

АКУСТИКА И АКУСТООПТИКА

Сегментация различных клинических случаев гематом для дальнейшего планирования операций с использованием HIFU	
<i>А.С. Бобина, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова</i>	5
Акустооптическое качество оптически двуосного кристалла LNM	
<i>М.Г. Мильков, В.А. Сухарев, Д.Ю. Великовский</i>	9
Взаимодействие регулярных и шумовых слабых сигналов с фронтом ударной волны	
<i>С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко, А.В. Тюрина</i>	14
Особенности дисперсии клиновых волн в цилиндрических образцах с внешней и внутренней конусообразной поверхностью клина	
<i>А.И. Коробов, А.А. Агафонов, М.Ю. Изосимова, А.И. Кокшайский, Р.А. Жостков</i>	19
Возможности доплеровского метода для измерения упругости мышц	
<i>Ш.А. Асфандияров, В.Г. Андреев, Т.Б. Крит</i>	23
Многokrатное отражение акустических волн в кристалле парателлурита и его применения в акустооптике	
<i>Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов</i>	26
Инвариантность двумерной задачи акустооптического взаимодействия к направлению вектора расстройки	
<i>Е.А. Дьяконов</i>	29
Использование наночастиц пористого кремния и акустической кавитации для направленной доставки лекарств	
<i>В.Д. Егошина, В.Г. Андреев</i>	33
Разрушение тромбов фокусированным ультразвуком	
<i>Я.Е. Жицкая, А.А. Лешина</i>	35
Использование характеристик рассеяния ультразвуковой волны на упругом шаре для определения его акустических параметров	
<i>Л.М. Котельникова, Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников</i>	37
Исследование влияния структуры акустического поля на характеристики акустооптического взаимодействия в двуосных кристаллах в ячейке с антифазным возбуждением соседних секций	
<i>М.И. Купрейчик, В.И. Балакиши</i>	41
Численное моделирование и 3D визуализация сдвиговых волн в мягких биологических тканях	
<i>А.А. Лисин, И.Ю. Демин</i>	46
Регистрация образования наночастиц при ультразвуковой абляции гипсового фантома почечного камня в воде	
<i>А.П. Брысев, Р.В. Клопотов, Д.И. Макалкин</i>	49

Экспериментальная реализация нелинейного параметрического взаимодействия капиллярно-гравитационных волн, индуцированного радиационным давлением ультразвука	
<i>Л.М. Крутянский, В.Л. Преображенский, Д.И. Макалкин, А.П. Брысев, Р. Pernod....</i>	53
Акустооптические характеристики двулучепреломляющих кристаллов ультрафиолетового диапазона альфа- и бета-BaB₂O₄	
<i>М.В. Марунин, В.Б. Волошинов</i>	57
Разработка цилиндрической акустической линзы для управления амплитудно-фазовыми характеристиками оптического излучения	
<i>А.В. Быханов, А.С. Мачихин, В.Э. Пожар, А.Б. Козлов</i>	60
Исследование скалярно-векторных характеристик акустического поля с помощью разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей	
<i>Е.В. Медведева, Б.И. Гончаренко, А.С. Шуруп</i>	63
Исследование воздействия акустических волн на электронный транспорт в металлических нанопроводах	
<i>А.Е. Мельников, Е.С. Солдатов, С.А. Дагесян, В.В. Колесов, И.Е. Кузнецова.....</i>	66
Пикосекундная акустика в наноструктурах со сверхбыстрым фазовым переходом	
<i>Я.А. Мозунов, А.Е. Федянин, F. Fernández, S. Lysenko, A.J. Kent, А.В. Щербачков, А.М. Калашишникова, А.В. Акимов.....</i>	68
Акустооптическая дифракция терагерцевого излучения в сжиженном элегазе при комнатной температуре	
<i>П.А. Никитин, А.К. Никитин</i>	72
Оценка параметров акустооптических устройств управления терагерцевым излучением на основе монокристаллов	
<i>П.А. Никитин</i>	74
Методы визуализации акустических полей в жидкостях	
<i>А.И. Перятинская, Е.Д. Стеняева, К.Н. Антонов, С.А. Петросян</i>	76
Влияние различных траекторий перемещения фокуса на равномерность тепловых эффектов при импульсном нелинейном воздействии ультразвукового фокусированного пучка на биологическую ткань	
<i>П.А. Пестова, М.М. Карзова, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова.....</i>	80
Возбуждение акустических полей с орбитальным угловым моментом в цилиндрических резонаторах с некоаксиально подсоединенными волноводами	
<i>А.С. Пилипчук, А.А. Пилипчук.....</i>	84

Анализ широкоапертурной геометрии взаимодействия в акустооптическом кристалле бромида ртути <i>Д.Л. Пороховниченко, Чж. Рю, Д.В. Зинкин, В.Б. Волошинов</i>	<i>86</i>
Дифракционные методы исследования периодических доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах <i>Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов, М.В. Бородин, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников, А.Е. Шараева, А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур</i>	<i>90</i>
Модуляция ИК излучения в слоистой структуре с использованием карбида кремния <i>И.М. Сопко, Г.А. Князев.....</i>	<i>93</i>
Реализация метода Supersonic Shear Wave Elastography на акустической системе Verasonics и сравнение с методом SWEI <i>А.Е. Спивак, А.Е. Симонов.....</i>	<i>97</i>
Углы преломления и направления векторов групповых скоростей волн ТЕ и ТМ поляризации на границе изотропной среды и полупространства с магнитоэлектрическими эффектом <i>С.К. Глеукинов, Ж.Н. Суйеркулова, В.Г. Можжев.....</i>	<i>99</i>
Акустооптический метод визуализации микрообъектов на основе двойного преобразования Фурье <i>Е.Л. Никишин, М.В. Павлова, А.В. Сучилин</i>	<i>104</i>
Ультразвуковая визуализация в слоистых объектах с помощью разложения пространственно–временного сигнала в спектр плоских волн <i>С.А. Титов, П.В. Зинин.....</i>	<i>108</i>
Изучение свойств физиологического раствора при смешивании с высокоразбавленным раствором NaCl методом акустической спектроскопии <i>А.А. Харчевский, М.Е. Асташев, Н.Н. Родионова, Г.О. Степанов, С.А. Тарасов</i>	<i>111</i>
Акустооптический эффект на сдвиговых акустических волнах в кристалле KRS-5 <i>В.С. Хоркин, М.С. Кузнецов, К.А. Субботин, В.Б. Волошинов.....</i>	<i>114</i>
Влияние глубины фокусировки на компенсацию аберраций при транскраниальном облучении головного мозга мощным фокусированным ультразвуком <i>Д.Д. Чупова, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова.....</i>	<i>117</i>
Характеризация поглощающего слоя с использованием акустической голографии <i>Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, А.Д. Кренделева, О.А. Сапожников.....</i>	<i>119</i>

Эксперимент по выявлению модового состава прибрежного волновода на арктическом шельфе

К.В. Дмитриев, И.А. Панков, С.Н. Сергеев..... 124

Разделение мод морского волновода, образующегося на арктическом шельфе, методами шумовой интерферометрии

С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп 126

Электронная микроскопия крови после осмотического шока и анализ коагуляции крови в капле и объеме

*М.Е. Мелашенко, С.К. Багинский, А.М. Яковлева, А.В. Команова, А.С. Бобина,
Е.М. Пономарчук, С.В. Буравков..... 129*

Сегментация различных клинических случаев гематом для дальнейшего планирования операций с использованием HIFU

А.С. Бобина¹, П.В. Юлдашев², В.А. Хохлова³

¹студент, ²доцент, д.ф.-м.н., ³ст.п., к.ф.-м.н.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*
ana06.97@mail.ru

В современной медицине все большее внимание уделяется неинвазивным методам хирургии. Это связано с тем, что у данных методов имеется множество преимуществ по сравнению со стандартными способами хирургического вмешательства, например, ускоренное восстановление пациента или уменьшение рисков осложнений после манипуляций [1]. К подобным технологиям, например, относится мощный фокусированный ультразвук (англ. HIFU – high intensity focused ultrasound). Метод HIFU основан на следующем принципе: излучатель, расположенный вне тела человека через согласующую среду (воду или специальный гель) фокусирует мощный ультразвуковой пучок в определенную область тела, в которой необходимо осуществить хирургическое воздействие. Это воздействие может быть направлено, например, на разрушение гематом и опухолей в различных органах тела человека, разрушение тромбов, остановку внутренних кровотечений, транспортировку лекарств в нужную область организма и другие применения [2]. Основными проявлениями ультразвукового воздействия являются нагрев ткани, отчего возникает её тепловая денатурация, или механическое разрушение ткани, напрямую связанное с кавитационными эффектами. Также возможен комбинированный эффект, в котором важную роль играет образование паро-газового пузыря за счет кипения ткани [3].

Одним из возможных приложений механического воздействия HIFU является разрушение внутренних гематом. До сих пор нет эффективных и быстрых способов неинвазивного лечения гематом, послеоперационных, либо образующихся после различных травм. Однако это является большой проблемой, так как самостоятельное рассасывание гематомы занимает очень долгое время, а также приносит пациенту постоянную боль в области гематомы. Кроме того, данный вид лечения может сопровождаться осложнениями. Обычно используется хирургическое удаление гематомы с последующим установлением многодневного дренажа. Недавно был предложен метод разжижения гематомы мощным ультразвуковым пучком с дальнейшей аспирацией продуктов разрушения через тонкую иглу, вставленную в разрушенную область гематомы [4].

Для проведения подобных хирургических манипуляций, основанных на использовании метода HIFU, необходимо предварительное планирование оперативного вмешательства и разработка безопасного и эффективного протокола терапевтического воздействия, что в целом является одной из основных задач в неинвазивной ультразвуковой хирургии. Одной из составляющих для создания такого протокола облучения является количественная информация о параметрах ультразвукового поля в облучаемой области вблизи фокуса, а также в его окрестности. При этом необходимо учитывать, что биологические ткани тела человека обладают неоднородной структурой. Определение звукового поля давления в теле человека в клинических условиях с использованием различных измерительных методов является очень сложным и в большинстве случаев невозможным процессом. Численный эксперимент является альтернативным способом получения количественной информации о пространственной структуре ультразвукового пучка и достигаемых уровнях [5].

Для описания распространения ультразвука в неоднородной среде, такой, как биологическая ткань, часто используется уравнение Вестервельта [6,7]:

$$\rho_0 \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} + \frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + L_A(p). \quad (0)$$

Здесь p – акустическое давление, c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность, ε – нелинейный параметр, δ – коэффициент термовязкого поглощения среды. Линейный оператор $L_A(p)$ описывает частотно-зависимое поглощение вида $\alpha(f) = \alpha_0(f/f_0)^n$ и соответствующую дисперсию, характерные для биологических тканей, α_0 – коэффициент поглощения на частоте f_0 . В данном уравнении все вышеперечисленные акустические параметры являются функциями пространственных координат. Главный эффект от неоднородностей заключается в рефракции пучка на неоднородностях скорости звука с последующим нарушением фокусировки [8]. Неоднородности плотности в основном приводят к уменьшению интенсивности пучка при прохождении границы раздела слоев ткани с разной плотностью.

Из вышесказанного следует, что для построения решения уравнения (1) необходимо знание всех входящих в него акустических параметров среды в каждой точке пространства. Этими параметрами являются: скорость распространения звука, плотность, коэффициенты поглощения и нелинейности. Известно, что скорость звука и плотность биологических тканей достаточно сильно коррелируют друг с другом, а значит знание пространственного распределения одного из этих параметров достаточно для восстановления другого [9]. Однако остальные акустические параметры не имеют такой сильной связи друг с другом, из-за чего необходимо восстанавливать распределения этих параметров иными способами. Кроме того, необходимо учитывать, что акустические параметры гематом и новообразований в теле зачастую являются неизвестными. Однако если считать, что отдельные ткани и органы являются однородными по своему объему, то достаточно выделить все области, принадлежащие этой ткани (или органу) и присвоить им значения искомым параметров, которые известны из литературы [10]. Таким образом, для решения задачи определения акустических параметров необходимо отсегментировать по типу ткани или органу диагностические изображения тела человека, которые могут быть получены, например, с использованием метода компьютерной томографии.

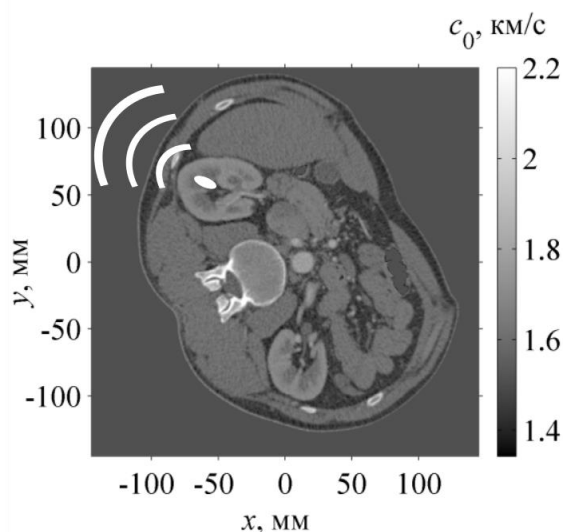


Рис.1 – Геометрия фокусировки ультразвукового пучка в теле человека. Распределение скорости звука c_0 , восстановленное по данным компьютерной томографии человека в плоскости xy .

Компьютерная томография (КТ) является одним из наиболее успешных методов неразрушающего послойного исследования внутренней структуры тела человека. Метод основан на измерении и компьютерной обработке разности ослабления рентгеновского излучения различными по плотности тканями [11]. Поэтому из КТ изображений, яркость которых описывается по шкале Хаунсфилда, можно восстановить плотность тканей в каждой точке тела пациента, а затем скорость звука.

Распределения скорости звука в дальнейшем использовались в данной работе для сегментации КТ изображений на основе наличия контраста по этому параметру между различными тканями и органами. Так, ранее была выполнена сегментация КТ торса человека с выделением здоровой почки, кожи, жировой и мышечной тканей, а также костей [12], (Рис. 1). Целью данной работы является создание универсальных алгоритмов сегментации для различных типов гематом, а также определение удобных и безопасных коридоров облучения. Сегментация гематомы является достаточно сложной задачей, так как ее основные акустические параметры изначально неизвестны, а объем, как правило, варьируется от 100 мл до 1000 мл. Кроме того, гематомы иногда имеют схожие скорости звука с расположенными рядом тканями и органами.

В данной работе алгоритм выделения гематомы был аналогичен алгоритму, использованному для выделения других органов, таких как почка или печень. Работа алгоритма основывается на следующих свойствах гематомы. Так как гематома, как правило, имеет четкий контур и обволакивается жировой прослойкой, то ее можно выделять по методу поиска контраста по скорости звука относительно скорости звука самой жировой прослойки. В начале работы алгоритма вручную отмечается точка (пиксель), которая заведомо принадлежит гематоме. Далее относительно нее начинается поиск соседних точек со схожей скоростью звука, то есть находящейся в необходимом диапазоне. Таким образом, закрашивается окружающая эту точку область до тех пор, пока программа не доходит до точек, где скорость звука сильно выше или сильно ниже той, что принадлежит точкам, лежащим в гематоме. Пороговые значения при этом выставлялись вручную, а контроль осуществлялся визуально сравнением отсегментированной области и исходного изображения. Так, скорость звука всех рассмотренных гематом находится в диапазоне 1550 м/с до 1650 м/с, а плотность близка к плотности воды, что соответствует тому факту, что гематома, по сути, является свернувшейся кровью.

Примеры результатов сегментации представлены на рис.2. На рис.2 (а) показан отсегментированный слой гематомы печени, где темно красным выделена печень, ярко-красным – гематома, рыжим – кости, светло-синим – жировая прослойка, а ярко-голубым – кожа. На рис.2 (в) показан этот же слой до сегментации, на котором видно, что гематома имеет схожую скорость звука с некоторыми другими органами тела человека, например, с желчным пузырем, который расположен чуть ниже задней части печени. На рис.2 (б) представлен отсегментированный слой подкожной гематомы в области кишечника, где ярко-желтым выделена гематома, рыжим – кости, светло-синим – жировая прослойка, а ярко-зеленым – кожа. На рис.2 (г) показан этот же слой до сегментации, на котором, так же, как и со случаем с гематомой печени, видно, что подкожная гематома имеет схожую скорость звука с некоторыми другими органами тела человека, например, с участками кишечника.

Из полученных результатов видно, что гематомы можно сегментировать так же, как и здоровые органы, однако, для каждой отдельной гематомы требуется подбирать свои пороговые значения скорости звука. В дальнейшем планируется использование полученных пространственных распределений для выполнения численного моделирования распространения ультразвуковых пучков на основе уравнения (1).

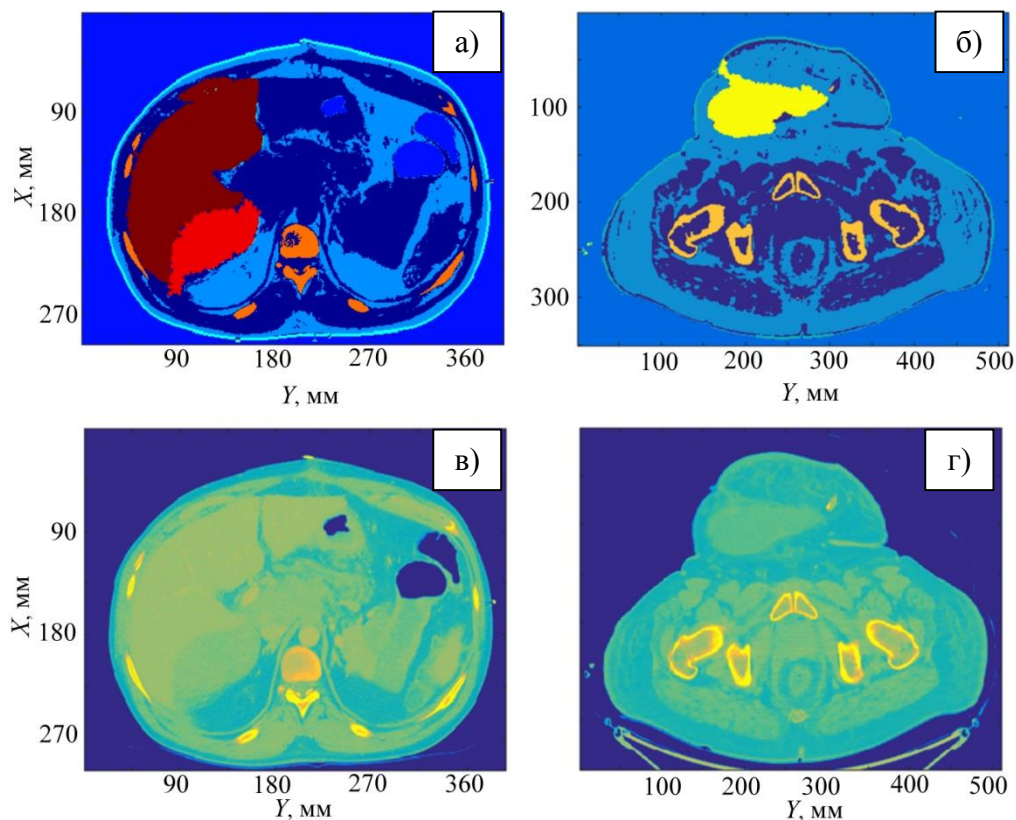


Рис.2 (а) – Отсегментированный слой торса тела человека в плоскости $x-y$ с гематомой печени, (б) – КТ тела человека с гематомой печени до сегментации, (в) – отсегментированный слой торса тела человека в плоскости $x-y$ с подкожной гематомой, (г) – КТ тела человека с подкожной гематомой до сегментации.

Работа выполнена при поддержке Charles Steger Global Internship Program of the Focused Ultrasound Foundation и стипендии для студентов физического факультета фонда Базис.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов Л.Р. «Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине». М.: Фазис, 2013.
2. Dorenberg E.J. *et al.* // *Minim. Invasive Therapy and Allied Technol.* 2013. V. 22(2). P. 73–79.
3. Бэйли М.Р. *и др.* // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
4. Khokhlova T.D. *et al.* // *Ultrasound in Med. & Biol.*, Vol. 42, No. 7, pp. 1491–1498, 2016
5. J. Gu and Y. Jing // *IEEE. Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 62, no. 11, pp. 1979–1992, 2015.
6. Westervelt P. J. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1963. V. 35. № 4. P. 535–537.
7. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. // *Акуст. журн.* 57(3), 2011, С. 337–347.
8. Treeby B. *et al.* // *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 131, no. 6, pp. 4324–4336, 2012.
9. Mast T.D., *et al.* // *ARLO* 1(2), Oct 2000
10. Duck F.A., *et al.* // Ch.4, Academic Press, London, 1990.
11. Schneideryx U., *et al.* // *Phys. Med. Biol.* 41(1996) 111–124
12. Бобина А.С., *и др.* // Сборник трудов XVI Всероссийской школы-семинара Физика и применение микроволн имени профессора А.П. Сухорукова (Волны-2017), С. 7–10.

Акустооптическое качество оптически двуосного кристалла LNM

М.Г. Мильков¹, В.А. Сухарев², Д.Ю. Великовский³

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
Физический факультет, Москва, Россия

²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева

³Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
milkov1981@mail.ru

Акустооптическое (АО) взаимодействие приводит к дифракции света на ультразвуковой волне [1]. Интенсивность дифрагированного света зависит как от мощности ультразвуковой волны и соблюдения условия фазового синхронизма Брэгга, так и от такого важного параметра акустооптической среды, как величина акустооптического качества M_2 . В настоящей работе были измерены значения величины акустооптического качества в образце кристалла литий-натрий-молибден (LNM) при дифракции на продольной акустической волне. Также были измерены скорости продольных акустических волн при их распространении вдоль главных кристаллографических осей и величины затухания этих волн.

Область применения кристаллов сложных молибдатов весьма широка. Их применяют в качестве сцинтилляторов, детекторов двойного β -распада, датчиков «темной материи», а также акустооптических модуляторов лазерного излучения и пр.[1,3]. В настоящей работе решалась как задача по выращиванию кристаллов сложных молибдатов, так и задача по экспериментальному изучению их акустооптических свойств.

Монокристалл состава $LiNa_5Mo_9O_{30}$ характеризуется низшей, орторомбической симметрией $mm2$, с параметрами элементарной ячейки $a=7.2265$, $b=37.1575$, $c=17.9398$. Диэлектрическая ось X совпадает с кристаллографической осью a , ось Y осью c , а ось Z совпадает с осью b . Кристалл не является водорастворимым и имеет твердость по шкале Мооса равную 5. Впервые фаза $LiNa_5Mo_9O_{30}$ была получена в работе [4], впервые монокристалл $LiNa_5Mo_9O_{30}$ был выращен в работе [5]. Монокристалл LNM принадлежит к орторомбической системе. Плотность кристалла составляет 4.04 г/см^3 [5].

