодичности, которые указывают на возбуждение двух мод Лэмба. Распределение амплитуды колебательной скорости вдоль диаметра показывает, что колебание поверхности сильно неоднородно, т.е. вклад лэмбовских мод в колебание поверхности пьезопластины сравним с вкладом толщинной моды колебаний (рис. 1б).

При распространении упругих волн в пьезоэлектрических пластинах имеется определенная специфика. Во-первых, материал пластины нельзя считать изотропным [13]. Во-вторых, механические деформации сопровождаются возбуждением электрического поля, характер которого определяется наличием металлизации на обкладках пластины и условиями электрического нагружения преобразователя. Хотя эти факторы несколько усложняют теоретический анализ волн в пластине, соответствующие волны по своим свойствам все равно оказываются близкими к классическим волнам Лэмба. Отметим также, что наряду с волнами Лэмба в пластинах могут возбуждаться волны иного типа [14], но они не играют роли в исследуемых здесь процессах.

Одним из удобных способов исследования акустических волн в оптически прозрачных средах является теневой метод, который основан на том, что акустические возмущения плотности среды приводят к соответствующим изменениям показателя преломления света [15]. Теневой метод широко используется в ультразвуковых исследованиях, поскольку он позволяет визуализировать акустические поля в большом объеме в режиме реального времени. Много интересных примеров такой визуализации приведено в монографии Бергмана [16]. В частности, таким способом можно провести регистрацию волн, излучаемых в жидкость колеблющимися оболочками [17, 18]. Подобный подход использован в настоящей работе для исследования волн утечки лэмбовского типа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Волны Лэмба возбуждались в пьезоэлектрической пластине, поляризованной по толщине и имевшей форму сферической чаши. Как это обычно делается в пьезоэлектрических преобразователях, противоположные поверхности пластины были металлизированы (покрыты тонким

слоем серебра). Материал пластины – пьезокерамика PZT марки C5400 (Channel Industries, Santa Barbara, CA, USA). Геометрические размеры пьезопластины были следующими: толщина 2.15 мм, диаметр 100 мм, радиус кривизны вогнутой стороны 92.1 мм. Пластина была укреплена по периметру в герметичном корпусе из нержавеющей стали. К противоположным сторонам пластины по высококачественному кабелю подводилось электрическое напряжение от внешнего генератора. Вогнутая сторона пьезопластины была обращена наружу. Получившаяся в результате конструкция представляла собой фокусирующий ультразвуковой преобразователь с воздушной тыльной нагрузкой. Внешний вид преобразователя показан на рис. 2.

Акустические параметры пьезокерамики были известны лишь приближенно, поэтому они уточнялись в процессе работы. В частности, на основе измерения частотной зависимости электрического импеданса преобразователя была определена частота основного толщинного резонанса $f_0 = 1.08$ МГц. С учетом того, что $f_0 = c_l/(2h)$, из найденного значения резонансной частоты и известной толщины пластины $h = 2.15$ мм получается значение скорости продольных волн в пьезокерамике $c_l = 4.64$ мм/мкс.

Источником исследуемых волн Лэмба являлся край пьезокерамической пластины: на краю неизбежно нарушались условия однородности как для механического движения, так и для электрического поля, и поэтому толщинный характер колебаний пластины возмущался. Эти возмущения распространялись в виде различных мод Лэмба по направлению к центру чаши, теряя по мере распространения энергию на акустическое излучение в жидкость. Далее лэмбовские волны достигали центра пластины и превращались в расходящиеся волны, в результате чего результирующее распределение упругих деформаций в пластине приобретало характер стоячей волны. Отметим, что из-за утечки лэмбовские возмущения заметно затухали уже после первого переотражения, поэтому соответствующие радиальные резонансы были сильно подавлены, т.е. влияние волн Лэмба на неоднородный характер колебания поверхности примерно одинаково проявлялось на всех частотах. Отмеченные закономерности для похожего пьезоизлучателя ранее были выявлены с помощью лазерной виброметрии [9].