Для выращивания монокристалла были использованы сверхчистые реактивы, Li_2CO_3 , Na_2CO_3 , чистотой 4N, производства Fox-Chemicals GmbH, и особо чистый оксид молибдена чистотой 6N, производства ARMOLED. Контроль качества реактивов проводился методом ICP-MS.

Методом крутильных колебаний была определена вязкость расплава которая составила 25 сПз при 600 °С. Плотность расплава была определена высокотемпературным ареометром и составила 3.25 г/см^3 .

Монокристалл состава $LiNa_5Mo_9O_{30}$ имеет конгруэнтный характер плавления и был выращен низкоградиентным методом Чохральского при градиенте температуры в расплаве 1 К/см. Скорость вытягивания составила 1 мм/час, скорость вращения кристалла варьировалась от 8 до 25 об/мин. Выращивание кристалла проводили из стехиометрического состава на затравку, ориентированную в направлении главной оси. Контроль стехиометрии выращенного кристалла проводили методом ВИМС, по всей длине були. Было установлено, что 75% були имеет стехиометрический состав.

Для определения оптимальных условий выращивания монокристалла было проведено численное моделирование теплового узла. Рассчитанная конфигурация теплового узла позволила вырастить качественный монокристалл, масса которого более 250 грамм.

Измерения коэффициента акустооптического качества проводились по методу Диксона-Коэна [6]. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм. Ультразвук проходил сначала через буферную ячейку на основе плавленного кварца, а затем через глицериновую склейку проходил в исследуемый образец. Сам образец был вырезан в виде прямоугольного параллелепипеда так, что его ребра были параллельны главным кристаллографическим осям. Размеры образца были следующими: 4,6 мм вдоль оси a , 11,5 мм вдоль оси b и 8,7 мм вдоль оси c . Исследуемый образец вырезан таким образом, что его грани ортогональны кристаллографическим осям.

То обстоятельство, что данный образец вырезан по этим осям, также было подтверждено получением коноскопических картин, соответствующих распространению света вдоль диэлектрических осей, которые в данном кристалле совпадают с кристаллографическими. В работе также была получена коноскопическая картина, соответствующая распространению света вдоль оптических осей образца.

Методом Диксона были проведены измерения величин акустооптического качества кристалла LNM. Измерения проводились на продольной ультразвуковой волне с частотой 80 МГц. В качестве буфера также использовалась АО ячейка на основе плавленного кварца. Измерения были проведены для трех направлений распространения ультразвука (вдоль осей a , b и c), и шести направлений распространения света с длиной волны $\lambda=633$ нм. Поляризации света совпадали с собственными оптическими модами образца. Результаты измерения коэффициента АО качества M_2 представлены в таблице.

Следует отметить, что в кристаллах орторомбической системы для продольной ультразвуковой волны и для каждого из трех направлений распространения акустической волны, параллельных главным кристаллографическим осям есть только три различных значения M_2 , а не четыре. Однако в таблице, где представлены измеренные в работе значения коэффициентов АО качества M_2 , для каждого направления распространения акустической волны приведены значения четырех коэффициентов АО качества, а не трех. Те пары коэффициентов, которые в теории должны быть равными, приведены в одной строке и совпадают друг с другом в пределах погрешности.

Таблица 1. Значения коэффициентов акустооптического качества

Направление распространения акустической волны (вдоль оси)	Направление распространения света (вдоль оси)	Направление поляризации света (вектор \mathbf{E} вдоль оси)	Значение коэффициента акустооптического качества M_2 , $\times 10^{-18}$ сек ³ /гр
$a(X)$	$b(Z), c(Y)$	$a(X)$	11,9±2.4
		$c(Y)$	8,4±1.7
$a(X)$	$b(Z)$	$c(Y)$	13,1±2.6
$a(X)$	$c(Y)$	$b(Z)$	10,9±2.2
$b(Z)$	$a(X), c(Y)$	$b(Z)$	2,0±0,4
		$c(Y)$	1,7±0,3
$b(Z)$	$a(X)$	$c(Y)$	0,9±0,2

$b(Z)$	$c(Y)$	$a(X)$	1.1 ± 0.2
$c(Y)$	$a(X), b(Z)$	$c(Y)$	5.5 ± 1.1 6.4 ± 1.3
$c(Y)$	$a(X)$	$b(Z)$	8.1 ± 1.6
$c(Y)$	$b(Z)$	$a(X)$	5.5 ± 1.1

Важной характеристикой того или иного материала, через который при его использовании в технологии и технике проходит акустическая волна, является величина затухания в нем ультразвука. Затухание ультразвука – это уменьшение амплитуды и, как следствие, интенсивности звуковой волны по мере ее распространения в среде.

Затухание ультразвука происходит по различным физическим причинам. Основными из них являются следующие: (1) убывание амплитуды волны по мере распространения от источника, обусловленное расходимостью ультразвуковой волны, (2) рассеяние ультразвука на неоднородностях среды и (3) поглощение ультразвука, а именно необратимый переход энергии звуковой волны, например, в тепло.

Поглощение ультразвука обусловлено различными физическими механизмами: вязкостью и теплопроводностью среды, взаимодействием волны с различными молекулярными процессами вещества и др.

Измерения затухания ультразвука в монокристалле LNM проводились акустооптическим способом. Известно, что интенсивность дифрагированного света при акустооптическом эффекте зависит от множества факторов [1]. Что же касается зависимости интенсивности дифрагированного света от интенсивности ультразвуковой волны в области акустооптического взаимодействия, то при малой эффективности дифракции она является практически линейной. Это обстоятельство позволяет провести измерение величины затухания ультразвука [7].

Затухание ультразвука акустооптическим методом можно также измерить следующим образом. Ультразвуковая волна запускается в кристалл в импульсном режиме. Длительность импульса должна быть достаточно малой, а период следования импульсов – много больше длительности импульса. Диаметр лазерного луча, проходящего через среду, должен быть существенно меньше размеров исследуемого образца. Импульс ультразвуковой волны, запущенный в исследуемую среду через входную грань, распространяется в ней вдоль исследуемого направления, проходит через лазерный пучок и после отражается от грани, противоположной грани входной, затем возвращается назад и снова проходит через лазерный пучок.

Из-за затухания ультразвуковой волны интенсивность дифрагированного света I_2 на импульсе, идущем обратно, будет меньше интенсивности I_1 . Дифрагированные пучки попадают на фотоприемник и регистрируются осциллографом, который синхронизирован с задающим генератором импульсов. Регистрация интенсивности каждого импульса проводится после того, как угол падения света на ультразвук соответствует выполнению условия фазового синхронизма Брэгга [1, Парыгин]. Расстояние L , которое прошла акустическая волна в среде между двумя этими актами рассеяния, несложно определить как произведение скорости распространения ультразвуковой волны вдоль выбранного направления в среде v на временную задержку между первым и вторым импульсом дифрагированного света: $\tau - L = v \tau$. Отношение $a = I_2/I_1$ дает нам абсолютное значение затухания ультразвука по интенсивности в случае прохождения ультразвуковой волной с частотой f расстояния L в среде.

Величина

$$\Gamma = \frac{10 \cdot \lg(I_2 / I_1)}{(10^{-9} \cdot f)^2 \cdot 10^{-2} \cdot L} \quad (1)$$

дает значение затухания в единицах дБ/см·ГГц².

Данный подход к измерению затухания ультразвука позволяет избежать необходимости пропускания лазерного пучка через различные области исследуемого образца и, как следствие, не требует нормировки интенсивности дифрагированного света на интенсивность прошедшего пучка I_0 . Такая нормировка вносит дополнительную погрешность в том случае, если оптические грани образца по-разному в различных точках этих граней рассеивают лазерный пучок. Также следует отметить, что измерения затухания следует проводить на столь высоких частотах, на которых оно себя начинает проявлять.

Этот метод имеет следующие ограничения: (1) в исследуемой среде важна реализация акустооптического рассеяния и регистрация двух упомянутых выше импульсов, (2) расходимость ультразвука должна быть малой, а ультразвуковая волна должна распространяться вдоль тех направлений среды, где нет существенного акустического сноса.

Для проверки данного метода измерения затухания продольной ультразвуковой волны с частотой 180 МГц были сначала проведены измерения затухания в акустооптической ячейке на основе плавленного кварца. Эти измерения дали величину абсолютного затухания $a=0,83$ раза при прохождении волной в этой среде пути $L=2,3$ см. Пересчет этого значения в единицы дБ/см·ГГц² дает значение затухания, равное -11 дБ/см·ГГц², что близко к данным, полученным в различных работах.

Измеренные значения скоростей продольных акустических волн акустооптическим способом (сравнением углов разведения лучей, дифрагированных в +1 и -1 порядок дифракции в плавленном кварце и в образце) получились следующими: $V_a=4100 \pm 10$ м/с, $V_b=5235 \pm 10$ м/с, $V_c=4780 \pm 10$ м/с.

Продольная ультразвуковая волна с частотой 180 МГц генерировалась в упомянутой выше акустооптической ячейке (буфере) на основе плавленного кварца и запускалась в образец LNM поочередно вдоль каждой из трех кристаллографических осей – a , b и c . Акустический контакт входной для ультразвука грани образца и выходной грани буфера осуществлялся через слой глицерина. Грань образца, противоположная входной грани (отражающая грань), не имела акустического контакта с каким-либо твердым или жидким телом для того, чтобы коэффициент отражения ультразвукового импульса от этой грани можно было считать равным единице. Кристалл просвечивался лазерным лучом от гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм и диаметром около 1 мм. Измерения затухания ультразвука проводились описанным выше способом, а именно измерением отношения интенсивности I_2 дифрагированного света на акустическом импульсе после его отражения от соответствующей грани с его интенсивностью I_1 в результате дифракции на том же импульсе, идущем в направлении отражающей грани. Луч света пропускаться через образец на двух разных расстояниях от отражающей грани, что давало 2 различных значения абсолютного затухания a ($a < 1$) для двух различных расстояний (длин пробега волны), пройденных ультразвуком. Также были рассчитаны значения затухания Γ в единицах дБ/см·ГГц². Более близким к истинному значению Γ следует считать то, которое рассчитано для случая большего расстояния, пройденного ультразвуком в выбранном направлении в образце. Погрешность определения скорости ультразвука составляет 0,5%, погрешность определения промежутка времени τ , а, следовательно, и длины пробега L – около 5%.

Погрешность определения интенсивности ультразвуковой волны (интенсивности дифрагированного света) – около 10%.

В таблице, приведенной ниже, приведены значения абсолютного затухания a при длине пробега волны L и затухания Γ в единицах дБ/см·ГГц².

Таблица 2. Измеренные значения затухания ультразвука в монокристалле LNM

Направление	I_1 , отн. ед.	I_2 , отн. ед.	L , см	$a=I_2/I_1$	Γ , дБ/см (180 МГц)	Γ , дБ/см·ГГц ²
a	70	64	0,53	0,91	0,73	20±2
	48	46	0,33	0,96	0,56	
b	56	50	1,8	0,89	0,27	9±1
	48	44	1,1	0,92	0,34	
c	95	85	1,2	0,89	0,39	11±1
	100	95	0,7	0,95	0,33	

Измеренные значения затухания ультразвука показали, что данный параметр является вполне допустимым для применения кристалла литий-натрий-молибдена (LNM) в акустооптике.

Работа выполнена по гранту РФФ 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА:

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” // М.: Радио и связь. 1985. 279 с.
2. V.N. Shlegel, V.I. Tretyak, M. Velazquezj.et.al. // Astroparticle Physics. 2016. No 72, P. 38-45.
3. Martynyuk-Lototska I. et al. Acoustic anisotropy for acoustooptic NaBi(MoO₄)₂ crystals // Ukrainian journal of physical optics. 2015. No 16. No 2. P. 69-76.
4. Hamza H. et al. LiNa₅Mo₉O₃₀ // Acta Crystallographica Section E: Structure Reports Online. 2012. T. 68. No. 11. P. 80-81.
5. Zhang W. et al. LiNa₅Mo₉O₃₀: Crystal growth, linear, and nonlinear optical properties // Chemistry of Materials. 2016. T. 28. No. 12. P. 4483-4491.
6. R.W. Dixon and M.G. Cohen. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate. // Appl. Phys. Lett. 1966. 8 (8), 205.
7. V.B.Voloshinov, E.A.Lemyaskina. Acousto-Optic Measurements of Ultrasound Attenuation in Tellurium Dioxide Crystal // Acta Physica Slovaca. 1996. v.46. N6. p.733-738.

Взаимодействие регулярных и шумовых слабых сигналов с фронтом ударной волны

С.Н. Гурбатов¹, О.В. Руденко², А.В. Тюрина¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

vanilch22@gmail.com

Взаимодействие слабых регулярных и шумовых сигналов с фронтом ударной волны описываются уравнением Бюргера в следующем виде:

$$\frac{\partial V}{\partial z} - V \frac{\partial V}{\partial \theta} = \Gamma \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \quad (1)$$

Здесь применяются безразмерные обозначения:

$$V = \frac{u}{u_0}, \theta = \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right), z = \frac{x}{x_{SH}} = \frac{\varepsilon \omega u_0}{c_0^2} x, \Gamma = \alpha x_{SH} = \frac{b \omega}{2 \varepsilon c_0 \rho_0 u_0} \quad (2)$$

В (2) V – это колебательная скорость, нормированная на u_0 – амплитудное или пиковое значение скорости. Время θ измерено в системе координат, бегущей вместе с волной со скоростью звука c_0 , нормированное на характерную длительность ω^{-1} сигнала. Расстояние z измерено в единицах длин образования разрыва x_{SH} ; Γ – обратное акустическое число Рейнольдса. Характеристики среды: ε , b – параметры нелинейности и диссипации, ρ_0 – равновесная плотность [1].

Взаимодействие сигналов с ударным фронтом, моделируемым линейно наклоненным участком профиля, удобно описывать с помощью проективного преобразования. Если $V = \Phi(z, \theta)$ – точное решение (1), то решением будет выражение:

$$V = \frac{1}{1 - z/z_0} \Phi \left(\frac{z}{1 - z/z_0}, \frac{\theta}{1 - z/z_0} \right) + \frac{\theta}{z_0 - z} \quad (3)$$

Второе слагаемое в (3) представляет собой фронт волны, нарастающий во времени по линейному закону: передний при $z < z_0$ и задний при $z > z_0$ (для периодической волны).

Рассмотрим модельную задачу – взаимодействие интенсивного гармонического сигнала V_{LF} с ВЧ сигналом V_{HF} в виде суммы двух синусоид на частотах гармоник [2]:

$$V(z=0, \theta) = V_{LF} + V_{HF}, \quad V_{LF} = a_0 \sin(\omega_0 \theta), \quad V_{HF} = -\frac{1}{3} \sin(4\omega_0 \theta) - \frac{2}{3} \sin(8\omega_0 \theta) \quad (4)$$

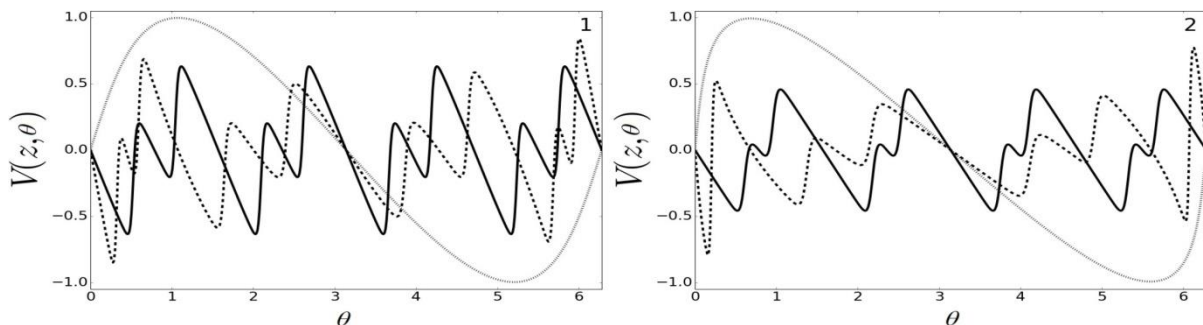


Рис. 1. Взаимодействие интенсивного гармонического сигнала с высокочастотным сигналом.

На рис. 1.1 и 1.2 сплошной линией показано распространение высокочастотного сигнала в отсутствие интенсивной гармонической волны накачки, штриховой линией – форма ВЧ сигнала, полученная вычитанием накачки из смеси сигнал-накачка, пунктирной линией – интенсивный сигнал при $z=0.5$ (рис. 1.1) и $z=0.9$ (рис. 1.2). Число Гольдберга $\Gamma=0.01$, $\omega_0=1$, $a_0=1$. При распространении ВЧ шума происходит слияние разрывов, что приводит к перемещению спектра в область низких частот. Взаимодействие ВЧ сигнала с волной накачки на ее переднем фронте приводит к увеличению амплитуды сигнала, уменьшению его временного масштаба и к более раннему слиянию разрывов. На заднем фронте происходят противоположные процессы. При прохождении волной расстояния $z=z_0$ линейно нарастающий фронт становится «вертикальным», появляются неоднозначности в преобразовании (3). Для устранения особенности нужно учесть сглаживание фронта за счет диссипации.

В уравнении (1) считаем регулярное возмущение V_0 сильной волной, а сигнал V_1 слабым. Ищем решение в виде $V=V_0+V_1$. Пусть сильная волна удовлетворяет уравнению (1). Тогда уравнение для вспомогательной функции S слабого сигнала [2, 3]:

$$\frac{\partial S}{\partial z} - V_0 \frac{\partial S}{\partial \theta} = \Gamma \frac{\partial^2 S}{\partial \theta^2}, \quad V_1 = \frac{\partial S}{\partial \theta} \quad (5)$$

Приближенным решением уравнения Бюргерса, описывающим формирование фронта ударной волны в диссипативной среде, является $V_0 = \tanh(a(z)\theta)$. Характерная ширина этого фронта $\Delta\theta = a^{-1}(z)$ может изменяться с расстоянием согласно (см. рис. 2):

$$\frac{da}{dz} = a^2(1 - 2\Gamma a) \quad (6)$$

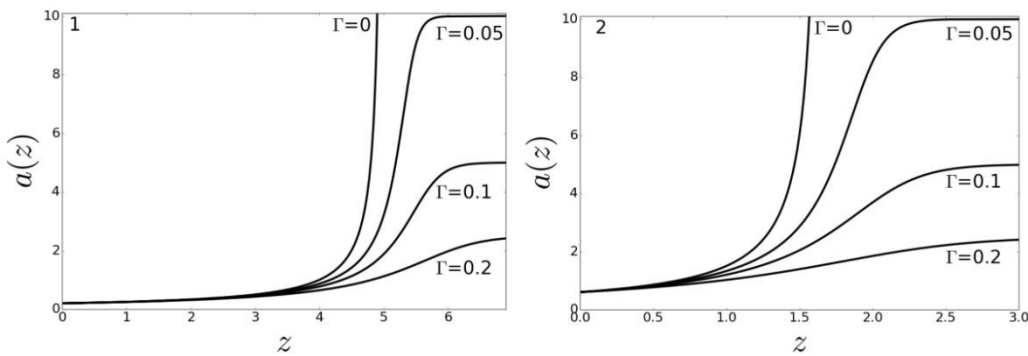


Рис. 2. Градиент ударного фронта $a(z)$: 1 – при $a_0=0.2$, 2 – при $a_0=0.6$.

Ограничимся центральной областью фронта, для чего заменим гиперболический тангенс его аргументом. При этом уравнение (5) с переменным коэффициентом удастся свести к уравнению диффузии с помощью замены переменных:

$$\frac{\partial S}{\partial \zeta} = \Gamma \frac{\partial^2 S}{\partial T^2}, \quad \zeta[a(z)] = \frac{1}{4\Gamma a_0^2} \left[\frac{(1 - 2\Gamma a_0)^2}{(1 - 2\Gamma a)^2} - 1 \right], \quad T = \beta[a(z)]\theta = \frac{a}{a_0} \frac{1 - 2\Gamma a_0}{1 - 2\Gamma a} \theta \quad (7)$$

Уравнение для корреляционной функции вспомогательной переменной S :

$$\frac{\partial R_S}{\partial \zeta} = 2\Gamma \frac{\partial^2 R_S}{\partial T^2}, \quad R_S(\zeta, T = T_1 - T_2) = \langle S(\zeta, T_1) S(\zeta, T_2) \rangle \quad (8)$$

Его решением при некотором начальном условии является функция:

$$R_S(\zeta, T) = \frac{1}{\sqrt{8\pi\Gamma\zeta}} \int_{-\infty}^{\infty} R_S(0, T') \exp\left[-\frac{(T-T')^2}{8\Gamma\zeta}\right] dT' \quad (9)$$

Тогда нетрудно вычислить корреляционную функцию шума:

$$R_{V_1}(z, \theta = \theta_1 - \theta_2) = \langle V_1(z, \theta_1) V_1(z, \theta_2) \rangle = -\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} R_S(z, \theta) \quad (10)$$

В качестве примера возьмем решение уравнения (9) в виде функции Гаусса:

$$R_S(\zeta, T) = \frac{1}{\sqrt{1+8\Gamma\zeta}} \exp\left(-\frac{T^2}{1+8\Gamma\zeta}\right) \quad (11)$$

В этом случае корреляционная функция шума имеет вид:

$$R_{V_1}(z, \theta) = I(z) \left(1 - \frac{2\theta^2}{t_{CORR}^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{\theta^2}{t_{CORR}^2(z)}\right) \quad (12)$$

Здесь $I(z)$ – интенсивность волны, которая выражается следующим образом:

$$I(z) = R_{V_1}(z, \theta = 0) = \left[\frac{a(1-2\Gamma a_0)}{a_0(1-2\Gamma a)}\right]^2 \left\{1 + \frac{2}{a_0^2} \left[\frac{(1-2\Gamma a_0)^2}{(1-2\Gamma a)^2} - 1\right]\right\}^{-\frac{3}{2}} \quad (13)$$

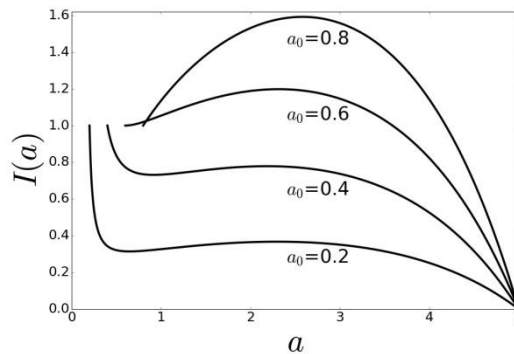


Рис. 3. Интенсивность шумового сигнала I в зависимости от градиента ударного фронта a при $\Gamma=0.1$.

На рис. 3 изображена зависимость интенсивности сигнала от градиента ударного фронта a , который меняется от начального значения a_0 до стационарного значения $a^*=1/2\Gamma=5$ при $\Gamma=0.1$. С увеличением расстояния, когда крутизна фронта растет, интенсивность увеличивается от исходного значения, проходит через максимум и затем стремится к нулю. Заметим, что немонотонное поведение интенсивности связано именно с учетом диссипативных процессов в среде: формирующийся фронт может усиливать попутный шум в среде, а уже сформировавшийся фронт, напротив, ослаблять его. При малых значениях a_0 накачка имеет такой малый наклон, что на начальном участке практически не влияет на сигнал. В этом случае, несмотря на малость Γ , происходит затухание. Затем вступает в действие накачка, и происходит усиление, которое при приближении к стационару сменяется затуханием.

Рассмотрим случай стационарного фронта $V_0 = \tanh(\theta/2\Gamma)$, который является точным решением уравнения (1). Тогда уравнение (5) сводится к уравнению теплопроводности для вспомогательной функции $U(z, \theta)$:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \Gamma \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2}, U(z, \theta) = S(z, \theta) \exp\left(\frac{z}{4\Gamma}\right) \cosh\left(\frac{\theta}{2\Gamma}\right) \quad (14)$$

Следовательно, получаем:

$$S(z, \theta) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\Gamma z}} \exp\left(-\frac{z}{4\Gamma}\right) \cosh^{-1}\left(\frac{\theta}{2\Gamma}\right) \int_{-\infty}^{\infty} S_0(\theta') \cosh\left(\frac{\theta'}{2\Gamma}\right) \exp\left(-\frac{(\theta - \theta')^2}{4\Gamma z}\right) d\theta' \quad (15)$$

В качестве примера изучим поведение биполярного импульса:

$$V_0(\theta) = \frac{d}{d\theta} \exp\left(-(\theta - \theta^*)^2\right) \quad (16)$$

Из (5), (14), (15) поле скорости выражается как:

$$V(z, \theta) = \frac{\exp\left(-\frac{z^2 + (\theta - \theta^*)^2}{1 + 4\Gamma z}\right)}{\cosh\left(\frac{\theta}{2\Gamma}\right) \sqrt{1 + 4\Gamma z}} \times \left\{ -\left(\frac{2(\theta - \theta^*)}{1 + 4\Gamma z} + \frac{1}{2\Gamma} \tanh\left(\frac{\theta}{2\Gamma}\right)\right) \cosh(\Psi) + \right. \quad (17)$$

$$\left. + \frac{1}{2\Gamma(1 + 4\Gamma z)} \sinh(\Psi) \right\}, \Psi = \frac{\theta}{2\Gamma(1 + 4\Gamma z)} + \frac{2\theta^* z}{1 + 4\Gamma z}$$

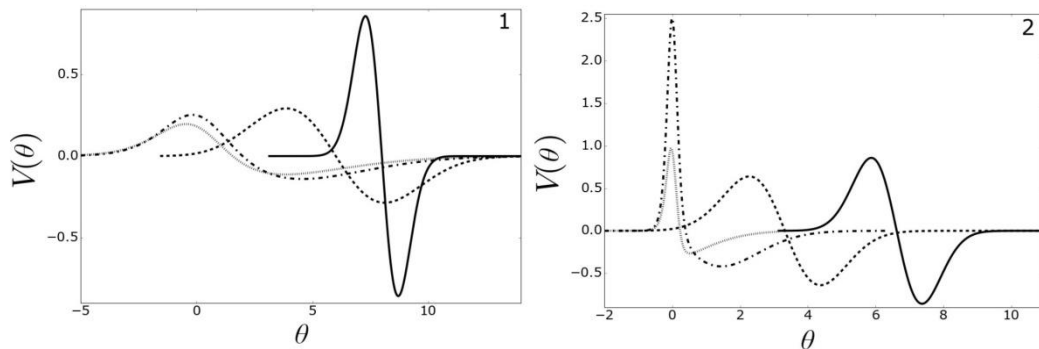


Рис. 4. Форма биполярного импульса при $\theta^*=8$ для расстояний $z=0, 2, 8, 10$: 1 – $\Gamma=1$, 2 – $\Gamma=0.1$.

Когда импульс достигает ударного фронта, его поведение становится различным при больших и малых числах Гольдберга. На рис. 4 сплошной линией изображена форма импульса при $z=0$, штриховой – $z=2$, штрих-пунктирной – $z=8$, пунктирной – $z=10$. При малых значениях Γ из-за сжатия в окрестности ударного фронта наблюдается увеличение амплитуды импульса, затем она убывает из-за диссипации. При больших Γ диссипация становится преобладающей, и амплитуда импульса все время убывает.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00256.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко, А.И. Сайчев “Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии” М.: Физматлит, 2008.
2. С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко, А.В.Тюрина. // Акустический журнал. 2018. Т. 64. № 5. С. 554.
3. S.N. Gurbatov, O.V. Rudenko, A.V. Tyurina. // Wave Motion. 2018. V. 82. P. 20.

Особенности дисперсии клиновых волн в цилиндрических образцах с внешней и внутренней конусообразной поверхностью клина

А.И. Коробов¹, А.А. Агафонов¹, М.Ю. Изосимова¹, А.И. Кокшайский¹, Р.А. Жостков²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

agafonov.alexander94@gmail.com

Обнаруженные в 1972 двумя независимыми исследовательскими группами под руководством Лагасса и Марадудина [1, 2], клиновые упругие волны (КУВ) до сих пор являются объектом пристального внимания. Согласно численным расчетам [1], вдоль рёбер твердотельных линейных клиньев с углами раскрыва от 0° до 90° могут распространяться несколько антисимметричных (изгибных) локализованных мод КУВ. При этом их скорости зависят только от угла и материала клина и не обладают дисперсией:

$$\begin{aligned} V_n &\approx V_R \sin n\theta, \\ n_{\max} \theta &< 90^{\circ} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и далее V_R – скорость поверхностной волны на боковой поверхности клина, n – номер моды КУВ, θ – угол раскрыва клина.

Проведенные экспериментальные исследования клиновых волн подтверждают отсутствие дисперсии скорости КУВ, их низкую скорость распространения и высокую локализацию энергии КУВ у ребра клина. Эти свойства КУВ представляются перспективными для неразрушающего контроля [3, 4]. Энергия антисимметричных мод КУВ сконцентрирована в окрестности ребра клина, смещение частиц в изгибной КУВ в основном происходит в направлении перпендикулярном плоскости, разделяющей угол клина пополам, и экспоненциально затухает с расстоянием от ребра клина

В силу того, что в основном клиновидные структуры (ребра лопасти, крыло, кромки режущих инструментов (сверла, буры и др.)) имеют геометрию отличную от прямого клина, например, с усечениями, выемками (локальным усечением), а также с изгибом ребра клина, то исследование распространения акустических волн в таких структурах является актуальной задачей.

В.В. Крылов в [5] с помощью лучевого подхода аналитически рассчитал дисперсию скорости мод КУВ в клиновидных структурах, ограниченных конической поверхностью с одной стороны и цилиндрической с другой (рис. 1 а,б) в клиньях с малыми углами раскрыва. Было показано что скорость КУВ в цилиндрическом клине обладает дисперсией:

$$V_{\text{цил}} = V_1 \left[1 + \frac{3}{2} \frac{1}{\beta_0 r_0} \right], \quad (2)$$

где V_1 , $\beta_0 = \omega V_1$ скорость и волновой вектор первой моды КУВ в прямолинейном клине, $r_0 = R/\sin(\theta/2)$ – радиус кривизны клина (имеет отрицательное значение, в случае клина ограниченного внешней конической поверхностью), θ – угол раскрыва клина, R – радиус ограничивающего цилиндра. Автор [5] указывает, что выражение (2) применимо только в случае, когда радиус кривизны значительно превышает длину волны, а для первой моды КУВ показывает тенденцию изменения скорости с частотой.

В нашей работе представлены результаты численного моделирования экспериментальных исследований клиновых акустических волн в цилиндрических клиньях, исследованы локализация и дисперсия скорости КУВ. Кроме того, проведены

исследования скорости КУВ в случае, когда внутренняя поверхность клина граничит с жидкостью.

Для проведения экспериментальных исследований из прутка сплава алюминия Д16 диаметром 98 мм были изготовлены два цилиндрических клина с углами равными, угол клина с положительной кривизной $32,78^\circ$. Диаметр ограничивающего цилиндра в клине с отрицательной кривизной составлял 73,2 мм, а угол $32,06^\circ$ (Рис. 1 а, б) Измеренная скорость поверхностной волны в материале клина была равна 2950 м/с.

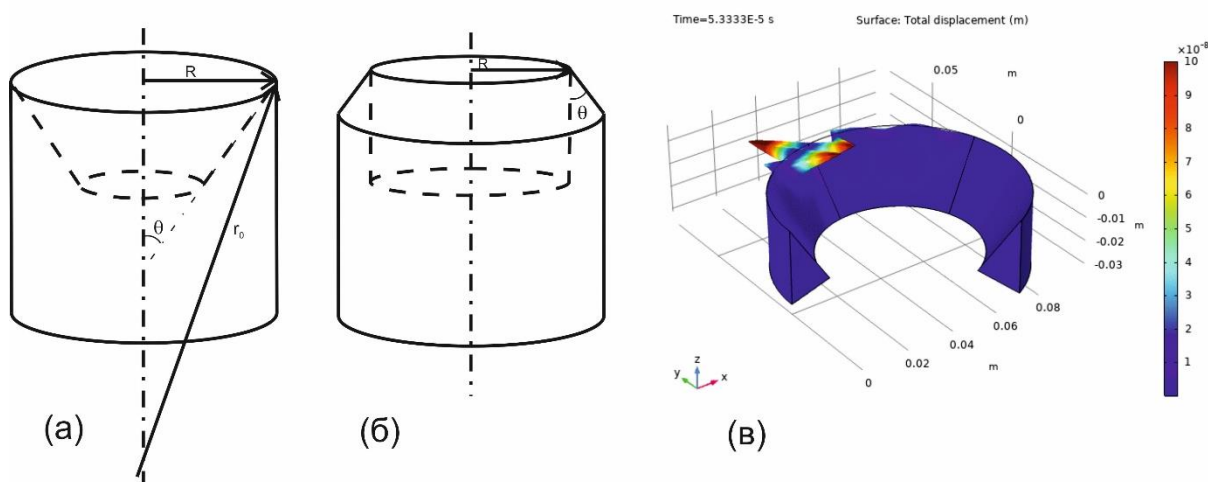


Рис. 1. (а) Цилиндрический клин с положительной кривизной; (б) цилиндрический клин с отрицательной кривизной; (в) – пример результата моделирования распространения КУВ вдоль ребра (60 кГц).

Трехмерное численное моделирование распространения КУВ в цилиндрических образцах заданной конфигурации было выполнено с помощью специального программного обеспечения [6], созданного в среде COMSOL Multiphysics 5.4 [7]. Граничные условия модели соответствовали свободным внешним граням клина, а нижняя часть – слабоотражающему условию для практически полного исключения влияния отраженного сигнала. Для этой же цели протяженность модели ограничивалась 10 длинами волн, а на противоположной от источника торцевой грани клина задано слабоотражающее условие, при этом на ближней торцевой грани задано условие симметрии. Источник представляет собой модулированную окном Ханнинга шириной $2/F$ гармоническую силу амплитудой 1 Н, приложенную к вершине клина и направленную вдоль линии перпендикулярной его ребру и биссектрисе.

Решение задачи проводилось во временной области, а её длительность определялась временем, необходимым КУВ для прохождения всей модели. Размер конечных элементов был выбран таким образом, чтобы ошибка расчетов не превышала 0.5%, а шаг по времени удовлетворял условию Фридрихса-Леви-Куранта с двойным запасом прочности.

Результаты моделирования (дисперсионные кривые и локализация) представлены совместно с результатами аналитического расчета по формуле Крылова (2) и экспериментальных исследований (рис. 1в, 3, 4).

Для проведения экспериментальных исследований использовалась компьютеризованная ультразвуковая установка (рис. 2 а) [8]. Измерения проводились импульсным методом. Возбуждение и прием ультразвуковых КУВ проводилось методом point-to-point с помощью системы из трёх точечных преобразователей (S – зондирующий преобразователь, R1-R2 – принимающие преобразователи с коническими концентраторами). Скорость КУВ определялась по задержке импульса КУВ, а также путем визуализации колебаний ребра клина лазерным виброметром (рис. 2 б). Кроме

того, визуализация позволила получить распределение амплитуды КУВ перпендикулярно ребру клина и оценить локализацию КУВ у ребра клина.

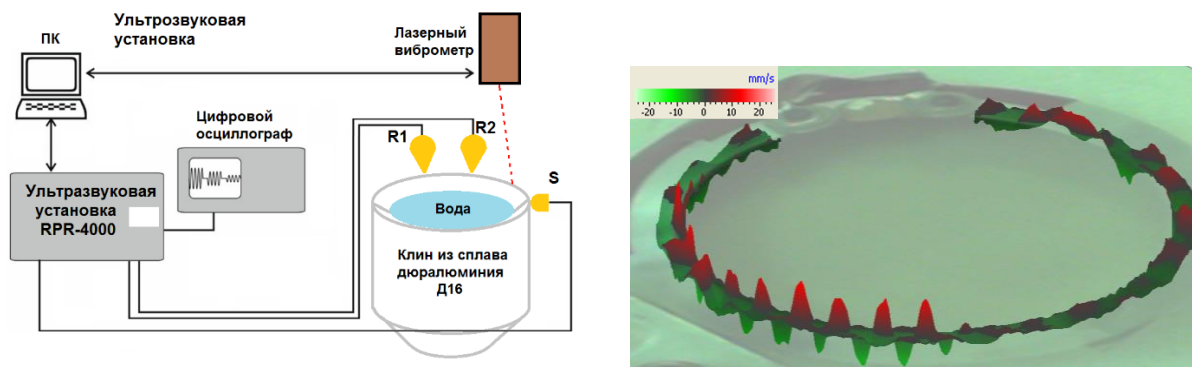


Рис. 2. (а) Экспериментальная установка; (б) визуализация КУВ с помощью лазерного виброметра.

Характер измеренной дисперсионной кривой скорости КУВ соответствует аналитическим оценкам и результатам моделирования. Увеличение скорости КУВ в случае цилиндрического клина с положительной кривизной после 200 кГц объясняется небольшим усечением клина (менее 0,1 мм) во время его изготовления, что приводит к увеличению жесткости клина для КУВ с меньшими длинами волн.

Измерение локализации КУВ проводилось вдоль прямой перпендикулярно ребру клина. На рис. 3б приведены результаты экспериментального измерения локализации КУВ в клине как с положительной, так и с отрицательной кривизной. Амплитуда сигнала нормировалась на ее максимум, а расстояние от вершины клина на длину волны КУВ на частоте эксперимента. Результаты моделирования и экспериментов показывают, что локализация КУВ в цилиндрическом клине выше, чем в прямом клине [9].

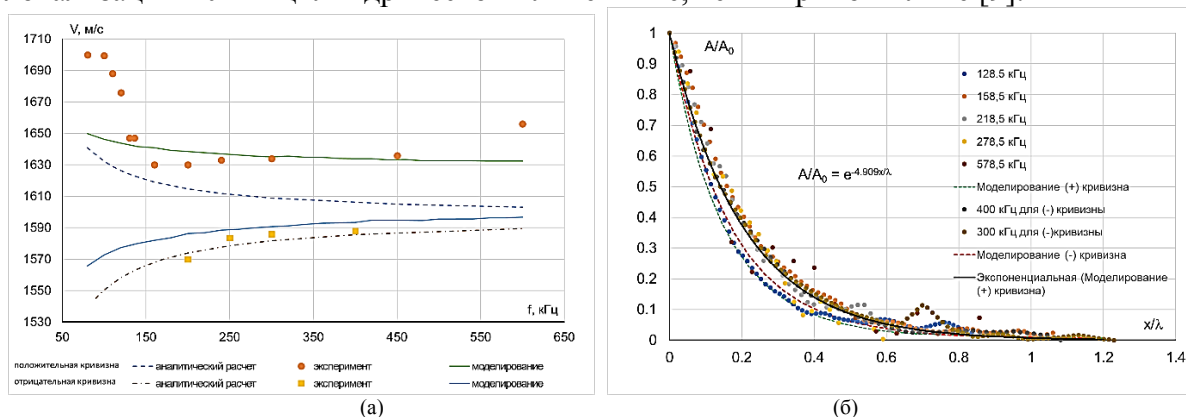


Рис. 3. (а) Дисперсионные кривые для цилиндрических клиньев с положительной и отрицательной кривизной; (б) локализация КУВ в цилиндрических клиньях с положительной и отрицательной кривизной.

Были проведены исследования зависимости скорости КУВ от уровня жидкости, заполняющей цилиндрический клин (рис. 4). Граничные условия с разных сторон клина при этом были различными. В качестве жидкости использовалась вода, ее уровень оценивался в долях длины волны от ребра клина (x/λ), при этом значению 0 соответствует уровень воды у ребра клина, а увеличение значения x/λ соответствует уменьшению уровня воды в клине. Как видно на рис. 4, при увеличении области клина свободной от жидкости, скорость КУВ начинает резко увеличиваться до скорости КУВ в сухом клине. При этом основное изменение скорости происходит в области локализации клиновой волны.

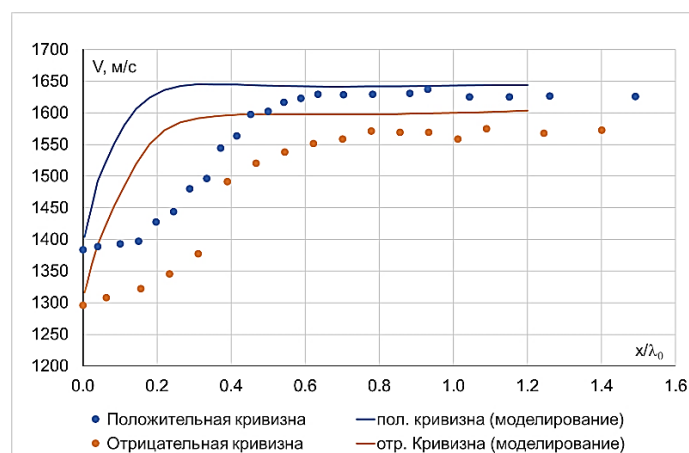


Рис. 4. Зависимость скорости КУВ от расстояния до поверхности жидкости (частота - 200 кГц).

В работе предложены методики для исследования упругих волн в цилиндрических клиньях. Для проведения экспериментальных исследований из сплава алюминия Д16 были изготовлены два образца цилиндрических клиньев с положительной и отрицательной кривизной. Разработана методика для возбуждения и регистрации КУВ в этих клиньях. Методом лазерной интерферометрии были визуализированы КУВ и измерена их локализация у ребра клина. Было установлено, что локализация КУВ в цилиндрических клиньях сильнее локализации КУВ в линейных клиньях. Импульсным ультразвуковым методом в интервале частот (100-600) кГц в изготовленных образцах клиньев измерена дисперсия КУВ. Обнаружена значительная дисперсия КУВ. Были проведены исследования зависимости скорости КУВ от уровня жидкости, заполняющей цилиндрический клин. Был проведен численный расчет и численным методом смоделировано распространение КУВ в цилиндрических образцах исследованных в работе конфигураций клиньев.

Результаты численного моделирования (дисперсионные кривые и локализация КУВ), аналитического анализа согласно формуле (2) и экспериментальных исследований, проведенных в работе, находятся в удовлетворительном согласии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 17-02-01123) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ-5545.2018.5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lagasse P.E., Mason I.M., Ash E.A. // IEEE Trans. Son. Ultrason. 1973. Vol. 21. P. 225–236.
2. Maradudin A.A., Wallis R.F., Mills D.L., Ballard R.L. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 1106–1111.
3. P. Hess, A.M. Lomonosov, A.P. Mayer// Ultrasonics 54 (2014) 39–55
4. Крылов В.В., Шанин А.В. // Акуст. Журн. 1991. 37. В. 1. С. 130-133.
5. Krylov V. V. // Journal of Sound and vibration (1999) 227(1), 215-221.
6. Жостков Р.А. Программа для моделирования клиновых волн // Номер гос. регистрации программы для ЭВМ 2018665669, дата регистрации 06.12.2018 Бюл. 12.
7. COMSOL Multiphysics 5.4 Лицензия №9600341.
8. Коробов А.И., Агафонов А.А., Изосимова М.Ю. // ЖТФ. Том 88, № 3, с. 385-391 (2018).
9. Кокшайский А.И., Агафонов А.А. «Ломоносов-2018». Секция Физика. Сборник тезисов. С. 674-675

Возможности доплеровского метода для измерения упругости мышц

Ш.А. Асфандияров, В.Г. Андреев, Т.Б. Крит
 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
 физический факультет, кафедра акустики
asfandiarov.sa14@physics.msu.ru

В работе рассматриваются возможности применения доплеровского метода измерения упругости мышц. Идея метода (рис. 1) состоит в генерации сдвиговых волн в мышечной ткани с помощью вибрирующей насадки, приложенной к поверхности кожи. Возникающие в мышце смещения регистрируются с помощью зондирующих ультразвуковых импульсов. Достоинством этого метода является простота реализации, недостатком — малая глубина измерения упругости, что обусловлено значительным затуханием сдвиговой волны, распространяющейся от поверхности [1]. Эта проблема может быть существенной при исследовании таких органов, как печень, находящихся глубоко в теле. Для исследования упругости скелетных мышц, расположенных сразу под кожным покровом, эта проблема несущественна. Скелетные мышцы обладают существенной анизотропией: упругость вдоль и поперек мышечных волокон различна. Целью работы было изучение потенциальной возможности использования доплеровского метода для измерения упругости анизотропной среды.

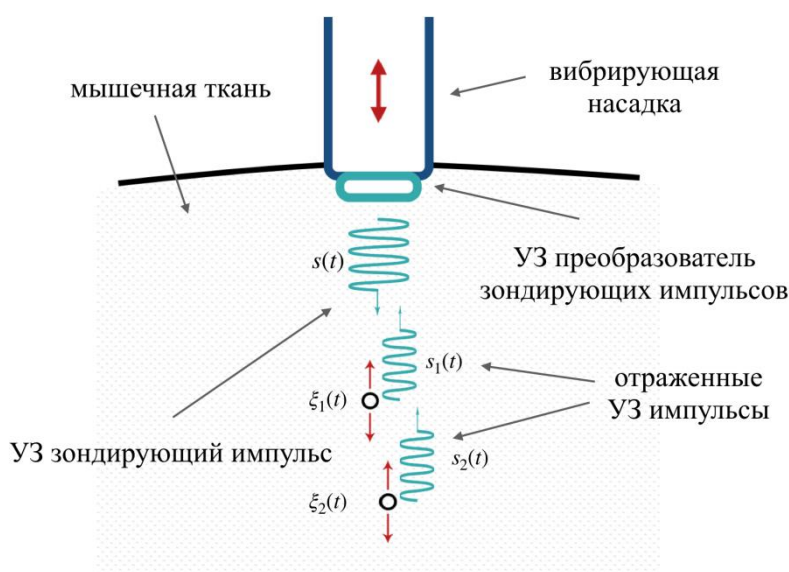


Рис. 1 Общая схема реализации доплеровского метода

Сдвиговые деформации в ткани создаются с помощью вибрирующей насадки, колеблющейся по гармоническому закону с частотой ω_b . Тогда вибрационное смещение ξ рассеивателя можно записать:

$$\xi(t) = \xi_0 \sin(\omega_b t + \varphi_b) \quad (1)$$

На торце вибрирующей насадки установлен ультразвуковой (УЗ) пьезопреобразователь, выполняющий роль излучателя и приемника УЗ импульсов. Пьезопреобразователь излучает зондирующие импульсы с высокочастотным заполнением на частоте ω_0 :

$$s(t) = s_0 \sin \omega_0 t \quad (2)$$

Частота импульса, отраженного от движущегося рассеивателя с номером i , изменяется за счет эффекта Доплера, в результате чего принятый сигнал имеет вид:

$$s_i(t) = s_{0i} \sin(\omega_0 t + m_f \sin(\omega_b t + \varphi_b) + \varphi) \quad (3)$$

где m_f — доплеровский индекс модуляции.