Необходимо отметить, что из-за искривленности исследуемой пьезокерамической пластины распространение в ней упругих волн, строго говоря, несколько отличалось от распространения в плоскопараллельном слое. Однако в описываемом эксперименте влиянием кривизны пластины на характер образующихся мод можно было пренебречь, так как искривление было очень слабым: радиус

кривизны поверхности ($F = 92.1$ мм) во много раз превышал толщину пластины ($h = 2.15$ мм).

Искривленная форма пластины имеет определенные преимущества при экспериментальном исследовании ультразвуковых полей, излучаемых в окружающую жидкость в процессе распространения в пластине лэмбовских волн. Удобство заключается в том, что благодаря вогнутости излучающей поверхности достигается эффект фокусировки. Возникающие при этом зоны повышенной интенсивности ультразвука соответствуют каустикам, которые можно рассчитать в приближении геометрической акустики. Согласно этому представлению точки излучающей поверхности испускают в жидкость ультразвуковые лучи. Направление лучей находится из условия, что скорость следа отходящей квазиплоской волны $V = c_0/\sin \varphi$ совпадает с фазовой скоростью c_{ph} соответствующей волны в пластине:

$$c_0/\sin \varphi = c_{ph}, \quad (1)$$

где φ – угол между нормалью к пластине и направлением отходящего от нее ультразвукового луча, c_0 – скорость звука в жидкости. Каустикой в данном случае будет являться огибающая семейства лучей, испускаемых в жидкость с поверхности чаши при распространении в ней волн Лэмба. Согласно условию (1), каждый луч испускается под углом $\varphi = \arcsin(c_0/c_{ph})$ к нормали к поверхности. Если излучающая поверхность является сферической, как в рассматриваемом случае, то соответствующая каустическая поверхность также является сферической, причем две указанные сферы концентричны. Соответствующая картина лучей и расположение каустики схематично изображены на рис. 3. Из расположения лучей нетрудно видеть, что радиус сферы, которой принадлежит каустика, равен $r_c = F \sin \varphi = F \cdot c_0/c_{ph}$. Это соотношение позволяет рассчитать фазовую скорость волны в пластине на основе измерений расстояния r_c от центра кривизны пластины до каустики при известных значениях F и c_0 [18]:

$$c_{ph} = c_0 \cdot F/r_c. \quad (2)$$

Точность нахождения скорости c_{ph} определяется ошибкой измерения величины r_c , которая обусловлена, главным образом, дифракционным размытием ультразвукового поля в области каустики.

При проведении экспериментов исследуемый ультразвуковой преобразователь помещался в наполненный водой бассейн с оптически прозрачными стенками. Преобразователь возбуждался гармоническим сигналом на заданной частоте с помощью генератора (НР33120А) и широкополосного усилителя электрической мощности (ENI AP400В). Скорости волн Лэмба определялись по формуле (2), величина r_c в которой находилась с использованием оптического теневого