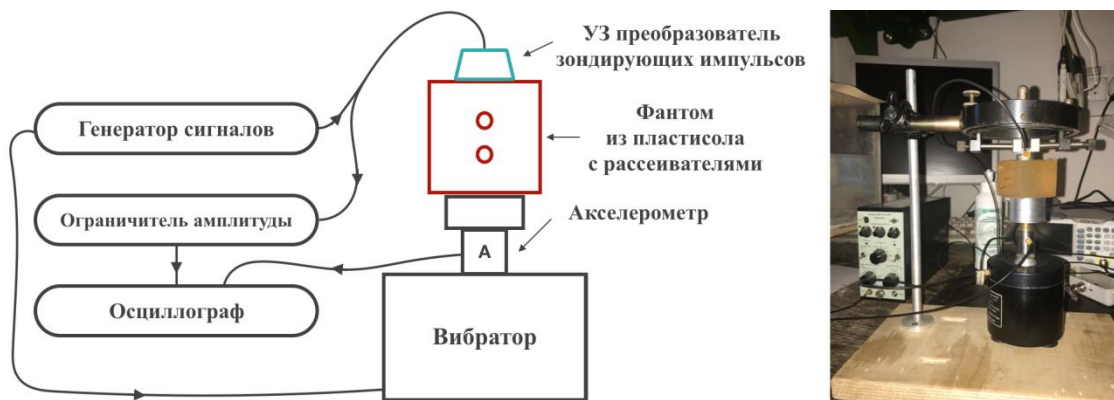


Рис.2 Блок-схема и фото экспериментальной установки

Принятый сигнал проходит квадратурную обработку, подробное описание которой приведено в работе [1]. С помощью данной обработки можно получить закон изменения колебательной скорости $\partial \xi(t)/\partial t$. Восстановив скорости двух близко лежащих рассеивателей и определив по ним разность фаз $\Delta \psi$ между колебаниями этих двух рассеивателей на расстоянии Δx , можно определить скорость распространения сдвиговой волны c_t между этими рассеивателями и модуль сдвига μ :

$$c_t = \Omega \frac{\Delta x}{\Delta \psi} \mu = \rho c_t^2 \quad (4)$$

где Ω — измеренная частота колебаний рассеивателей.

Принимаемый сигнал представляет собой последовательность импульсов отраженных от неоднородностей среды. Временная задержка отраженного от неоднородности среды импульса определяется ее расстоянием от излучателя. Принятый сигнал делится на отрезки равной длительности минимального размера, который определяется разрешением по глубине. Каждый отрезок соответствует пикселю разрешения А-скана и характеризует измерительный объем, находящийся в этом пикселе. Сигнал из интересующего пикселя проходит доплеровскую обработку, результатом которой является значение, соответствующее точке профиля колебательной скорости измерительного объема, находящегося в данном пикселе. Повторные излучения ультразвуковых импульсов позволяют восстанавливать следующие точки профиля скорости.

Описанный алгоритм обработки сигналов реализован в среде LabView и проверен на модельных сигналах, рассчитанных в Matlab. Определены профили колебательной скорости, частота и амплитуда колебаний двух соседних рассеивателей. По сдвигу фаз определен модуль сдвига среды, который полностью соответствует заданному значению.

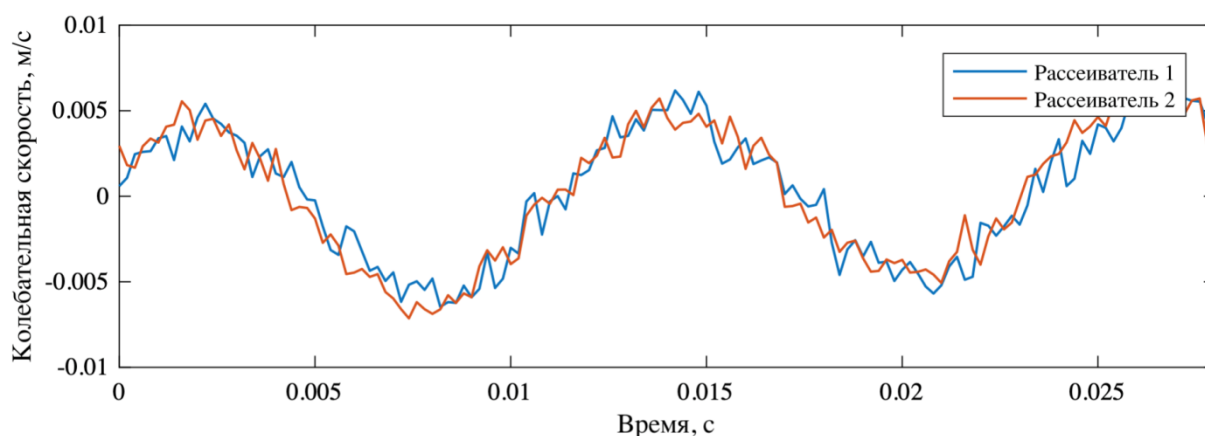


Рис. 3 Экспериментальные профили колебательных скоростей

Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 2. Использовались зондирующие импульсы с синусоидальным заполнением на частоте 2 МГц и длиной 8 периодов, что дает разрешение по глубине порядка 3 мм. Импульсы излучаются с помощью пьезокерамического преобразователя диаметром 1 см. В качестве упругой среды используется фантом в виде кубика со стороной $a = 2.5$ см, изготовленный из пластисола. Модуль сдвига фантома определен методом вдавливания шарика и составил 16 кПа. Роль рассеивателей выполняют две медные проволоки, расположенные на расстоянии 8 мм друг от друга. Внешнее воздействие на частоте 80 Гц, генерирующее сдвиговые волны в среде, создается с помощью вибратора и прикрепленной к подвижной части вибратора насадки, представляющей из себя полый цилиндр с внешним диаметром 2.5 см. Колебательное ускорение вибратора измерялось с помощью акселерометра, жестко прикрепленного к насадке.

Экспериментально определены два периода профилей колебательной скорости двух рассеивателей (рис. 3). Измерена частота колебаний, которая составила 81,15 Гц. Несоответствие этого значения задаваемому на вибраторе (80 Гц) связано с малым временем записи, которое составило 28 мс. Определена амплитуда колебаний рассеивателей, которая составила 0.01 мм, амплитуда смещения, измеряемого акселерометром составила 0.05 мм. Различие результатов связано с затуханием возмущения, распространяемого в среде. Также определена разность фаз колебаний рассеивателей равная 0.12 рад. Однако при заданных параметрах эксперимента, величина должна была составить 1 рад. Такое различие разности фаз обусловлено малыми размерами упругого фантома и образованием в нем стоячей волны. Длина сдвиговой волны на частоте 80 Гц равна 5 см, что в 2 раза больше стороны кубика из пластисола. Т.е. частота 80 Гц соответствует первой моде колебаний, когда $a = 0.5\lambda$. В дальнейшем планируется изготовить фантом больших размеров для минимизации отражений и реализации режима бегущей волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тиманин Е.М. и др. // Акуст. ж. 2015. Т. 61. №2. С. 274-280.

Многократное отражение акустических волн в кристалле парателлуриата и его применения в акустооптике

Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов

Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия

polikarp@phys.msu.ru

В работе теоретически и экспериментально исследуется явление многократного отражения объемных акустических волн в кристалле парателлуриата. В частности, рассматривается многократное акустическое отражение от двух свободных граней кристалла, разделяющих кристалл с вакуумом или воздухом. Целью исследования явилось выяснение возможности применения явления многократного акустического отражения в акустооптике [1,2]. Для изучения явления многократного отражения акустических волн в кристалле была изготовлена акустооптическая ячейка из парателлуриата специальной формы. Ячейка представляла собой четырехгранную призму с двумя параллельными боковыми гранями и двумя боковыми гранями, расположенным под углом друг к другу. На Рис. 1 представлена фотография призмы,

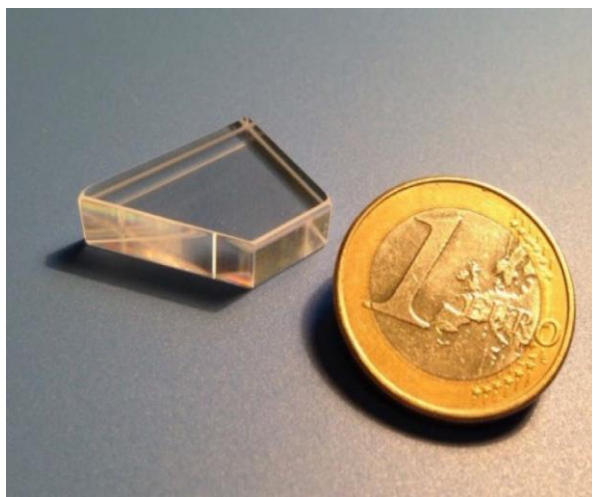


Рис. 1. Общий вид акустооптической ячейки из кристалла парателлуриата.

из которой видна взаимная ориентация четырех боковых граней кристалла. Оптическая ось Z кристалла парателлуриата направлена вертикально вверх, т.е. вдоль малого ребра призмы. При этом все грани призмы были плоскими и полированными.

К левой боковой грани призмы, расположенной под углом 82° к оси $[110]$, был прикреплен пьезоэлектрический преобразователь (РТ) из кристалла ниобата лития X -среза. Преобразователь генерировал объемную квазисдвиговую акустическую волну, которая распространялась вдоль направления в кристалле с рекордно большим углом акустического сноса $\psi = 74^\circ$ [3-5]. Данная волна генерировалась в кристалле таким образом, что её волновой вектор был направлен в сторону верхней боковой грани призмы, в то время как поток акустической энергии был направлен в сторону нижней боковой грани, ориентированной вдоль оси $[100]$. На Рис. 2 показана призма и ориентация её граней относительно кристаллографических осей парателлуриата.

На Рис. 3 указаны направления распространения исходной падающей волны (1), отраженных волн (2) - (5), а также волновых фронтов всех пяти акустических волн. Специальный выбор конфигурации призмы обеспечил падение исходной акустической

волны (1) на её нижнюю грань, как показано на Рис. 3. Анализ показал, что после падения волны (1) происходило её отражение, в результате чего рождались волны (2) и (3).

Рассмотрение проблемы показало, что в результате падения и многократных акустических отражений в плоскости (001) кристалла одновременно распространялись пять квазисдвиговых волн, как показано на Рис. 3. Все эти волны были ориентированы вдоль различных направлений и характеризовались пятью неравными друг другу углами акустического сноса [5]. При проведении исследований методами акустооптики на длине волны лазерного света $\lambda = 532$ нм и частоте звука $f = 87$ МГц были экспериментально определены направления распространения пяти звуковых волн, а также измерены их фазовые и групповые скорости. При зондировании акустических пучков лазерным лучом были также определены коэффициенты отражения акустических волн от боковых граней кристалла и коэффициенты затухания ультразвука [5].

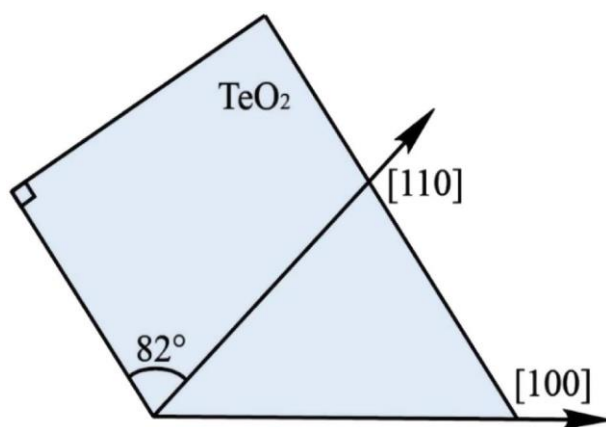


Рис. 2. Направления кристаллографических осей в призме из кристалла парателлурита.

На основе полученных данных о закономерностях многократного отражения акустических пучков в кристалле была рассмотрена возможность создания акустооптического устройства для управления характеристиками оптических пучков. В частности, оказалось, что данный кристалл может быть использован в качестве новой модификации квазиколлинеарного акустооптического фильтра. Анализ показал, что в предлагаемом устройстве с помощью единственного пьезоэлектрического преобразователя может одновременно генерироваться как минимум три протяженных акустических пучка. На Рис. 3 эти пучки отмечены цифрами (3), (4) и (5). Важно, что пучки распространяются под различными углами к кристаллографическим осям материала. Это означает, что фазовые скорости пучков неодинаковы. В отличие от фазовых скоростей звука, все отраженные пучки характеризуется одной и той же акустической частотой. Однако, несмотря на равенство акустических частот, длины волн ультразвука в отраженных пучках не равны друг другу. Поэтому, если в ячейке будет реализовано акустооптическое взаимодействие с каждым из пучков, условия фазового синхронизма будут выполняться не для одних и тех же, а для разных длин волн ультразвука.

Если на боковые грани созданной акустооптической ячейки направить три оптических пучка монохроматического света, причем посылать свет таким образом, чтобы световые лучи распространялись коллинеарно с групповыми скоростями ультразвука, т.е. вдоль потока энергии трех отраженных акустических пучков, тогда при выполнении условия брэгговского синхронизма может произойти явление квазиколлинеарной дифракции света на ультразвуке [1]. Благодаря тому, что дифракция

света осуществится на протяженных решетках с большой длиной взаимодействия света и звука, селективность дифракции окажется высокой и сравнимой с селективностью дифракции в современных квазиколлинеарных акустооптических фильтрах. Это означает, что созданную акустооптическую ячейку можно рекомендовать для использования в качестве квазиколлинеарного фильтра с высоким спектральным разрешением.

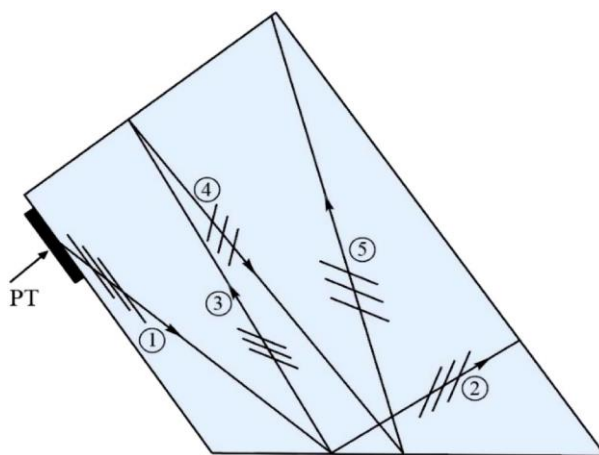


Рис. 3. Направления распространения акустических пучков в кристалле парателлуриата.

В отличие от существующих фильтров, предлагаемое устройство оказывается многоканальным, т.е. имеет три оптических входа и может одновременно фильтровать свет на трех разных длинах волн света. Очевидно, что соотношение трех оптических длин волн в отфильтрованном излучении будет определяться соотношением фазовых скоростей трех акустических пучков. Таким образом, явление многократного отражения акустических пучков в кристалле парателлуриата $N_{frbv} j, hfrjv$? В итоге,

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного фонда РФ №19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, «Физические основы акустооптики» М: Радио и связь, 1985.
2. J. Xu and R. Stroud “Acousto-optic Devices: Principles, Design, and Applications” New York: John Wiley and Sons, 1992.
3. B. Auld, «Acoustic Fields and Waves in Solids», N.Y.: Robert Krieger Publ., 1990.
4. N.V. Polikarpova, V.B. Voloshinov, A.M. Reznikov // Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23. P 52-57.
5. V. B. Voloshinov et al. // Appl. Opt. 2018. V. 57. P. C19.

Инвариантность двумерной задачи акустооптического взаимодействия к направлению вектора расстройки

Е.А. Дьяконов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

ead1989@gmail.com

Акустооптическое взаимодействие представляет собой дифракцию оптического излучения на ультразвуке и находит широкие применения в науке и технике. Тем не менее, строгость математических моделей данного явления до сих пор оставляет желать лучшего. В настоящее время акустооптическое взаимодействие чаще всего рассматривается как одномерная задача. Такая модель удовлетворительно описывает многие режимы взаимодействия, однако при больших углах падения или дифракции излучения она приводит к физически неадекватным результатам [1]. Более общей моделью взаимодействия является двумерная задача. Двумерные уравнения связанных мод, примененные автором ранее в работе [2], позволяют определить энергетическую структуру взаимодействующих волновых пучков при любых углах падения и дифракции, но не описывают их фазовой структуры. Это связано с неоднозначностью выбора одного из входящих в эти уравнения параметров – вектора акустооптической расстройки. Настоящая работа ставит своей целью выявить связь между направлением вектора расстройки и решениями дифракционной задачи.

Акустооптическое взаимодействие удобно описывать методом медленно меняющихся амплитуд [2,3], основанным на подстановке в волновое уравнение (1) пробного решения (2), где E – напряженность электрического поля, а C_p – комплексная амплитуда электромагнитной волны p -го порядка дифракции:

$$-\nabla \times [\nabla \times \vec{E}] = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\varepsilon} \vec{E}), \quad \hat{\varepsilon} = n^2 + 2n\Delta n \sin(\vec{K}\vec{r} - \Omega t) \quad (1)$$

$$\vec{E} = \vec{e}_y E_0 \sum_p C_p(x, z) \exp(i(\vec{k}_p \vec{r} - \omega_p t)) \quad (2)$$

Общепринятый в настоящее время метод описания акустооптического взаимодействия предполагает [3], что комплексная амплитуда C_p зависит только от одной координаты x , отсчитываемой перпендикулярно направлению ультразвукового столба (рис. 1а):

$$\vec{E} = \vec{e}_y E_0 \sum_p C_p(x) \exp(i(\vec{k}_p \vec{r} - \omega_p t)) \quad (3)$$

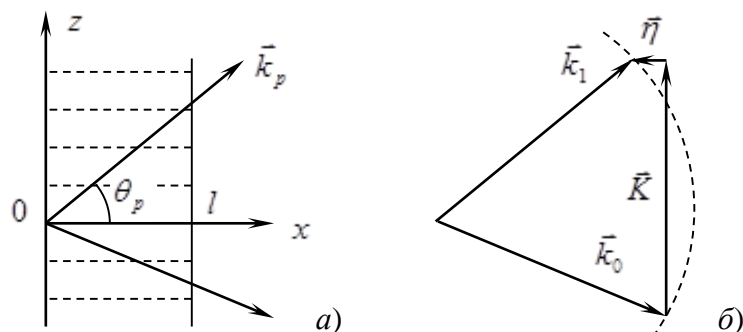


Рис. 1. Постановка задачи акустооптического взаимодействия (а) и векторная диаграмма (б)

Для простоты рассмотрения ограничимся далее брэгговским режимом взаимодействия, при котором существуют только 0-й и 1-й дифракционные порядки. Тогда волновое уравнение (1) с подстановкой (3) приводится к виду:

$$\frac{dC_0}{dx} = -\frac{1}{\cos \theta_0} \frac{q}{2} C_1 \exp(i\vec{\eta}\vec{r}) + \frac{i\lambda}{4\pi} \frac{d^2 C_0}{dx^2}; \quad \frac{dC_1}{dx} = \frac{1}{\cos \theta_1} \frac{q}{2} C_0 \exp(-i\vec{\eta}\vec{r}) + \frac{i\lambda}{4\pi} \frac{d^2 C_1}{dx^2} \quad (4)$$

где λ – оптическая длина волны, $q = 2\pi\Delta n / \lambda$ – коэффициент акустооптической связи, а $\vec{\eta} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0 - \vec{K}$ – вектор акустооптической расстройки. На него накладывается условие $\eta_z = 0$, которое следует из однородности задачи в направлении оси z . Это условие определяет векторную диаграмму (рис. 1б), однозначно связывающую волновые векторы всех взаимодействующих волн, что в свою очередь позволяет описать эффект сканирования дифракционного порядка при изменении частоты ультразвука [3].

Члены уравнений (4), содержащие вторые производные по координатам, имеют более высокий порядок малости по параметру λ/l по сравнению с остальными слагаемыми, и в связи с этим отбрасываются. Характерная величина отношения λ/l в акустооптических устройствах составляет 10^{-3} и менее. В результате остается система уравнений, которые далее будем называть одномерными уравнениями связанных мод:

$$\frac{dC_0}{dx} = -\frac{1}{\cos \theta_0} \frac{q}{2} C_1 \exp(i\vec{\eta}\vec{r}); \quad \frac{dC_1}{dx} = \frac{1}{\cos \theta_1} \frac{q}{2} C_0 \exp(-i\vec{\eta}\vec{r}) \quad (5)$$

Достоинством метода векторных диаграмм является его простота, которая по сути сводит физическую задачу к геометрической. Однако, несмотря на широкое применение этого метода в акустооптике, в литературе практически отсутствует последовательное обсуждение его физической адекватности. Действительно, задача акустооптического взаимодействия всегда является, как минимум, двумерной, и поэтому представление комплексной амплитуды как функции одной координаты не позволяет описать произвольного электромагнитного поля в среде взаимодействия. Поле вида $\vec{E} = C_p(x) \exp(i(\vec{k}_p \vec{r} - \omega_p t))$ не является плоской волной, и поэтому не может рассматриваться как элемент базиса для разложения волнового пучка. Иначе говоря, произвольный волновой пучок нельзя представить как сумму полей такого вида. Выходом из положения может быть полный отказ от разложения волновых пучков по какому-либо базису. Для этого необходимо искать решение волнового уравнения в виде (2), где каждое из слагаемых $\vec{E} = C_p(x, z) \exp(i(\vec{k}_p \vec{r} - \omega_p t))$ соответствует определенному волновому пучку. Именно на таком подходе основан хорошо известный в теории дифракции и нелинейной оптике метод параболических уравнений [4].

Подстановка пробного решения (2) в волновое уравнение (1) приводит к следующей системе уравнений:

$$(\vec{m}_0 \vec{\nabla}) C_0 = -\frac{q}{2} C_1 \exp(i\vec{\eta}\vec{r}) + \frac{i}{2k} \nabla^2 C_0; \quad (\vec{m}_1 \vec{\nabla}) C_1 = \frac{q}{2} C_0 \exp(-i\vec{\eta}\vec{r}) + \frac{i}{2k} \nabla^2 C_1 \quad (6)$$

где \vec{m}_p – орт вектора \vec{k}_p , а $k = 2\pi n / \lambda$ – его модуль. Система (6) имеет бескоординатную форму, то есть не зависит от выбора системы координат x, z . Именно в этом и заключается ее принципиальное отличие от одномерной системы (5). Поскольку задача уже не является однородной вдоль какой-либо из координатных осей, вектор расстройки $\vec{\eta}$ может иметь любое направление. В свою очередь, это обстоятельство не позволяет однозначно построить векторную диаграмму акустооптического взаимодействия, то есть вносит произвол в соотношение между векторами \vec{k}_0, \vec{k}_1 и \vec{K} .

Для упрощения постановки граничных условий в методе медленно меняющихся амплитуд возможен переход от волнового уравнения к параболическому, поскольку

комплексные амплитуды по-разному изменяются вдоль и поперек волнового пучка. Это позволяет пренебречь вторыми производными комплексных амплитуд вдоль направления волнового вектора, при этом сохранив вторые производные в поперечном направлении [4]. Тогда система уравнений (6) принимает вид:

$$(\vec{m}_0 \vec{\nabla}) C_0 = -\frac{q}{2} C_1 \exp(i\vec{\eta} \vec{r}) + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp 0} C_0; \quad (\vec{m}_1 \vec{\nabla}) C_1 = \frac{q}{2} C_0 \exp(-i\vec{\eta} \vec{r}) + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp 1} C_1 \quad (7)$$

где введено обозначение для оператора $\Delta_{\perp p} = \nabla^2 - (\vec{m}_p \vec{\nabla})^2$.

Уравнение (7) заменяет реальную сферическую волновую поверхность на касательную к ней параболическую, причем кривизна сферы и параболоида в точке касания совпадает. Поэтому ошибка в нахождении фазы волны имеет, по крайней мере, третий порядок малости по параметру λ/l . Именно в этом заключается физический смысл отбрасывания вторых производных от C_p в направлении волнового вектора в уравнениях (6). В одномерном же случае всегда отбрасываются вторые производные вдоль координаты x , вне зависимости от направления волнового вектора. Если волновые векторы взаимодействующих электромагнитных волн близки к оси x , ошибка в определении фазы не играет решающей роли, что и объясняет успешное применение одномерного уравнения связанных мод в акустооптике. Однако при углах дифракции в десятки градусов эта ошибка становится решающей, и такие режимы дифракции принципиально могут быть описаны только двумерными уравнениями связанных мод. Количественный критерий применимости одномерной модели указан в работе [2].

Нерешенной проблемой двумерного описания акустооптического взаимодействия до сих пор оставался выбор направления вектора расстройки. Это направление не влияет на модуль комплексной амплитуды C_p , но влияет на аргумент этой величины. Рассмотрим более подробно характер этого влияния.

Пусть решение $C_{0,1}(x, z)$ системы уравнений (7), соответствующее какому-либо вектору $\vec{\eta}$, известно. Путем подстановки в уравнения можно проверить, что функции

$$C'_0(x, z) = C_0(x, z), \quad C'_1(x, z) = C_1(x, z) \exp(i\vec{\alpha} \vec{r}) \quad (8)$$

будут удовлетворять системе (7) с другим вектором расстройки $\vec{\eta}'$, если $\vec{\alpha} = \vec{\eta}' - \vec{\eta}$. При этом мы пренебрегаем членами третьего и более высоких порядков малости по параметру λ/l , что оправдывается точностью используемого параболического приближения. Если вместо параболических уравнений (7) рассматривать уравнения (6), точно соответствующие волновому уравнению, то решения (8) будут удовлетворять им не приближенно, а точно. Отметим, что различным направлениям вектора расстройки $\vec{\eta}$ и $\vec{\eta}'$ соответствуют два различных вектора \vec{k}_1 и \vec{k}'_1 , как показано на рис. 2.

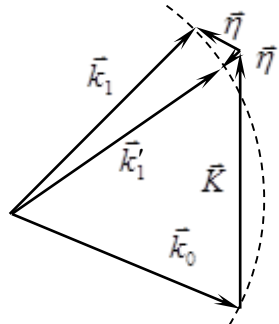


Рис. 2. Векторная диаграмма, соответствующая двумерной задаче

Покажем, что решения $C_{0,1}(x, z)$ и $C'_{0,1}(x, z)$ эквивалентны, то есть соответствуют одному и тому же электромагнитному полю $\vec{E}(x, z)$ в среде взаимодействия. Согласно выражению (2), комплексные амплитуды $C_{0,1}(x, z)$ соответствуют полю вида:

$$\vec{E} = \vec{e}_y E_0 [C_0(x, z) \exp(i(k \vec{m}_0 \vec{r} - \omega t)) + C_1(x, z) \exp(i(k \vec{m}_1 \vec{r} - \omega t))] \quad (9)$$

То же самое выражение можно получить, подставляя решения (8) в выражение (2) и учитывая, что $\vec{\alpha} = \vec{\eta}' - \vec{\eta} = k(\vec{m}'_1 - \vec{m}_1)$. В силу произвольности выбора векторов $\vec{\eta}$ и $\vec{\eta}'$, мы показали, что любому направлению вектора расстройки в уравнениях (7), а значит и любому виду векторной диаграммы рис. 2, соответствует одно и то же электромагнитное поле в среде взаимодействия. Таким образом, можно сказать, что двумерные уравнения связанных мод в форме (7) являются инвариантными по отношению к направлению вектора расстройки. Другими словами, направление вектора расстройки является лишним параметром в этих уравнениях и может выбираться произвольно, например, исходя из наибольшего удобства их решения.

Следует обратить внимание на то, что в двумерном случае, в отличие от одномерного, векторы $\vec{k}_{0,1}$ уже не имеют физического смысла волновых векторов, поскольку волновому пучку, в принципе, нельзя приписать какой-либо определенный волновой вектор. Поэтому построение векторной диаграммы, аналогичной рис. 1б, для нахождения угла сканирования дифрагированного пучка, в двумерном случае является бессмысленным. Сканирование волнового пучка описывается не вектором расстройки, а кривизной волновой поверхности и соответствующим распределением фаз в пучке 1-го дифракционного порядка. В свою очередь, кривизна волновой поверхности и фазовая структура взаимодействующих волновых пучков определяется членами уравнений связанных мод, содержащими вторые производные комплексных амплитуд.

В одномерном случае кривизна волновой поверхности не учитывается из-за отсутствия таких членов в уравнениях связанных мод. Именно поэтому приходится приписывать вектору расстройки определенное направление и находить угол дифракции из векторной диаграммы. При малых углах падения света на решетку такой подход еще дает правильные результаты, но область его применения принципиально ограничена. Таким образом, метод векторных диаграмм можно рассматривать как суррогат отброшенных вторых производных в уравнениях связанных мод.

Двумерные уравнения связанных мод, в отличие от одномерных, позволяют описать любые соотношения углов падения и дифракции электромагнитного излучения на ультразвуке. К недостаткам двумерного описания можно отнести большую математическую сложность задачи. В отличие от системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (4), двумерная задача приводит к системе уравнений второго порядка в частных производных (7). Такая система требует численного решения даже в самых простых геометриях взаимодействия.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Voloshinov, O. Makarov // Proceedings of SPIE. 1998. V.3581. P.108.
2. Е.А.Дьяконов, В.Б.Волошинов // Радиотехн. и электрон. 2014. Т.59. № 5. С.498.
3. В.И. Балакший и др. «Физические основы акустооптики» М., 1985.
4. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков «Теория волн» М., 1979.

Использование наночастиц пористого кремния и акустической кавитации для направленной доставки лекарств

В.Д. Егошина, В.Г. Андреев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

egoshina.vd16@physics.msu.ru

Перспективным материалом для адресной доставки лекарственных препаратов является наноструктурированный кремний, так как он имеет ряд ценных свойств, таких как биосовместимость, биodeградируемость и высокая проникающая способность. Наночастицы (НЧ) кремния способны повышать проницаемость клеточных мембран, а также накапливаться в опухолевых тканях в пассивном режиме за счёт прикрепления к ним рецепторов, специфичных для определённых опухолей [1]. Интересным как с точки зрения физики, так и с точки зрения биологии и медицины представляется изучение свойств НЧ кремния под действием внешних полей. Основная идея базируется на том факте, что наличие НЧ в тканях приводит к дополнительному поглощению ультразвуковых волн, что позволит проводить нацеленное воздействие на опухолевые ткани [2]. Целью данной работы являлось определение порога кавитации в водных суспензиях кремниевых НЧ и измерение нагрева суспензии при ультразвуковой кавитации.

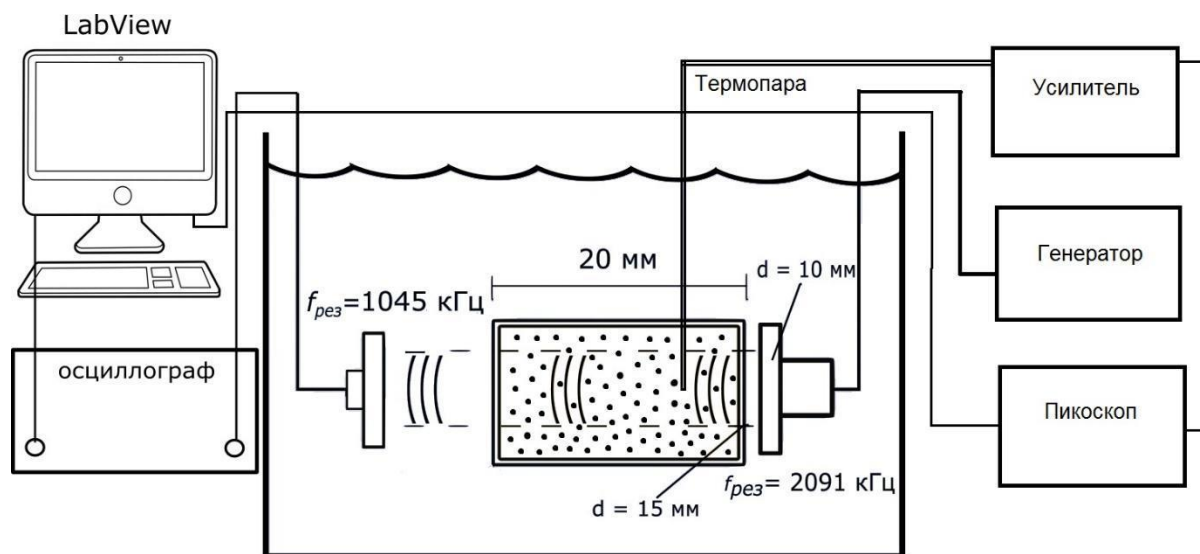


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

В эксперименте использовались гидрофобные кремниевые НЧ, полученные методом электрохимического травления.

Регистрация порога кавитации и её интенсивности осуществлялась по измерению амплитуды субгармоники в спектре волны, прошедшей через суспензию НЧ. Кавитационные пузырьки при схлопывании в ультразвуковом поле излучают импульсы с широким спектром частот. При низких, подпороговых интенсивностях в спектре волны, прошедшей через суспензию НЧ наблюдается компонента только основной частоты ультразвука f . С повышением интенсивности спектр излучаемого сигнала становится более сложным и может включать более высокие гармоники и субгармоники. Возникновение гармоники или субгармоники в спектре сигнала считается показателем нелинейного движения пузырька. Наиболее активно изучалось возникновение субгармоники $f/2$, поскольку именно для неё получены многократные свидетельства

существования связи между излучением звука и зарегистрированными биологическими эффектами [3].

В работе использовался генератор Tektronix AFG 3021B, пьезоэлектрический излучатель, гидрофон Precision Acoustics и цифровой осциллограф Tektronix TDS 3032B. На излучатель подается сигнал, который, преобразуясь в ультразвуковую волну частотой 2091 кГц, проходит через суспензию кремниевых НЧ. Прошедшая волна фиксируется приемником, резонансная частота которого соответствует субгармонике $f/2$, то есть 1045 кГц. Сигнал с приемника подается на осциллограф и записывается в память ПК. В кювете с суспензией также располагается термopара диаметром 0.2 мм, фиксирующая изменение температуры.

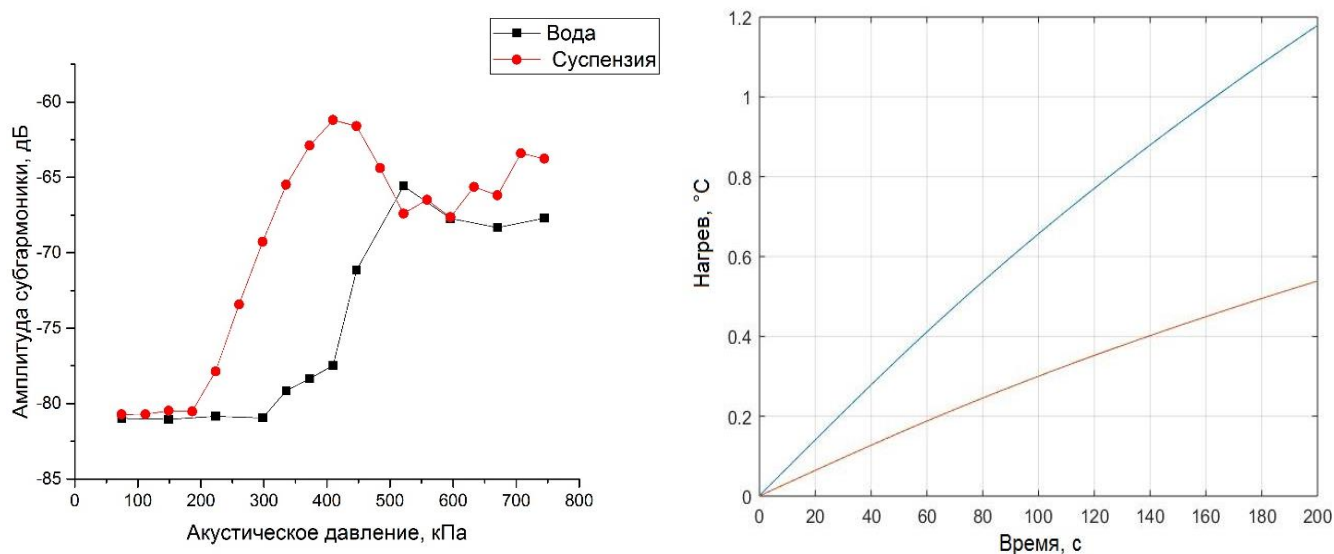


Рис.2. Амплитуда субгармоники, измеренные в суспензии кремниевых НЧ в зависимости от амплитуды акустического давления (а), изменение температуры воды и суспензии (б).

Из полученных графиков видно, что в суспензии кремниевых НЧ значительно ниже порог кавитации и существенно больше колебания температуры. Это происходит из-за того, что при движении кремниевых НЧ в ультразвуковом поле появляется дополнительная сила вязкого трения и, как следствие, дополнительное поглощение энергии, что может быть учтено в уравнении теплопроводности:

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + 2\alpha I$$

где α – коэффициент поглощения, обусловленный наличием НЧ в растворе.

Указанные на графиках значения нагрева являются усредненными за 60 секунд в относительно большой области. Локальные же температурные всплески, обусловленные схлопыванием пузырьков кислорода, содержащегося в порах кремния, могут достигать сотен градусов Цельсия и оказывать значительное влияние на биологические ткани.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Ferrara // Annu. Rev. Biomed. Eng. 2007. No 9. P. 415–447.
2. E. C. Unger // European Journal of Radiology 2002. No 42. P. 160–168.
3. Ka-yun Ng // Med Res Rev 2002. No 2. P. 204-223.

Разрушение тромбов фокусированным ультразвуком

Я.Е. Жицкая, А.А. Лешина

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
yanazhitskaya@mail.ru

Тромбоз – формирование внутри кровеносных сосудов свертков крови, препятствующих свободному потоку крови по кровеносной системе. Когда кровеносный сосуд повреждается, организм использует элементы крови тромбоциты и белок фибрин для формирования сгустка крови (тромба), предотвращающего потерю крови, однако при этом перекрывается русло сосуда. Характерные продольные размеры тромба – несколько сантиметров.

В работе изучается кавитационный механизм частичного разрушения тромба с целью восстановления слабого кровотока сквозь тромб. Для этого в центральную часть тромба фокусируется УЗ пучок с частотой 2025 кГц в течение нескольких десятков секунд. Амплитуда УЗ волны превышает порог акустической кавитации в тромбе. Возникновение и интенсивность кавитации регистрируется по амплитуде субгармоники в спектре рассеянного сигнала.

Проведено численное моделирование динамики пузырька в УЗ поле в тромбе в условиях, близких к экспериментальным. Динамика пузырька рассчитывалась с использованием уравнения Рэля – Плессета с учетом вязкости крови и поверхностного натяжения. Рассчитанное значение порога кавитации в предположении наличия воздушных зародышей микронного размера в плазме крови на частоте 2025 кГц составило 5 атм. При превышении амплитуды акустического давления 5 атм в зависимости радиуса пузырька от времени появляются пропуски периода. При этом в спектре рассеянного сигнала возникает волна на частоте субгармоники.

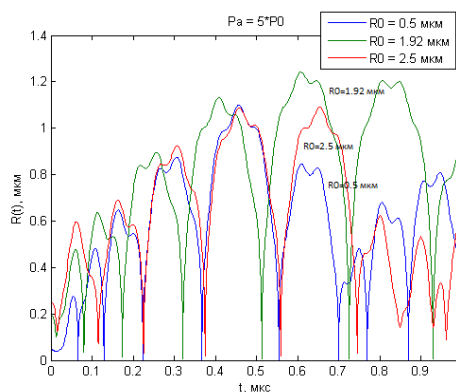


Рис. 1. Зависимость радиусов пузырьков от времени в плазме крови при амплитуде акустического давления 5 атм. Начальные радиусы пузырьков 0.5 мкм, 1.92 мкм и 2.5 мкм. Пузырек 1.92 мкм является резонансным для волны с частотой 2025 кГц.

Были проведены измерения порогов акустической кавитации в воде, фантоме крови и в модели тромба. Измерения проводились в кювете с закрепленной в ней пластиковой трубкой с изучаемым фантомом. Кювета помещалась в бассейн с водой и устанавливалась таким образом, чтобы фокус излучателя находился внутри трубки вблизи ее центра, где располагался тромб. В работе использовался фокусирующий пьезоизлучатель с диаметром 64 мм и фокусным расстоянием 68 мм. На излучатель подавалось гармоническое напряжение частотой 2025 кГц с генератора сигналов «Tektronix AFG3021B», усиленное с помощью усилителя. Ультразвуковой сигнал,

прошедший через трубку, регистрировался с помощью плоского пьезопреобразователя с резонансной частотой 1 МГц, сигнал с которого подавался на осциллограф «Tektronix TDS3032B». На экране осциллографа наблюдался спектр сигнала, который регистрировался и при необходимости записывался в файл. Процесс кавитации фиксировался по появлению в спектре сигнала субгармоники. Порог кавитации в тромбе цельной крови был зафиксирован при амплитуде давления УЗ волны в фокусе 35 атм. Эти значения существенно выше порога кавитации в воде (7-8 атм). Были также измерены спектрограммы при амплитуде давления УЗ волны в фокусе 35 - 60 атм. Отмечено, что сигнал на частоте субгармоники появляется не сразу после включения УЗ, а с некоторой задержкой, которая меняется в больших пределах от 5 до 50 сек. Время задержки появления сигнала субгармоники зависит от предыстории и амплитуды давления УЗ. Возможность такой задержки можно объяснить постепенным ростом числа кавитационных пузырьков из немногочисленных зародышей кавитации.

Были получены УЗ изображения трубки с тромбом с использованием диагностической системы «Terason» с датчиком 10L5. Трубка при этом была погружена в воду на глубину 4 см. На Рис. 2(а, б) показано УЗ изображение трубки с тромбом сразу и через 5 минут после облучения УЗ с амплитудой давления 50 атм в течение 1 минуты. Белая горизонтальная полоса соответствует верхней поверхности трубки, ниже видны отражения от неоднородностей в самом тромбе. На расстоянии 4 мм ниже верхней границы видна менее яркая полоса, полученная при отражении от другой поверхности трубки. Изображение тромба, полученное сразу после облучения, ярче, чем изображение, полученное через 5 минут после облучения, хотя условия визуализации оставались неизменными. Это объясняется тем, что сразу после облучения в тромбе имеются многочисленные микропузырьки воздуха, возникшие там в результате кавитации. Наибольшая их концентрация наблюдается у верхней границы. С течением времени пузырьки рассасываются за счет диффузии газа в тромб. Время жизни пузырьков составляет порядка нескольких минут.

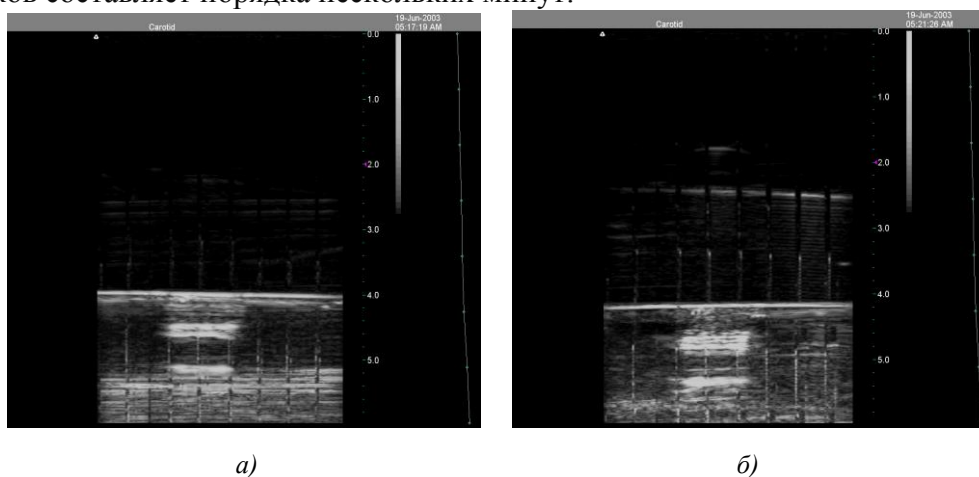


Рис.2. УЗ-изображение трубки с тромбом цельной крови сразу после облучения (а) и через 5 минут после облучения (б).