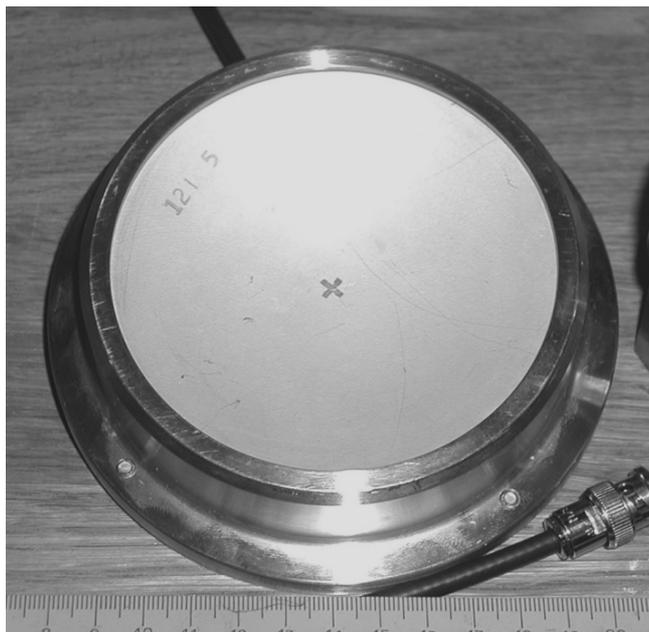


Рис. 2. Фотография исследованного пьезоэлектрического преобразователя.

метода (см. ниже) на разных частотах в диапазоне от 300 кГц до 1.5 МГц. Уровень подаваемого на излучатель электрического напряжения подбирался для каждой частоты таким образом, чтобы мощность излучаемого в жидкость ультразвукового пучка была достаточной для возникновения отчетливой теневой картины. При каждом измерении теневая картина регистрировалась спустя 200 периодов колебаний после начала возбуждения преобразователя на заданной частоте. Анализ переходных процессов показал, что при указанной задержке акустическое поле в жидкости выходило на стационарный режим до того, как возникали искажения из-за отражения ультразвука от стенок бассейна.

Теневые картины наблюдались с помощью специально созданной системы оптической визуализации шлирен-методом (рис. 4). В указанной системе в качестве источника света использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 670 нм и средней мощностью 10 мВт (НИИ “Полус”, Москва). Излучением лазера управлял блок синхронизации и подсветки 1, который позволял создавать импульсы лазерного излучения длительностью до 10 нс и произвольной частотой следования, а также синхронизовать излучение лазерных импульсов с электрическим генератором, питающим исследуемый ультразвуковой преобразователь. Помимо импульсного режима, блок управления лазерной подсветкой мог работать в непрерывном режиме, который использовался, в частности, для юстировки оптической системы. Излучение лазера попадало в систему

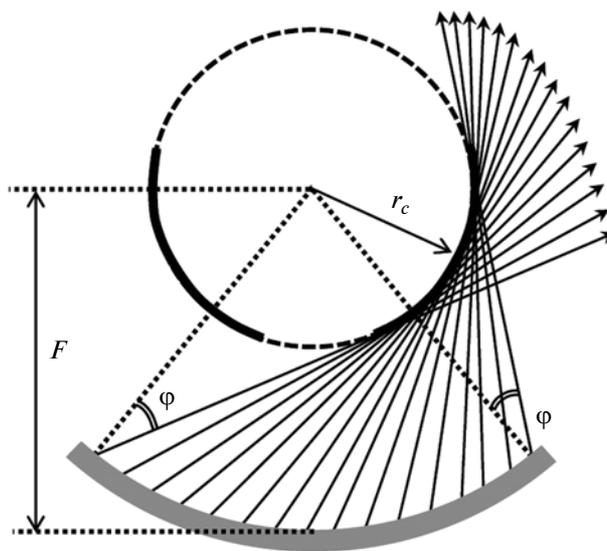


Рис. 3. Образование каустики при излучении ультразвука сферически вогнутой пластиной, в которой распространяются волны Лэмба.

при помощи оптического волокна 2. Гибкость оптического волокна давала возможность размещать источник света в любом удобном месте. Благодаря малому диаметру волокна испускаемый им световой пучок имел широкую диаграмму направленности и поэтому равномерно засвечивал параболическое зеркало, а фазовый фронт падающей на зеркало волны с высокой точностью являлся сферическим. Наряду с указанным лазерным источником, в установке имелась возможность использовать в качестве аналогичного светового источника лампу белого света непрерывного действия (RAM Optical Instrumentation Inc., CA, USA). Излучение от лампы заводилось в гибкий оптоволоконный жгут. Для уменьшения эффективного диаметра оптического источника до субмиллиметрового размера на срез жгута прикреплялась диафрагма.