Таким образом показано, что кавитация в тромбе цельной крови достигается при амплитудах давления в фокусе УЗ излучателя, превышающих 35 атм. Дальнейшее увеличение амплитуды давления приводит к интенсификации процесса кавитации и росту числа кавитационных пузырьков. Для локальной эмульсификации тромба требуются давления, превышающие 70 атм, что было недостижимо в условиях наших измерений. Планируется проведение измерений с использованием более мощного усилителя, позволяющего достичь амплитуд давления 100 – 120 атм.

Использование характеристик рассеяния ультразвуковой волны на упругом шаре для определения его акустических параметров

Л.М. Котельникова, Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников

Физический факультет,

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

kotelnikova.lm16@physics.msu.ru

При проведении экспериментальных исследований со сферическими объектами важно знать их характеристики, такие как размер, плотность, скорости продольных и сдвиговых волн. Если диаметр шара может быть измерен штангенциркулем или микрометром, а плотность – определена из указанного диаметра и найденной взвешиванием массы, то скорости упругих волн в сферическом рассеивателе малого размера трудно измерить простым образом. В связи с этим представляет интерес разработка метода определения значений скоростей сдвиговых и продольных волн исходя из измерения характеристик рассеяния плоской звуковой волны на упругом шаре.

В работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования рассеяния плоской акустической волны мегагерцового диапазона частот на упругом шаре миллиметрового размера в жидкости.

Для проведения численного расчета использовалась следующая модель. Пусть на упругий шар радиуса a , погруженный в жидкость, падает плоская гармоническая волна:

$$p_i = p_0 e^{ikz} = p_0 e^{ikr \cos \theta} \quad (1)$$

где P_0 – комплексная амплитуда падающей волны, $k = \omega/c$ – волновое число, z – расстояние вдоль направления распространения волны, r и θ – сферические координаты ($z = r \cos \theta$), начало координат совмещено с центром шара.

Акустическое давление в рассеянной волне может быть представлено в виде разложения в бесконечный ряд по сферическим гармоникам [1]:

$$p_s = \sum_{n=0}^{\infty} p_0 i^n (2n+1) c_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta) \quad (2)$$

Здесь $P_n(\cos \theta)$ – полином Лежандра, $h_n^{(1)}(\xi) = j_n(\xi) + i n_n(\xi)$, где $j_n(\xi) = \sqrt{\frac{\pi}{2\xi}} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi)$,

$J_n(\xi)$ – функция Бесселя, $n_n(\xi) = \sqrt{\frac{\pi}{2\xi}} N_{n+\frac{1}{2}}(\xi)$, $N_n(\xi)$ – функция Неймана, коэффициенты

$$c_n = - \frac{\Gamma_n j_n(ka) - ka j_n'(ka)}{\Gamma_n h_n^{(1)}(ka) - ka h_n^{(1)'}(ka)} \quad (3)$$

характеризуют рассеяние и зависят от свойств рассеивателя и среды, в том числе от скоростей продольных и поперечных волн в шаре и его плотности, а также плотности жидкости и скорости продольных волн в ней. Полный вид коэффициентов c_n приводится в работе [1].

Структура рассеянного поля, рассчитанного по формулам (2) и (3), зависит сложным образом от частоты и угла наблюдения, что является результатом возбуждения продольных и поперечных волн внутри однородного шара, вызванных проникновением

падающей волны внутрь рассеивателя [2,3]. Таким образом, параметры рассеянного поля индивидуальны для конкретного шара, погруженного в конкретную жидкость.

На основании формул (2) и (3) в среде MATLAB была выполнена серия расчетов по нахождению углового распределения амплитуды рассеянного поля, созданного плоской волной, падающей на упругий шар. В случае, если радиус шара сравним с длиной волны или меньше нее, могут возникать внутренние резонансы на определенных частотах. При этом происходит резкое изменение амплитуды рассеянного поля и в некоторых случаях появляются дополнительные минимумы в поперечном распределении, перпендикулярном оси распространения падающей волны. В случае длинных волн распределение амплитуды для каждого шара характеризуется положениями минимумов и максимумов, которые расположены под определенными углами, смещаются при изменении частоты падающей волны и зависят от параметров рассеивателя. Полученная картина рассеянного поля может позволить определить неизвестные параметры рассеивателя: скорости сдвиговых и продольных волн.

Измерения проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 1. В бассейн с дегазированной водой помещался плоский пьезокерамический излучатель диаметром 38 мм (Olympus, USA) с резонансной частотой 1 МГц. На излучатель подавался импульсный сигнал с генератора, состоящий из 5 циклов, с центральной частотой 1 МГц. Измерение акустического сигнала осуществлялось с помощью миниатюрного гидрофона капсульного типа (Onda, USA), который перемещался с помощью системы микропозиционирования (Precision Acoustics, UK) вдоль трех взаимно перпендикулярных осей во время сканирования. Рассеиватель крепился с помощью системы натянутых рыболовных лесок, малая толщина которых (35.7 мкм) минимизировала их влияние на акустическое поле.

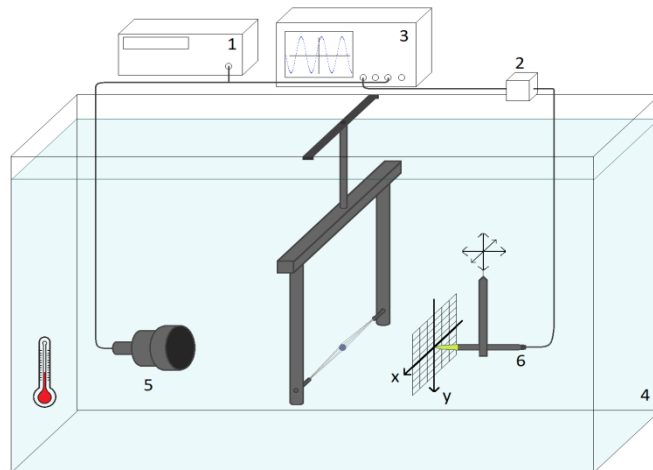


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (1 – генератор, 2 – предусилитель, 3 – осциллограф, 4 – бассейн с водой, 5 – плоский излучатель, 6 – гидрофон).

В качестве рассеивателя использовался стальной шар диаметром 4.8 мм (измерено штангенциркулем с точностью 0.1 мм) и массой 438 мг (измерено взвешиванием на электронных весах с точностью 1 мг). Как известно, одной из характеристик сферического рассеивателя является сечение рассеяния Σ_s , определяемое как отношение полной рассеянной мощности к интенсивности падающей волны [4,5]. Численный расчет сечения рассеяния для используемого в эксперименте стального шара, нормированный на площадь его поперечного сечения πa^2 , показан на рис. 2-а. Резкие изменения в сечении (пики или провалы) на определенных частотах говорят о

резонансных явлениях внутри шара, которые влияют на качественную картину рассеянного поля. В малой окрестности частоты 1 МГц такие резонансы отсутствуют.

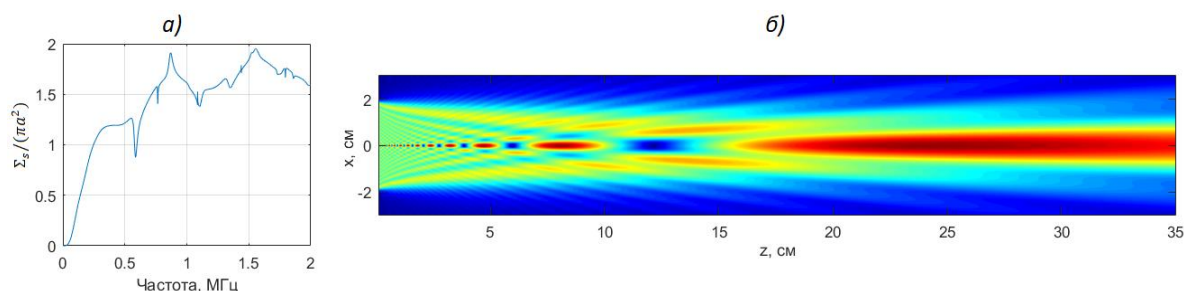


Рис. 2. а) Сечение рассеяния, нормированное на площадь поперечного сечения шара; б) амплитуда акустического давления поля плоского излучателя диаметром 38 мм, работающего на частоте 1 МГц.

Для прецизионного измерения характеристик рассеяния требуется создать в эксперименте режим плоской бегущей волны. Для этой цели был использован плоский излучатель, поле которого в некоторых областях пространства можно рассматривать с хорошим приближением как однородное и считать, что если в это место поместить рассеиватель, то на него будет падать плоская волна. На основе интеграла Рэлея [5] в случае гармонического колебания излучателя с частотой 1 МГц было рассчитано акустическое поле в плоскости, проходящей через акустическую ось излучателя, результат численного моделирования приведен на рис. 2-б. Вблизи излучателя (ближняя зона) поле имеет сложную осциллирующую структуру, связанную с дифракционными эффектами, но уже на расстоянии порядка 25 см распределение амплитуды в некоторой области является пространственно однородным, поэтому волну, локализованную на этом расстоянии, можно считать квазиплоской.

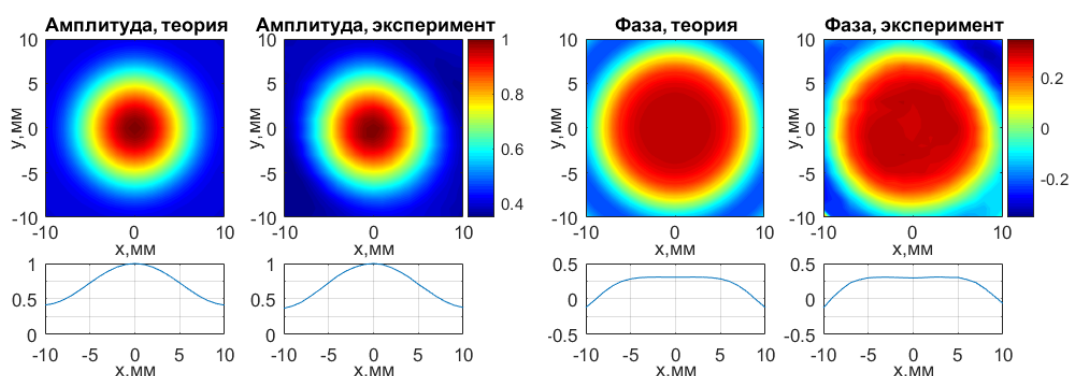


Рис. 3. Распределения нормированной амплитуды и фазы акустического давления: сверху – двумерные распределения в плоскости (x,y), снизу – сечения распределений, проходящие через центр симметрии.

Чтобы убедиться в том, что поле в этой области действительно представляет собой плоскую волну, на расстоянии 250 мм от поверхности излучателя было измерено двумерное распределение амплитуды и фазы поля излучателя в плоскости (x,y) с шагом 1 мм. На рис. 3 представлены результаты теоретического расчета на основе интеграла Рэлея и экспериментальных измерений амплитуды и фазы поля излучателя. Из распределений следует, что поле можно считать радиально симметричным и пространственно однородным на поперечном сечении диаметром 5 мм.

При проведении эксперимента стальной шар закреплялся на расстоянии 255 мм от излучателя и на расстоянии 100 мм от центра шара проводились измерения акустического поля вдоль осей x, y (рис. 1) с шагом 2 мм (в дальнейшем будем называть

это поле полным). В этих же точках было измерено поле при отсутствии рассеивателя (падающее поле) до и после измерений полного поля.

Сложность эксперимента заключалась в том, что за время проведения эксперимента хотя и слабо, но менялась температура воды, что вело к сдвигу фазы регистрируемого сигнала. Поэтому было принято решение анализировать рассеянное поле не по разности комплексных амплитуд полного и падающего поля, а по разности их действительных амплитуд, которые гораздо менее чувствительны к изменениям температуры (была вычислена разность действительных амплитуд падающих полей до и после проведения измерений с рассеивателем; относительная ошибка, возникающая при таком подходе, меньше 0.5 % на расстояниях не более 4 см от акустической оси). Используемый импульсный режим излучателя дал возможность исследовать полученные зависимости на наборе близких частот, учитывая изменение падающего на шарик поля излучателя при изменении частоты. Варьируя неизвестные параметры (скорости продольных c_l и поперечных волн c_t) в теоретических расчетах и сравнивая полученные графики с экспериментальными, можно найти значения этих параметров. Определенные таким способом параметры оказались следующими: $c_l = 5950 \pm 100 \text{ м/с}$ и $c_t = 3350 \pm 50 \text{ м/с}$. На рис. 4 приведены результаты экспериментальных измерений и теоретические расчеты для частоты 1 МГц.

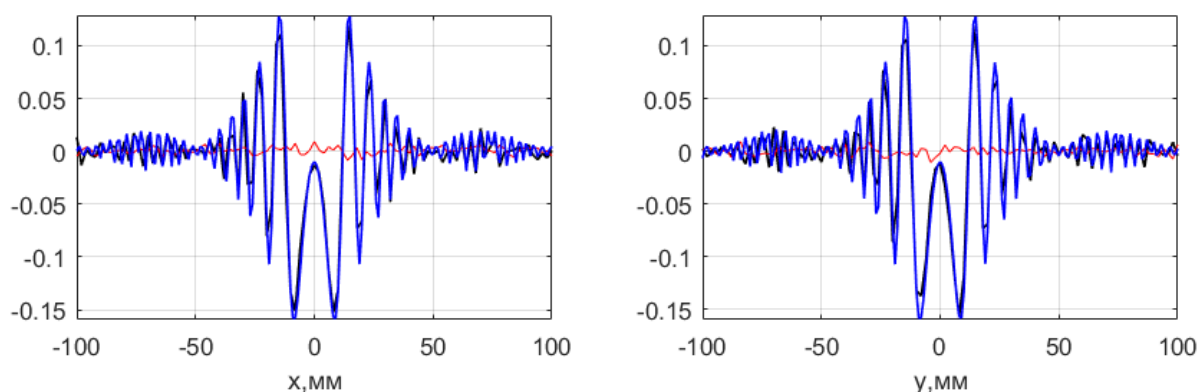


Рис. 4. Разность модулей комплексных амплитуд полного и падающего поля вдоль двух координатных осей x и y , измеренные экспериментально (черные кривые) и численно рассчитанные (синие кривые). Красные кривые соответствуют абсолютной ошибке определения разности модулей.

Предложенный в работе метод показывает возможность определения продольных и сдвиговых волн из характеристик рассеяния. Чтобы уменьшить ошибку при определении скоростей, нужно проводить измерения при неизменяющихся внешних условиях (температура воды), а также выбирать для измерений те расстояния от шарика, на которых рассеянный сигнал будет заметным по сравнению с полем излучателя.

Авторы признательны В.А. Рожкову за помощь в изготовлении системы крепления рассеивателей. Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00261.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Sapozhnikov, M.R. Bailey. // J. Acous.Soc. Am. 2013. V. 133. No 2. P. 661.
2. J. J. Farah. // J. Acoust.Soc. Am. 1951. V. 23. No 4. P. 405.
3. R. Hickling. // J. Acoust.Soc. Am. 1962. V. 34. No 10. P. 1582.
4. G. Johnson, R. Truell // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. No 11. P. 3466.
5. Л.Ф. Лепендин «Акустика» М.: Высшая школа, 1978.

Исследование влияния структуры акустического поля на характеристики акустооптического взаимодействия в двуосных кристаллах в ячейке с антифазным возбуждением соседних секций

М.И. Купрейчик, В.И. Балакший

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет
mir11@aviel.ru

Методы управления оптическим излучением, основанные на акустооптическом (АО) эффекте, находят широкое применение в различных областях науки и техники [1,2]. Современные АО приборы, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры являются востребованными и конкурентоспособными устройствами для управления световыми пучками. Их высокое быстродействие, малое управляющее напряжение, надежность и простота конструкции дают возможность оперативно и с высокой точностью управлять амплитудой, частотой, фазой и поляризацией световой волны, а также изменять направление ее распространения. Лазерная физика, экология, медицина, телекоммуникационные системы, военное дело – это лишь часть списка областей, где АО устройства нашли своё применение и обеспечили выход многих приборов на качественно новый уровень.

Кристалл парателлурита является, на настоящий день, основным кристаллом, применяемым в акустооптике [1,2]. Ярко выраженная акустическая анизотропия кристалла допускает распространение ультразвуковой моды с чрезвычайно низким значением фазовой скорости, что обеспечивает высокую АО эффективность. Высокая степень акустооптической анизотропии материала предоставляет, в свою очередь, возможность более гибкого подбора конфигурации ячейки под конкретное АО устройство. С другой стороны, сильная анизотропия материала накладывает жесткие требования на точность изготовления устройств. Широкий спектр применения АО устройств влечет за собой обширный и разнообразный список требований, предъявляемых заказчиком к каждой конкретной АО ячейке. Очевидно, что все разнообразие требований заказчиков не может быть удовлетворено единственным материалом, поскольку и у кристалла парателлурита есть ряд существенных недостатков. Таким образом, возникает задача поиска новых материалов, в том числе и двуосных кристаллов, которые, несмотря на расчетные и технологические трудности, обладают потенциально большим разнообразием допустимых вариантов АО взаимодействия, что делает перспективным изучение их свойств [3,4].

Целью настоящей работы явилось исследование варианта АО взаимодействия с одновременно низкой угловой и частотной селективностью дифракции в двуосных кристаллах. Расчеты характеристик АО взаимодействия выполнены для кристалла йодноватой кислоты (α -НЮ₃), для которого известны все компоненты диэлектрического, упругого и фотоупругого тензоров, а также тензора гирации [5-7].

Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии (класс 222), обладающий хорошими нелинейно-оптическими и акустооптическими свойствами. При этом высокая АО эффективность наблюдается как для варианта изотропной дифракции, так и для варианта анизотропного взаимодействия. Здесь необходимо отметить, что кристаллы ромбической сингонии, из всех сингоний двуосных кристаллов заслуживают особого внимания, продиктованного возможным прикладным значением. Обладая уникальным, более сложным типом оптической анизотропии, присущим только двуосным кристаллам, кристаллы ромбической сингонии оказываются сопоставимыми по сложности обработки и юстировки с одноосными кристаллами, чего, к сожалению,

нельзя сказать про моноклинную и триклинную сингонии. Однако конкретно кристалл йодноватой кислоты, являясь гигроскопичным, не может похвастаться высокой технологичностью. Так что выбор йодноватой кислоты в настоящей работе обусловлен, в большей степени, распространенностью материала и, что немаловажно, наличием в литературе всех необходимых констант для проведения расчетов.

Современные АО устройства работают, как правило, в Брэгговском или промежуточном режиме, что обеспечивает высокую АО эффективность и высокое быстродействие [1,2]. Однако высокая угловая и частотная селективность АО взаимодействия, присущая Брэгговскому режиму дифракции, может приводить к снижению характеристик АО устройств. Например, высокая угловая селективность АО дифракции в области дефлекторной геометрии взаимодействия приводит к существенному сужению углового диапазона дефлектора и модулятора. Гиротропные двуосные кристаллы, ввиду сложного вида волновых поверхностей вблизи оптических осей позволяют реализовывать варианты взаимодействия с одновременно низкой угловой и частотной селективностью даже в Брэгговском режиме дифракции [3,4]. Однако частотный диапазон АО ячейки определяется, в таком случае, величиной гиротропии материала, которая в свою очередь сильно зависит от длины волны падающего излучения. Другим негативным моментом такой конфигурации взаимодействия является неоднородная поляризация дифрагированного излучения, что существенно сужает реальный частотный диапазон АО ячейки.

Отличительной особенностью АО дифракции в двуосных кристаллах является зависимость геометрии взаимодействия от длины волны падающего излучения, обусловленная эффектом дисперсии положения оптических осей. Отмеченная особенность приводит к необходимости коррекции геометрии взаимодействия, которая может быть реализована, например, путем изменения, в зависимости от длины волны падающего излучения, фазовой задержки между отдельными секциями пьезопреобразователя. Минусом данного решения является сложность и дороговизна АО ячейки. Альтернативным вариантом может служить применение пассивного преобразователя с антифазным возбуждением соседних секций. Такой подход также позволяет в некотором спектральном диапазоне частично компенсировать изменение геометрии взаимодействия, при этом, в сравнении с предыдущим вариантом, сложность изготовления ячейки снижается на порядок. Здесь необходимо отметить, что вследствие заметной дисперсии положения оптических осей для кристалла йодноватой кислоты, требуются секции с довольно малым периодом. Поэтому для обеспечения необходимой длины АО взаимодействия преобразователя должен содержать большое число секций, что существенно усложняет конструкцию АО ячейки.

АО взаимодействие в периодически неоднородном акустическом поле позволяет реализовать вариант взаимодействия с одновременно низкой угловой и частотной селективностью дифракции и при отходе от оптических осей двуосного кристалла. В таком случае не накладывается никаких требований на гиротропию кристалла, что существенно расширяет частотный диапазон ячейки. На рис. 1 приведены области взаимодействия при развороте плоскости взаимодействия к оси, перпендикулярной к плоскости, содержащей оптические оси. При этом рис. 1,б соответствует большему развороту плоскости. Большой разворот плоскости взаимодействия обеспечивает, при сопоставимых периодах секционированного преобразователя, более однородный и широкий частотный диапазон АО ячейки, при этом требуемая перестройка частоты между тангенциальной и дефлекторной геометрией увеличивается. На рис. 2 представлена амплитудная структура акустического поля в плоскости взаимодействия для рассматриваемых конфигураций среза кристалла. Малый период секций преобразователя приводит к сложной амплитудной и, что более важно, фазовой

структуре акустического поля. В нашем случае ситуация немного подправляется слабой акустической анизотропией йодноватой кислоты для рассматриваемых срезов кристалла; параметр акустической анизотропии близок к 1, а угол акустического сноса в плоскости взаимодействия не превышает 3° [8-10].

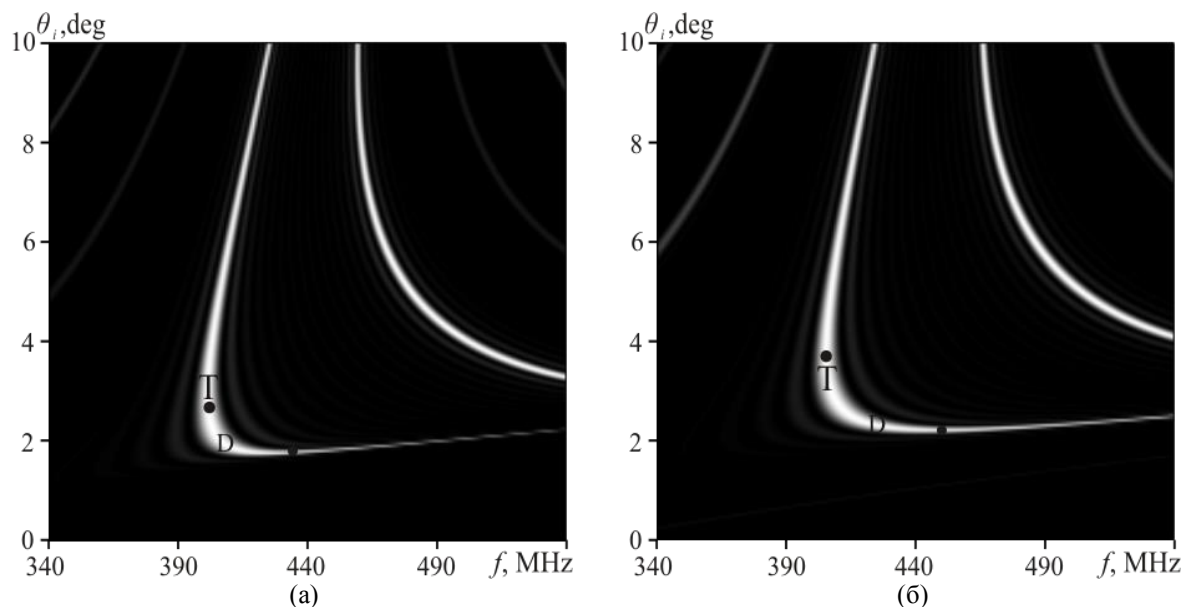


Рис. 1. Области АО взаимодействия

Задача АО взаимодействия для рассматриваемого варианта дифракции, с учетом реальной структуры акустического пучка, может быть решена на основе двумерных уравнений связанных мод, описывающих изменение амплитуд взаимодействующих световых пучков вдоль направлений потока электромагнитной энергии. В нашем случае ситуация существенно упрощается тем, что при дифракции вблизи тангенциальной точки можно пренебречь различием в направлениях потоков энергии взаимодействующих световых пучков.

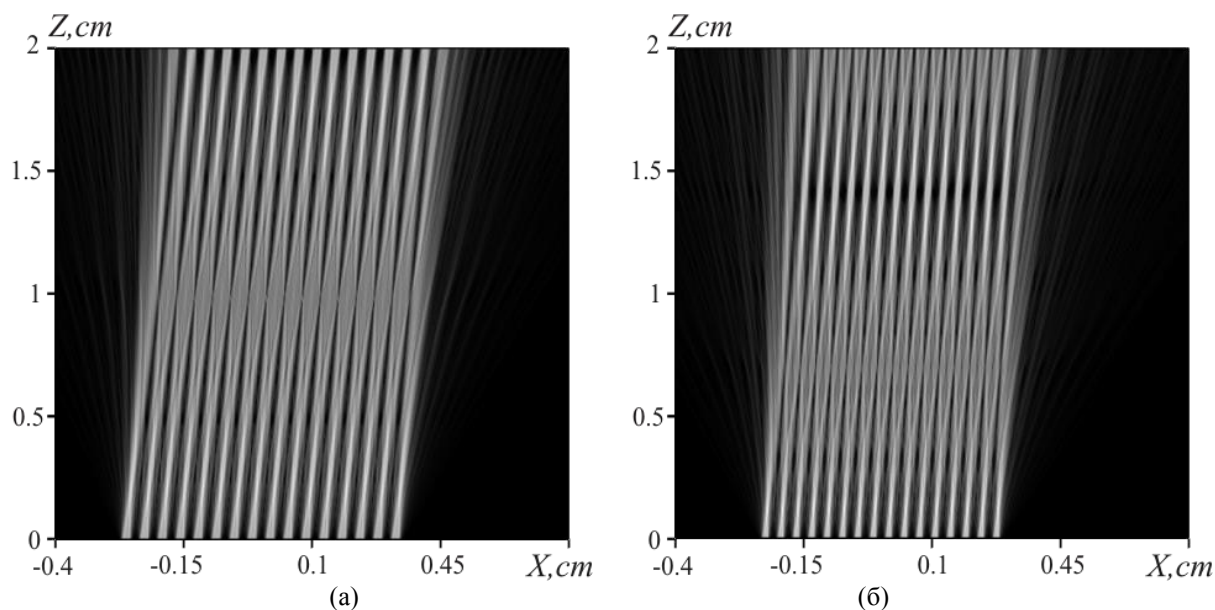
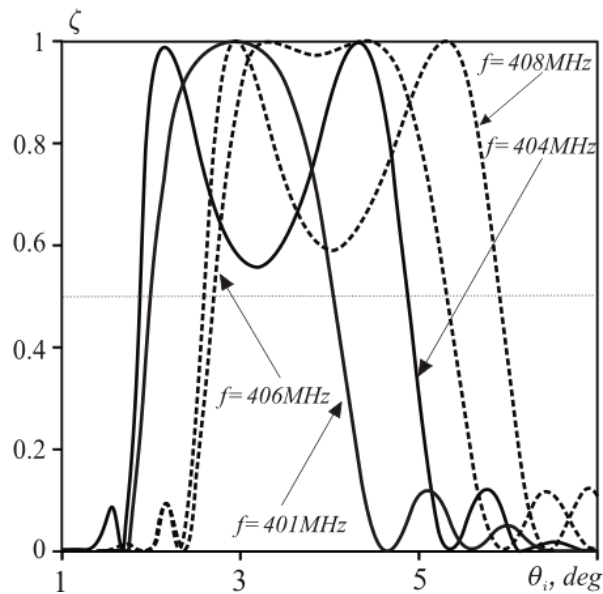


Рис. 2. Амплитудная структура акустического пучка

На рис. 3 приведены угловые и частотные характеристики взаимодействия для

рассматриваемых срезов кристалла. Характеристики для среза с большим разворотом плоскости взаимодействия изображены пунктиром. Численные расчеты показывают, что, угловой и частотный диапазоны ячейки, несмотря на неоднородную амплитудную и фазовую структуру акустического пучка, практически не зависят от смещения падающего светового пучка вдоль оси Z. Известно, что при ортогональном падении, в режиме низкой эффективности дифракции, угловая и частотная характеристики взаимодействия пропорциональны, с поправкой на акустооптическую анизотропию, угловому спектру Фурье акустического пучка в плоскости преобразователя. В рассматриваемом случае эффективность дифракции достигает 100%, но тенденция, по-видимому, сохраняется.



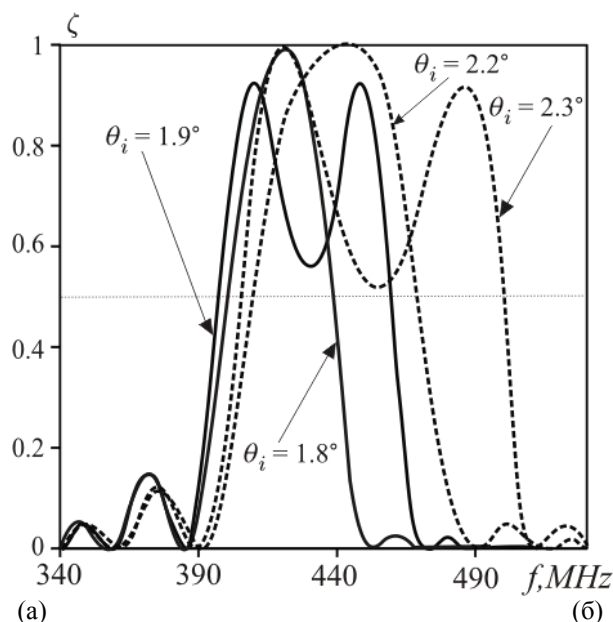


Рис. 3. Угловые (а) и частотные (б) характеристики АО взаимодействия

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, грант № 17-07-00369.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
2. J. Xu and R. Stroud, Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications Wiley, 1992.
3. V.I. Balakshy, M. I. Kupreychik // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. P. 463.
4. V.I. Balakshy, M. I. Kupreychik // Applied Optics. 2018. V. 57. P. 5549.
5. D. A. Pinnow and R. W. Dixon // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 156.
6. Н. Р. Иванов, О. А. Чихладзе // Кристаллография. 1976. V. 21. No 1. P. 125.
7. Н. Naito and Н. Inaba // Opto-electron. 1972. V. 4. P. 335.
8. V. I. Balakshy and S. N. Mantsevich // Acoust. Physics. 2012. V. 58. P. 549.
9. S. N. Mantsevich et al. // Ultrasonics. 2017. V. 78. P. 175.
10. V. I. Balakshy, A. S. Voloshin, and V. Ya. Molchanov // Ultrasonics. 2015. V. 59. P. 102.

Численное моделирование и 3D визуализация сдвиговых волн в мягких биологических тканях

А.А. Лисин, И.Ю. Демин

Национальный исследовательский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

lisin.artem.a@gmail.com

Численное моделирование медицинского ультразвука значительно продвинулось. Это открывает множество возможностей для медицинского ультразвука и сопутствующих технологии. Многочисленные новые определяющие уравнения и алгоритмы появились и были применены для изучения различных медицинских ультразвуковых приложений, в том числе визуализации ультразвука. Кроме того, благодаря быстрой прогрессии компьютеров, моделирующих распространение акустических волн в трехмерном пространстве, крупномасштабные домены стали реальностью [1].

Проведение физического моделирования требует значительной подготовки, связанной с подготовкой объекта моделирования, и любая допущенная ошибка серьезно влияет на результат, поэтому численный эксперимент позволяет предсказать результат физического измерения, оценить результат, и при наличии ошибки заметить ее и внести поправки.

Распространение волн в упругих средах удобно моделировать в пакете MATLAB, оптимизированном для работы с матрицами большого размера, а для удобства работы с пространством toolbox k-Wave, созданный для расчета распространения волн в упругих средах.

Численная модель набора скриптов k-wave подразумевает работу с пространством как инициализацию матрицы заданного размера, каждому элементу которой присваиваются необходимые физические параметры, необходимые для расчета поля в точке. В пространстве k-wave данная матрица имеет название kgrid.

В данной работе было проведено численное моделирование метода эластографии сдвиговой волной (Shear Wave Elasticity Imaging SWEI). Данный метод был реализован на системе Verasonics с открытой архитектурой на кафедре акустики в лаборатория биомедицинских технологий, медицинского приборостроения и акустической диагностики «МедЛаб» ННГУ им. Н.И. Лобачевского [2]. Это позволяет проверять результаты, полученные с помощью численного моделирования, на практике.

Реализация численного решения задачи моделирования подразумевает разделение на этапы: сначала задается среда, в которой проводится моделирование (это может быть как линейная среда, так и нелинейное пространство), после этого ставится датчик (в данном случае это модель стандартного линейного датчика для ультразвуковых исследований), и, наконец, симуляция распространения волн в среде.

В случае с линейным датчиком излучателем является фазированная антенная решетка, состоящая из 128 элементов. В рамках заданной численной модели это 128 точечных источников (рис.1а). Для получения сдвиговой волны необходимо сфокусировать излучатели в точку. Это достигается с помощью квадратичного фазового набега на каждом излучателе, за ноль считаем центр датчика. Для моделирования сдвиговой волны источник расположен в области пятна фокусировки и состоит из 8 элементов, расположенных в форме ромба (рис.1б). Среда в данной модели принята однородной, с такими характерными параметрами, как плотность $\rho = 1020 \text{ кг/м}^3$ и скорость звука $C = 1540 \text{ м/с}$.

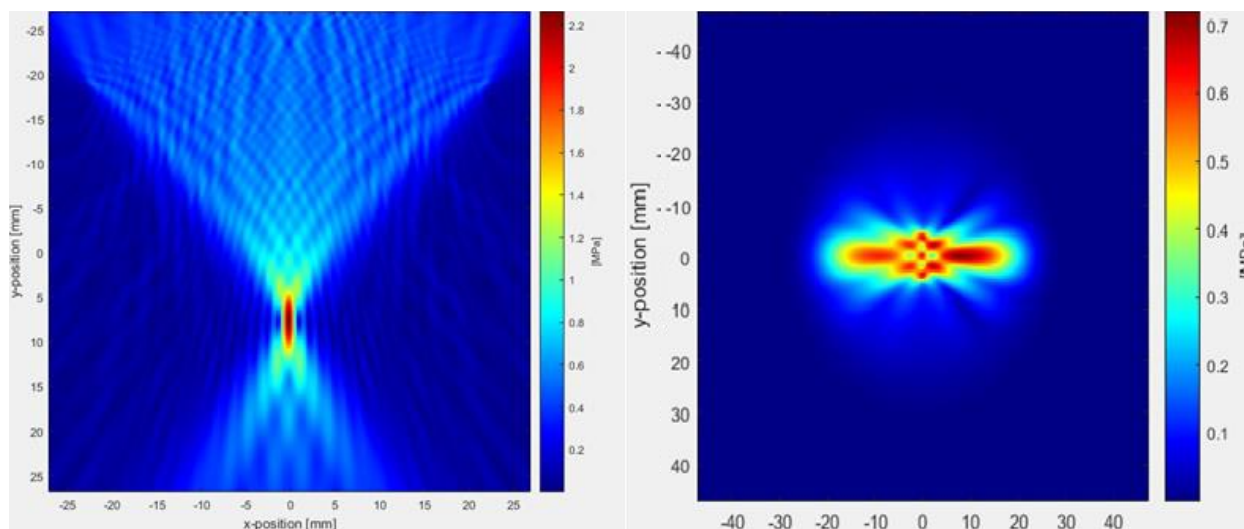


Рис. 1. а) Визуализация расчетного давления фокусировки ультразвуковых излучателей, аналогичных линейному медицинскому датчику L7-4, б) Визуализация распространения сдвиговой волны на основе расчета давления при фокусировке

Состояние среды в процессе моделирования сохраняется в виде массива распределения давления на каждом итерационном шаге алгоритма, что, при сохранении этих данных, позволяет визуализировать не только результат в конечный момент времени, но и эволюцию среды.

Для того, чтобы более наглядно визуализировать полученные результаты, использовано программное обеспечение Autodesk Maya – пакет для работы с 3d графикой и анимацией. Его преимуществом перед аналогами является то, что изначально он разрабатывался для работы с вершинной геометрией, а не плоскостной, что очень удобно при переносе данных для визуализации, получение которых основано на координатной сетке [3].

Он обладает своим скриптовым языком программирования, что позволило использовать численные значения, полученные в k-Wave, для визуализации генерации ультразвукового пучка и распространения сдвиговой волны с помощью геометрических примитивов.

Для получения трехмерного распространения использовалась цилиндрическая симметрия относительно оси фокусировки ультразвукового пучка, поскольку полученное распространение сдвиговой волны справедливо для любого направления, перпендикулярного к оси фокусировки пучка.

Данные численного моделирования из MatLab экспортируются во внешний текстовый файл, с которым работает внешний скрипт, выделяя границы распространения сдвиговой волны и преобразовывая их в границы геометрических примитивов, с помощью которых 2D распространение визуализируется как 3D. В качестве промежуточного языка между MatLab и Autodesk Maya использовался Python.

Средствами графического редактора были получены трехмерные модели пятна фокусировки и границы распространения сдвиговой волны (рис.2). Для наглядности в пространство добавлено графическое решение из k-Wave, что позволило визуализировать ультразвуковой пучок и волновой фронт на фоне процесса распределения давления в среде.

Данный программный пакет позволяет работать с анимацией, что позволяет показать не только моментное положение волнового фронта, но и его эволюцию во времени. Для этого необходимо на каждой итерации алгоритма выгружать данные из

MatLab, строить в графическом редакторе текущее состояние среды, после чего продолжить выполнение алгоритма, повторяя процесс визуализации на каждом шаге.

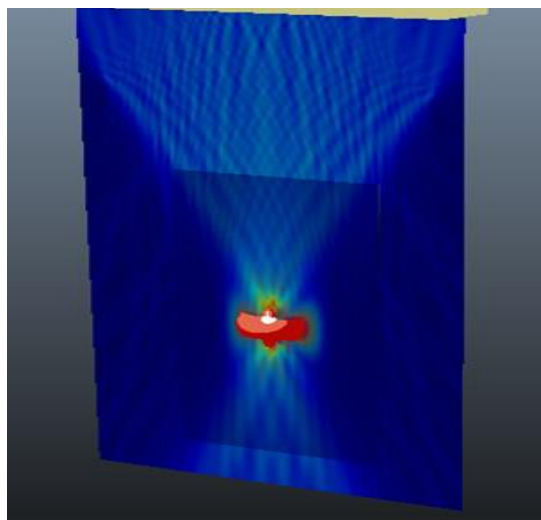


Рис.2 Визуализация распространения фронта сдвиговой волны средствами Autodesk Maya

Для сравнения численного и физического моделирования использовались результаты background фантома. Физическое моделирование было реализовано на системе Verasonics с открытой архитектурой на кафедре акустики в лаборатория биомедицинских технологий, медицинского приборостроения и акустической диагностики «МедЛаб» ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Background измерялся на фантоме CIRS model 049A. Для численного моделирования использовался описанный выше алгоритм, в качестве входных данных использовались следующие свойства среды: $C = 1540 \text{ m/s}$, $\rho = 1010 \text{ kg/m}^3$. Параметры источника: $f = 5\text{MHz}$, 128 излучателей, аналогичных линейному медицинскому датчику L7-4.

	K-wave	CIRS
V сдвиговая, м/с	3.12	2.35
E, кПа	29.49	16.7

На текущий момент представлены результаты распространения в однородной среде, это необходимо для проверки и отладки алгоритма(но необходимые дополнения для учета нелинейности среды в алгоритм заложены). В дальнейшем я планирую доработать и применить данный алгоритм для рассмотрения неоднородных сред, так как в медицинском приложении именно они представляют наибольший интерес, в качестве моделирования мягких биологических тканей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ, проект 19-12-00256.

ЛИТЕРАТУРА

1. Juanjuan Gu, Yun Jing. // IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control(November 2015) DOI: 10.1109/TUFFC.2015.007034
2. Демин И. Ю. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 6. 1860101(С. 1-5).
3. Лисин А.А. // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2018: Сборник статей Всероссийской школы-семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. Саратов: Изд-во Саратовский источник. 2018. С. 75-78

Регистрация образования наночастиц при ультразвуковой абляции гипсового фантома почечного камня в воде

А.П. Брысев, Р.В. Клопотов, Д.И. Макалкин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова 38
Международная Ассоциированная Лаборатория критических и сверхкритических явлений в функциональной электронике, акустике и флюидике (LICS)
dmitrymakalkin@yandex.ru

Лазерная абляция твердых тел в жидкости является одним из востребованных методов получения наночастиц [1], позволяющим синтезировать наночастицы заданных размеров и свойств из различных материалов, в том числе и тогда, когда использование других методов затруднительно [2]. Важно, что распределение абляционных частиц по размерам зависит от локального микроскопического давления паров жидкости, которое в процессе лазерной абляции достигает сотен атмосфер [2]. Такие величины давления (и более!) локально могут достигаться в высокоинтенсивных ультразвуковых пучках, а также имеют место при стимулированной мощным ультразвуком кавитации [3]. Использование этих ультразвуковых явлений, а также эффекта ультразвукового распыления позволяет вырабатывать разнообразные наночастицы за счет химических реакций, индуцированных звуком в объеме с раствором реагентов [4]. Недостатком подобных методов является наличие примесей в наночастицах в виде поверхностно-активных веществ (ПАВ). В работе [5] эту проблему решили за счет ультразвукового облучения алюминиевых пленок нанометровой толщины, погруженных в жидкость. В результате были получены наночастицы алюминия без присутствия ПАВ. В тоже время, в [6] было продемонстрировано, что периодическое (~ 200 Гц) воздействие сфокусированных ультразвуковых радиоимпульсов с несущей частотой от 170 кГц до 800 кГц и амплитудой давления в фокусе порядка 6 МПа на гипсовые фантомы почечных камней в воде приводит к их фрагментации. При этом размер фрагментов с ростом несущей частоты уменьшается от нескольких миллиметров до долей миллиметра. С учетом всех этих факторов цель данной работы состояла в экспериментальной проверке новой возможности образования наночастиц, при которой лазерный пучок в классической схеме лазерной абляции твердых тел в жидкости заменен на высокоинтенсивный ультразвуковой пучок мегагерцового диапазона.

Схема и методика экспериментов. Упрощенная схема экспериментов представлена на Рис. 1а. Ультразвуковой пучок в воде создавался пьезокерамическим элементом (1) в виде сферического сегмента диаметром 28 мм. Ультразвуковой преобразователь возбуждался радиоимпульсами с несущей частотой 1.80 МГц и длительностью 1 мс, следующими с периодом 5 мс. Импульсы формировались в генераторе Tektronix AFG 3102 и усиливались каскадом усилителей мощности. Оконечный усилитель OM3500HF имел выходную мощность до 3.5 кВт. Максимальная длительность ультразвукового воздействия не превышала 3 минуты. Измерения осевых и поперечных распределений поля широкополосным (до 30 МГц) звукопрозрачным PVDF-гидрофоном GEC Marconi с диаметром пьезоактивной зоны 0.5 мм показали, что фокальная перетяжка сфокусированного ультразвукового пучка расположена в области 57-70 мм от излучателя (1), а ее диаметр составляет ~ 4 мм. Характерная нелинейная форма временного профиля акустического давления (Рис. 1б) с шириной ударного фронта ~ 30 нс получена на оси пучка на расстоянии 61 мм от излучателя (1) в точке, где суммарный перепад акустического давления максимален и составляет 50 МПа. Такое значение близко к тем, что имеют место в современных литотриптерах, с помощью

которых успешно дробят камни *in vivo* в организме человека.

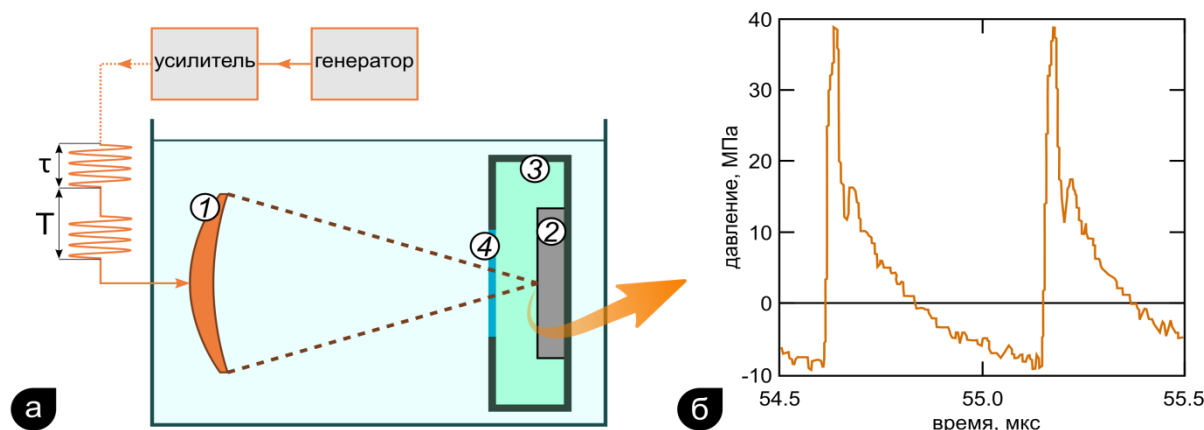


Рис. 1. а) - упрощенная схема эксперимента: 1 - сфокусированный ультразвуковой пьезопреобразователь с рабочей частотой $F=1.80$ МГц, период следования ультразвуковых импульсов $T=5$ мс, их длительность $\tau=1$ мс. 2 - гипсовый образец, 3 - герметично закрываемая кювета со звукопрозрачным окном 4. Пунктиром обозначен ультразвуковой пучок. б) - временной профиль акустического давления в области фокальной перетяжки ультразвукового пучка.