“Точечный” источник света (один из двух упомянутых) располагался в фокусе внеосевого параболического зеркала. Всего в системе имелось два плоских зеркала 3 и два внеосевых параболических зеркала 4. Все указанные зеркала системы были изготовлены из оптического ситалла. Плоские зеркала имели круглую форму, их диаметр был равен 158 мм, а толщина 25.3 мм. Внеосевые параболические зеркала были получены в результате разрезания на две равные части круглого осесимметричного параболического зеркала диаметром 300 мм, имевшего толщину 30 мм на краю и 28.2 мм в центре. Фокусное расстояние параболических зеркал составляло 800 мм (фокусное расстояние исходного осесимметричного зеркала). Первое внеосевое параболическое зеркало, в фокусе которого размещался точечный источник

света, создавало плоскопараллельный пучок, который при помощи плоского зеркала 3 направлялся на исследуемую область (бассейн с водой 5). В бассейне находился ультразвуковой источник, создававший в воде пространственно-временные неоднородности оптического показателя преломления 6. Испытав рефракцию на акустических неоднородностях, оптический пучок выходил из кюветы. Проходя далее через симметричное плечо, образованное второй парой зеркал 3 и 4, свет собирался в фокусе второго параболического зеркала, расположенном симметрично исходному точечному источнику света. В районе фокуса устанавливался оптический нож 7, представлявший собой лезвие с ровным краем. При введении ножа в область фокального пятна происходило подавление фоновой засветки и повышался контраст шпирен-изображения. После прохождения ножа световой пучок при помощи поворотного зеркала попадал на линзу, формировавшую изображение импульса на ПЗС-матрице 8-разрядной цифровой камеры 8 (Kodak ES 310). Выбор формирующей линзы с различной оптической силой позволял наблюдать всю область подсветки или только часть ее, осуществляя увеличение изображения для визуализации мелких деталей. Затем оцифрованное изображение передавалось на персональный компьютер 9, оборудованный платой с интерфейсом GPIB. Важным свойством данной шпирен-системы являлась полная компьютеризация получения изображений при помощи программы, написанной на языке LabVIEW. Это сильно обогащало возможности обработки изображений. В частности, за счет этого можно было усреднять изображение по большому числу кадров, что было особенно важно при низкой интенсивности изображения. Другой возможностью являлось вычитание фона, что позволяло очищать изображение от артефактов, вызванных пылинками на оптических элементах, пузырьками воздуха, плавающими в воде, и дифракционными полосами на границах непрозрачных объектов.

Для измерения расстояний между характерными точками теневой картины проводилась калибровка пространственных масштабов в зоне визуализации путем регистрации изображения прозрачной миллиметровой линейки. При импульсной подсветке ультразвуковых полей известной частоты имелась возможность дополнительной проверки калибровки масштабов на основе того, что период неоднородностей на теневой картине был равен длине волны.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Как отмечалось выше, при проведении экспериментов регистрировалась оптическая теневая картина ультразвукового поля, на ней находились области каустик, далее измерялись расстояния r_c

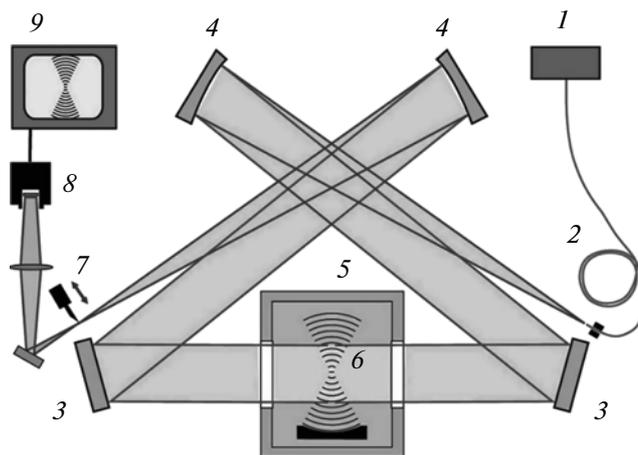


Рис. 4. Схема установки по оптической визуализации ультразвуковых акустических полей. 1 – Световой источник; 2 – оптоволоконно; 3 – плоские зеркала; 4 – вносевые параболические зеркала; 5 – бассейн с водой; 6 – исследуемое акустическое поле; 7 – оптический нож; 8 – цифровая фотокамера.

от найденной каустики до центра кривизны пластины, а потом по формуле (2) рассчитывалась фазовая скорость.

Подсветка производилась короткими вспышками, синхронизированными с подаваемым на излучатель электрическим сигналом. Поскольку длительность соответствующих лазерных импульсов (0.1 мкс) во всем диапазоне используемых частот была намного меньше периода ультразвуковой волны (около 1 мкс), теневая картина представляла мгновенное распределение возмущений плотности среды, т.е. позволяла анализировать тонкие детали ультразвукового поля.

На рис. 5 показана типичная теневая картина (соответствующая частота равна 600 кГц). Отчетливо видна периодичность структуры поля. Соответствующий период совпадает с длиной ультразвуковой волны. Для нахождения расстояния r_c , входящего в формулу (2), нужно знать местоположение геометрического фокуса и каустики. Что касается местоположения геометрического фокуса, его можно определять с высокой точностью с использованием сферического характера волновых фронтов в основном пучке, излучаемом в результате толщинных колебаний пьезопластины. При этом для повышения точности локализации геометрического фокуса можно использовать высокие частоты, т.к. соответствующее поле меньше подвергнуто влиянию дифракции. Отметим, что геометрический фокус совпадает с центром кривизны пластины и поэтому его местоположение не зависит от частоты ультразвука. Местоположение каустики, напротив, является частотно-зависимым. Каустика является геометрическим образом, определяемым в приближении геометриче-

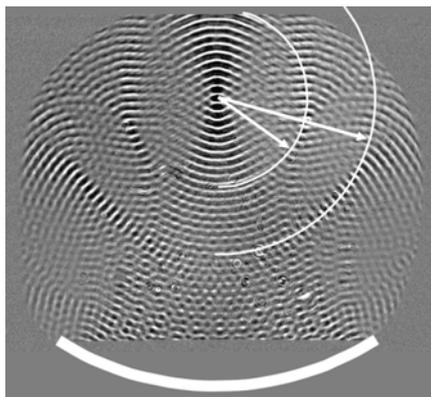


Рис. 5. Типичная теневая картина ультразвукового поля, излучаемого фокусированным пьезокерамическим источником. Частота возбуждения 600 кГц. Положение источника показано толстой белой дугой в нижней части рисунка. Наиболее яркой является область основного фокуса, создаваемого в центре кривизны пьезопластины в результате возбуждения ее толщинной моды колебаний. Наряду с основным фокусом видны побочные фокальные области, соответствующие каустикам (показаны тонкими дугами окружностей в правой части изображения). На выбранной частоте наблюдаются две каустики, которые соответствуют симметричной и антисимметричной модам Лэмба низших порядков.

ской акустики. В реальности на месте каустики возникает размытая дифракцией область фокусировки. В этом месте амплитуда ультразвуковой волны заметно увеличена по сравнению с окружающими областями, т.е. теневая картина является более контрастной. Наблюдения показывают, что указанные области довольно отчетливо видны на общей теневой картине. Например, на рис. 5 просматриваются две такие каустики: они помечены с правой стороны дугами окружностей. Соответствующие расстояния r_c от найденных каустик до центра кривизны пластины помечены отрезками со стрелками, выходящими из геометрического фокуса. Как видно, точность нахождения r_c задается шириной дифракционного размытия каустики (порядка длины ультразвуковой волны на соответствующей частоте), т.е. может быть оценена непосредственно из вида теневой картины.

Теневые картины, подобные изображенной на рис. 5, регистрировались на разных частотах. Рисунок 6 показывает некоторые из полученных изображений. Как видно, на всех частотах каустики хорошо просматриваются, причем с ростом частоты их количество увеличивается, а положение зависит от частоты.

По полученным изображениям были проведены расчеты фазовых скоростей соответствующих волн утечки по формуле (2). Соответствующие окружности подбирались вручную — так, чтобы на них попадали середины самых узких участков

каустик. Отметим, что указанная процедура в принципе может быть автоматизирована на основе цифровой обработки оптических изображений (в настоящей работе такая обработка не проводилась). Результаты показаны на рис. 7 точками с нанесенными величинами ошибок, задаваемых величиной дифракционного размытия соответствующей каустики в самой тонкой ее части. Сплошными кривыми изображены дисперсионные зависимости, рассчитанные теоретически по формулам Рэлея—Лэмба в предположении, что материал пластины изотропен [2]. Хотя это предположение, строго говоря, нарушается в случае рассматриваемой пьезопластины, можно ожидать по крайней мере качественного согласия с экспериментом.

Напомним, что различают симметричные (s_n) и антисимметричные (a_n) моды Лэмба, где $n = 0, 1, 2, \dots$ — номер моды. На низких частотах существуют всего две распространяющиеся моды, s_0 и a_0 , которые представляют собой квазипродольную и изгибную волны соответственно. В отличие от нулевых мод, моды более высоких порядков могут распространяться в пластине лишь в том случае, если частота возбуждения превышает некоторые критические значения. При расчетах дисперсионных кривых по формулам Рэлея—Лэмба использовалась толщина пластины 2.15 мм, а скорости объемных волн принимались равными $c_l = 4.64$ мм/мкс (исходя из измеренного значения частоты толщинного резонанса) и $c_t = 2.02$ мм/мкс (исходя из наблюдаемой частоты отсечки моды a_1). На рис. 7 нанесены дисперсионные кривые для низших мод Лэмба вплоть до 2-го порядка. Видно, что теоретические кривые для мод s_0, a_0, s_1 и a_1 в пределах ошибки измерений совпадают с результатами измерений. Мода a_0 начинает наблюдаться лишь начиная с частоты 700 кГц, что объясняется тем, что на более низких частотах она является “неутекающей”, поскольку фазовая скорость соответствующей волны Лэмба оказывается меньше скорости звука в воде. Отметим также, что для мод s_2 и a_2 эксперимент не совпадает с теорией, что может быть объяснено проявлением анизотропии, не учитываемой в теоретической модели.

ВЫВОДЫ

В работе продемонстрированы возможности оптического теневого метода для исследования свойств волн Лэмба в пьезоэлектрических пластинах, погруженных в жидкость. Идея подхода основана на том факте, что если фазовая скорость волны Лэмба превышает скорость звука в жидкости, то при механическом возбуждении пьезопластины происходит излучение акустических волн в

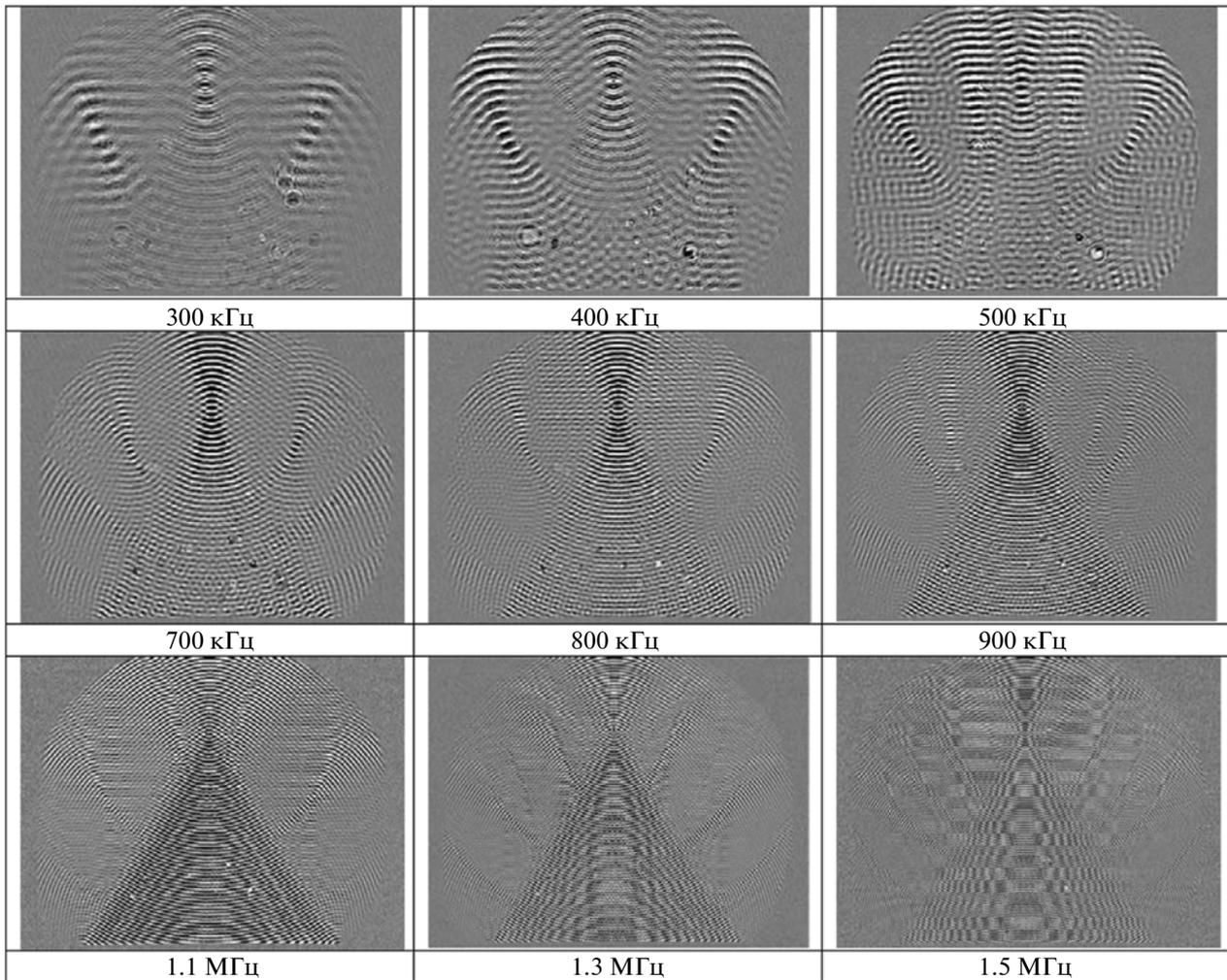


Рис. 6. Теневая картина ультразвукового поля, излучаемого фокусированным пьезокерамическим источником на различных частотах.

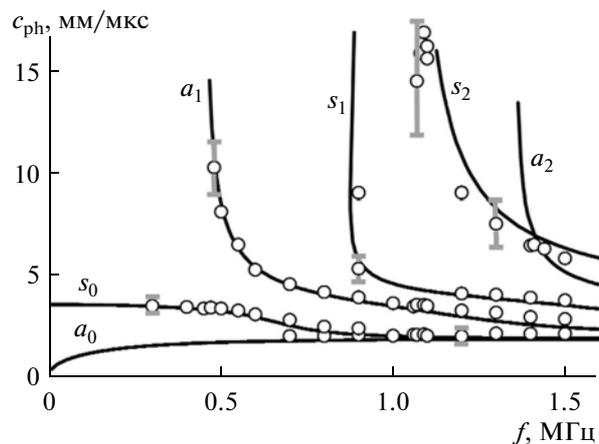


Рис. 7. Дисперсионные кривые для различных мод волн Лэмба в пьезокерамической пластине. Точки соответствуют экспериментальным теневым картинам. Теоретические кривые представляют решения уравнений Рэлея–Лэмба в приближении изотропной среды. При их расчете использовались значения скоростей $c_t = 1.94$ мм/мкс и $c_l = 4.64$ мм/мкс, найденные из измеренных частот отсечки моды a_1 (0.45 МГц) и частоты толщинного резонанса (1.08 МГц) соответственно, с учетом известной толщины пластины (2.15 мм).

жидкость. Направление распространения этих волн однозначно определяется величиной фазовой скорости волны в пластине, что дает возможность измерить указанную скорость. Измерения особенно удобно проводить при использовании сферически вогнутых пластин, поскольку в этом случае направление распространения волн в жидкости определяет местоположение каустик, которые отчетливо видны на теневой картине ультразвукового поля. В проведенном эксперименте предложенный метод позволил провести измерение дисперсионных кривых мод Лэмба низших порядков для вогнутой пьезокерамической пластины с параметрами, типичными для современных ультразвуковых источников, используемых в медицинских приложениях.

Авторы благодарны Б.Ю. Терлецкому за помощь в изготовлении блока управления лазером и А.Е. Пономареву за создание программы управления цифровой камерой, а также В.Г. Можяеву за полезное обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00426.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lamb H.* On waves in an elastic plate // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1917. V. 93. P. 114–128.
2. *Викторов И.А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
3. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
4. *Watkins R.D., Cooper W.H.B., Gillespie A.B., Pike R.B.* The attenuation of Lamb waves in the presence of a fluid // Ultrasonics. 1982. V. 20. № 6. P. 257–264.
5. *Кузнецова И.Е., Зайцев Б.Д., Джоши С.Г., Теплых А.А.* Влияние жидкости на характеристики антисимметричных волн Лэмба в тонких пьезоэлектрических пластинах // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 5. С. 637–644.
6. *Baboux J.C., Lakestani F., Perdrix M.* Theoretical and experimental study of the contribution of radial modes to the pulsed ultrasonic field radiated by a thick piezoelectric disk // J. Acoust. Soc. Am. 1984. V. 75. № 6. P. 1722–1731.
7. *Jia X., Berger J., Quentin G.* Experimental investigation of Lamb waves on pulsed piezoelectric transducers and their ultrasonic radiation into liquids // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 90. № 2. Pt. 1. P. 1181–1183.
8. *Delannoy B., Bruneel C., Haine F., Torguet R.* Anomalous behavior in the radiation pattern of piezoelectric transducers induced by parasitic Lamb wave generation // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 7. P. 3942–3948.
9. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Zhang J.* Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O'Neil's formula and experiment // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V. 101. № 3. P. 1286–1297.
10. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Theillere Y.* Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiator // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. № 5. P. 2612–2617.
11. *Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A.* Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: A combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. № 4. P. 2406–2420.
12. *Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В.* Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе распределения акустического давления вдоль контрольной плоскости // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 416–424.
13. *Кузнецов С.В.* Волны Лэмба в анизотропных пластинах (обзор) // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 90–100.
14. *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.
15. *Settles G.S.* Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media. Springer-Verlag, 2001.
16. *Бергман Л.* Ультразвук и его применения в акустике. М.: ИЛ, 1956.
17. *Кузьмичёв Ю.М., Макаров В.И.* Возбуждение цилиндрической оболочки ультразвуком // Акуст. журн. 1958. Т. 4. № 3. С. 282–283.
18. *Макаров В.И., Фадеева Н.А.* Об излучении волн оболочками в звуковом поле // Акуст. журн. 1960. Т. 6. № 2. С. 261–262.