Несколько твердотельных образцов (2) с прочностью на сжатие 2.5 МПа, были изготовлены из сухой гипсовой смеси "БОЛАРС" и размещались в фокальной области ультразвукового пучка. Акустические параметры образцов оказались близки к данным, приведенным в [6-8] для гипсовых фантомов почечных камней. При фото- и видеорегистрации хода и результатов экспериментов образцы фиксировались на подвесе из капроновых нитей. С целью сбора абляционных частиц для последующих измерений их параметров образец приклеивался к стенке герметичной и заполненной дистиллированной водой кюветы со звукопрозрачным окном (см. Рис. 1а). Распределения абляционных частиц по размерам и массам были получены на лазерном анализаторе размеров частиц Shimadzu SALD-7500 для двух независимых проб. При измерениях пробы интенсивно перемешивались с целью разрушения крупных агломераций частиц, возникающих после ультразвукового воздействия. Результат измерений фиксировался, когда регистрируемые распределения частиц переставали изменяться со временем.

Результаты и их обсуждение. Полученные результаты показали, что воздействие мощных радиоимпульсов ультразвука, сфокусированных на поверхность гипсового фантома почечного камня, приводит к ее интенсивному локальному разрушению, сопровождающимся микровзрывами в области фокусировки. Хотя выяснение механизма такого разрушения не входит в цели данной работы, все же отметим, что в данных условиях наиболее вероятным механизмом деструкции с образованием наночастиц представляется ультразвуковая кавитация. Во-первых, оценка интенсивности в фокусе дает величину порядка 400 Вт/см^2 , что намного превосходит максимальное значение порога кавитации 10 Вт/см^2 в воде для несущей частоты ультразвука 2 МГц, приведенного в [9]. Возникновению кавитации в данных условиях способствует и большая величина давления (~ 10 МПа), зарегистрированная в фазе разрежения. Наконец, согласно [10], при несущей частоте ультразвука 2 МГц и длительности импульсов в интервале от 0.03 мс до 10 мс уровень акустической кавитации в воде максимален при значениях коэффициента заполнения K от 10 до 30%. В нашем случае $K=20\%$, что также свидетельствует в пользу развития акустической кавитации. Одной из характерных ее особенностей является взрывной характер схлопывания кавитационных пузырьков, сопровождающегося образованием ударных волн. Если, как в данном случае, коллапс

пузырька происходит вблизи твердой поверхности, то это вызывает образование микропотоков, которые в дополнение к ударной волне также воздействуют на поверхность, вызывая ее эрозию.

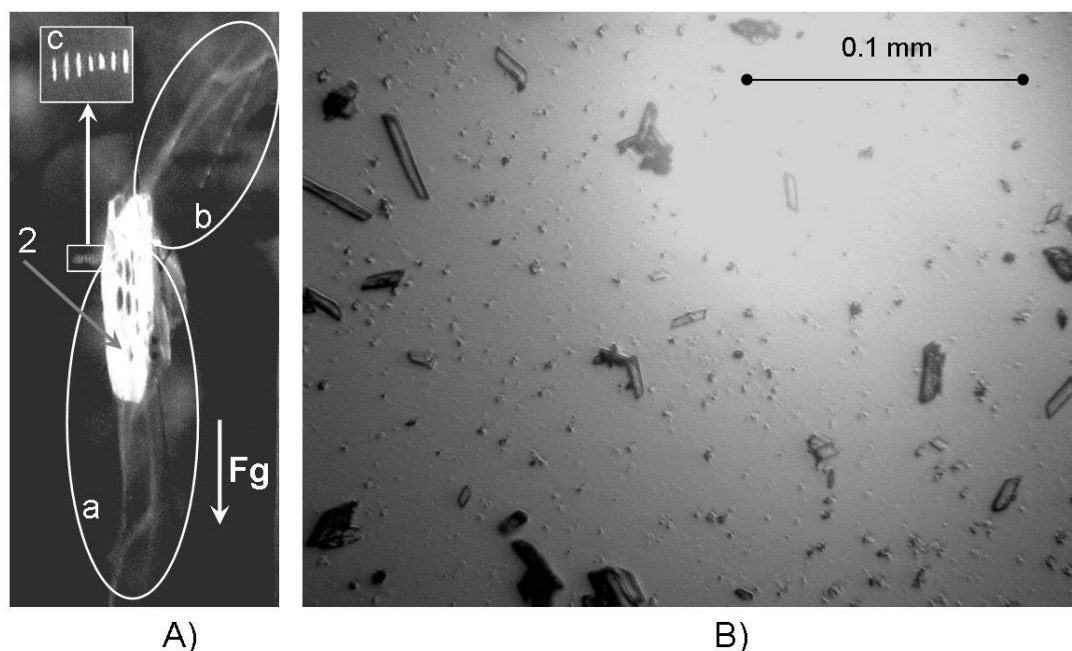


Рис. 2. А) Характерная картина ультразвуковой абляции гипсового образца **2**. а) - "облака" более крупных частиц, медленно оседающих на дно бассейна, б) - "облака" наиболее мелких частиц, дрейфующих в акустическом потоке к водной поверхности, в) - увеличенное изображение фокальной области сфокусированного ультразвукового пучка с наиболее мелкими частицами, захваченными в узлы стоячей ультразвуковой волны. F_g - вектор силы тяжести. В) Фотография абляционных частиц, полученная на оптическом микроскопе с увеличением $\times 40$.

На Рис. 2А приведена фотография, иллюстрирующая характерные процессы, наблюдаемые при ультразвуковой абляции, реализуемой в предложенной схеме. Как видно, взвесь абляционных частиц, вынесенных с поверхности образца **2** в воду в виде своеобразных "облаков" (см. Рис. 2, области, выделенные овалами), увлекается образующимися акустическими потоками. Более крупные частицы дрейфуют в потоке в направлении дна бассейна (область овала (а) на Рис. 2). Одновременно очень мелкие частицы, не опускаясь на дно под действием силы тяжести, дрейфуют в том числе и к поверхности воды (область овала (б) на Рис. 2). Часть таких очень мелких абляционных частиц за счет действия радиационных сил в стоячей ультразвуковой волне захватывается в ее узлах [11] и, тем самым, визуализирует ее фронты в области фокальной перетяжки (область (с) на Рис. 2, увеличенное изображение области фокальной перетяжки). Такое поведение твердотельных абляционных частиц в воде служит качественным свидетельством того, что их размеры аномально малы.

Результаты количественного анализа распределения абляционных частиц по размерам и массам представлены на Рис. 3. Как видно по левым частям обеих гистограмм, в результате ультразвуковой абляции среди прочих действительно образуется значительное число частиц нанометровых размеров. В соответствии с верхней гистограммой наибольшее число таких частиц имеет размеры, распределенные в интервале от 20 нм до 60 нм с максимумом распределения при 35 нм. При этом из нижней гистограммы следует, что общая масса таких наночастиц составляет чуть больше половины общей массы абляционных частиц в отобранных пробах. Вторая половина массы приходится на частицы существенно больших размеров, однако их относительное

число крайне мало.

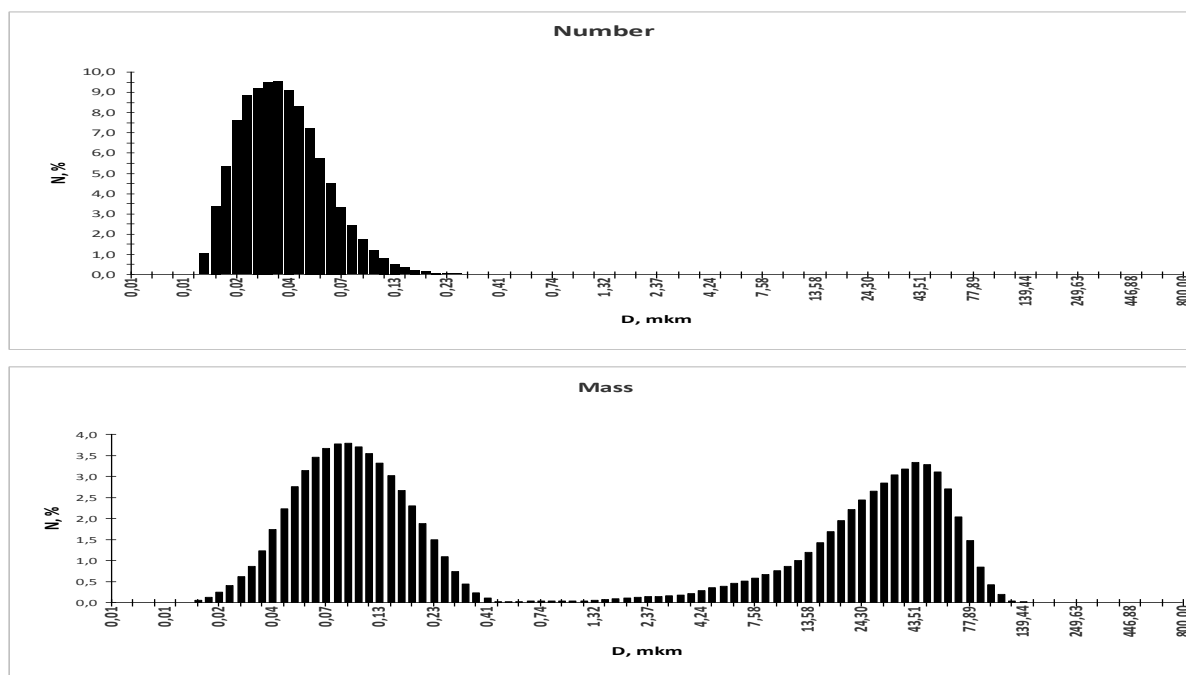


Рис. 3. Гистограммы распределений нормированного числа абляционных частиц по размерам (верхний график) и по массе (нижний график).

Таким образом, впервые зарегистрировано образование наночастиц с размерами в десятки нанометров при абляции гипсового образца в воде, реализуемой сфокусированными ультразвуковыми импульсами с несущей частотой 1.8 МГц и суммарным перепадом акустического давления в фокусе 50 МПа.

Благодарности. Работа поддержана программой Президиума РАН 1.7 "Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов". Авторы благодарны к.т.н. Л.М. Крутянскому, к.ф.-м.н. В.Н. Ледневу и к.ф.-м.н. А.В. Симакину за помощь в работе и консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Zhang, B. Gökçe, S. Barcikowski // Chem. Rev. 2017. V. 117. No 5. P. 3990.
2. С.Н. Андреев, В.И. Вовченко, А.А. Самохин // Труды ИОФАН. 2004. Т. 60. С. 149.
3. Л.Р. Гаврилов "Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине" М.: Физис, 2013.
4. J. Hinman, K. Suslick // Topics in Current Chemistry. 2017. V. 375. No 12.
5. Y.A.M. Ismail et al. // Japanese Journal of Applied Physics. 2015. V. 54. No 7. P. 075002.
6. A.D. Maxwell et al. // Journal of Urology. 2015. V. 193. No 1. P. 338.
7. J.A. McAteer et al. // Urological Research. 2005. V. 33. No 6. P. 429.
8. W.N. Simmons et al. // J. Mech. Behav. Biomed. Mater., 2010. V. 3. No. 1. P. 130.
9. C.R. Hill // JASA. 1972. V. 25. P. 12.
10. C.R. Hill, G.P. Joshi // Proc. Conf. on Ultrasonics in Biol.&Med., UBIOMED-70. 1970.
11. О.В. Руденко и др. // Российские нанотехнологии. 2010. Т. 5. No. 7-8. С. 63.

Экспериментальная реализация нелинейного параметрического взаимодействия капиллярно-гравитационных волн, индуцированного радиационным давлением ультразвука

Л.М. Крутянский^{1,3}, В.Л. Преображенский^{1,3}, Д.И. Макалкин^{1,3}, А.П. Брысев^{1,3},
P. Pernod^{2,3}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова 38

² Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France

³ Международная Ассоциированная Лаборатория критических и сверхкритических явлений в функциональной электронике, акустике и флюидике (LICS)

dmitrymakalkin@yandex.ru

Взаимодействие ультразвука с возмущениями поверхности жидкости представляет интерес как для фундаментальной физики, так и для возможных применений в интенсивно развивающейся микро-акусто-флюидике [1], а также при лабораторном моделировании мегамасштабных волновых процессов в океане [2]. Простейшим проявлением такого взаимодействия является линейное возбуждение капиллярно-гравитационных волн (КГВ) за счет радиационного давления акустических пучков (см. например [3]). Другим способом возбуждения КГВ является параметрический механизм, известный как неустойчивость Фарадея [4]. Модуляция частоты КГВ, за счет акустической вибрации поверхности жидкости, обусловленной эффектом инерции, описана в [5]. В [4,5] параметрическая модуляция линейного параметра среды приводит к линейно связанным парам фазосопреженных волн. Однако, когда внешняя сила модулирует нелинейный параметр системы, возникает другой тип параметрического взаимодействия, приводящий к связыванию волновых триад. В качестве одного из подобных примеров можно указать модуляцию нелинейных упругих модулей в магнитных кристаллах электромагнитным полем [6]. Важной особенностью такого нелинейного параметрического взаимодействия является возможность возникновения взрывной неустойчивости трех связанных ультразвуковых волн [7]. В [8] теоретически показано, что зависимость сил радиационного давления излучения плоской ультразвуковой волны от формы поверхности, на которую они действуют, также может служить своеобразным механизмом нелинейного параметрического взаимодействия триад КГВ. В настоящей работе представлены первые результаты экспериментальной реализации нелинейного параметрического взаимодействия ультразвука и КГВ, рассмотренного в [8], и измерений амплитуд взаимодействия триад КГВ.

Схема и методика эксперимента. Схема эксперимента показана на Рис. 1. Стеклоянная кювета с размерами 50x18x30 мм по осям X, Y и Z соответственно заполнялась до уровня 15 мм инертной и нетоксичной жидкостью FC-72 (Perfluorohexane). Два прямоугольных пьезопреобразователя (**1** и **2** на Рис. 1) с резонансными частотами 1.0 МГц располагались один над другим и контактировали с дном кюветы через акустический гель. Верхний преобразователь, имевший размеры 50x18 мм вдоль осей X и Y, перекрывал всю площадь дна кюветы. Второй преобразователь, имевший размеры 14x18 мм, располагался под первым симметрично относительно вертикальной оси ячейки Z. Преобразователи возбуждались амплитудно-модулированными (АМ) радиочастотными (РЧ) сигналами, при этом верхний преобразователь **1** являлся источником параметрической накачки, а нижний служил для возбуждения мод КГВ, участвующих в параметрическом взаимодействии.

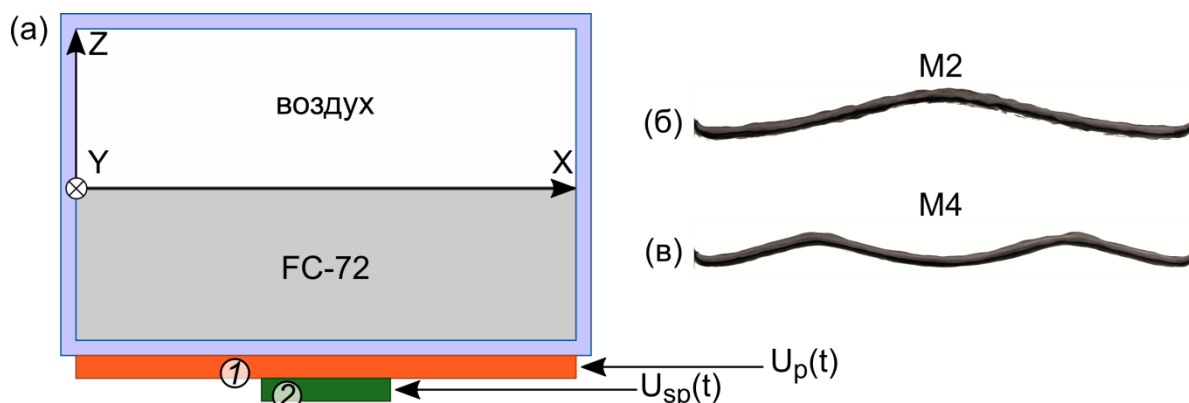


Рис. 1 (а) - упрощенная схема эксперимента, 1 - преобразователь накачки, 2- преобразователь. (б, в) - пространственные профили 2-ой и 4-ой моды КГВ соответственно;

Для устранения когерентной интерференции рабочие частоты преобразователей накачки F_p и мод F_{sp} были отстроены друг от друга на 5 кГц: $F_p=1030$ кГц и $F_{sp}=1035$ кГц. Колебания поверхности жидкости в плоскости ZX регистрировались на видеокамеру. Последовательная обработка кадров позволяла получать временную зависимость $z(0,t)$ амплитуды колебаний поверхности в заданном вертикальном сечении. Резонансные кривые и собственные частоты f второй и четвертой мод стоячих КГВ были измерены при возбуждении нижнего преобразователя РЧ-сигналом, частота модуляции которого линейно изменялась в диапазоне от 4 Гц до 9 Гц. Установлено, что для малых амплитуд $f_2=5.265$ Гц, $f_4=7.873$ Гц для второй и четвертой моды соответственно. В экспериментах по трехволновому параметрическому взаимодействию нижний преобразователь возбуждался РЧ-сигналом, с частотой модуляции f_2 , либо сигналом с огибающей, представлявшей собой сумму гармонических компонент на частоте резонанса второй и четвертой мод. Для возбуждения верхнего преобразователя на частоте накачки использовалась АМ-модуляция с частотой f_p . В соответствии с условиями нелинейного параметрического резонанса, полученными в [8], необходимая для процесса взрывной неустойчивости частота накачки определялась как $f_p=2f_2-f_4$ (см. далее).

Результаты и их обсуждение. Типичный спектр колебаний поверхности FC-72 в среднем сечении кюветы, полученный для случая возбуждения второй моды с частотой $f_2=5.265$ Гц и накачки с частотой $f_p=2.680$ Гц, показан на Рис. 2. Тут же приведены и измеренные резонансные кривые для обеих мод. Сразу отметим, что в теории [8] поле акустического радиационного давления накачки в ограниченной кювете предполагается однородным и потому само по себе не может вызвать возмущения идеально плоской поверхности жидкости в силу несжимаемости последней. Однако в реальности под воздействием поля накачки поверхность FC-72 все же испытывала незначительные возмущения, т.к. ее интерфейс не был абсолютно плоским из-за наличия менисков у стенок кюветы, а ближнее поле преобразователя накачки не являлось абсолютно однородным. Этим объясняется присутствие в спектре компоненты на частоте накачки f_p . Как и предсказывалось в [8], в результате нелинейного параметрического взаимодействия в спектре наблюдается компонента с частотой $2f_2-f_p=7.850$ Гц (см. Рис. 2 б). Одновременно, вследствие нелинейности, присущей КГВ [9], происходит смешение второй моды M2 с нерезонансными колебаниями на частоте накачки, дающее в спектре компоненту на частоте $f=f_2+f_p=7.945$ Гц, а также каскадная генерация

третьей гармоники накачки с частотой $3f_p=8.040$ Гц. Значение требуемой частоты накачки $f_p=2.680$ Гц было получено с учетом измеренного во вспомогательных экспериментах известного эффекта (см. [9,10]) нелинейного сдвига резонансной частоты моды (в данном случае четвертой) в зависимости от амплитуды другой моды (второй).

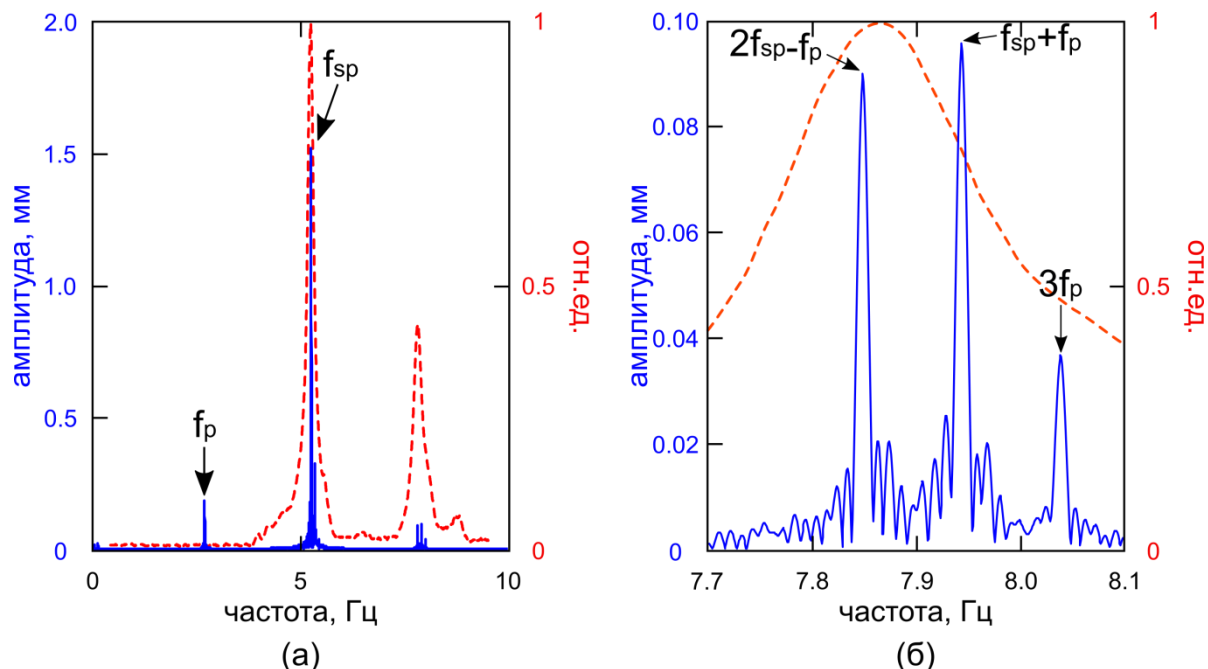


Рис. 2. Спектральные компоненты колебаний поверхности FC-72 в среднем сечении кюветы при взаимодействии второй моды с частотой $f_2=5.265$ Гц и накачки с частотой $f_p=2.680$ Гц. (а) - общий вид спектра колебаний при взаимодействии (сплошная линия) и АЧХ системы (пунктирная линия), (б) – компоненты вблизи четвертой моды.

Частотный отклик рассматриваемого взаимодействия был измерен в экспериментах с различной частотой накачки. Результат подтвердил корреляцию между частотной зависимостью амплитуды параметрически генерируемых колебаний и резонансной кривой четвертой моды М4.

Возбуждение нижнего преобразователя ВЧ-сигналом с АМ-огибающей в виде линейной суперпозиции двух однотоновых сигналов использовалось в экспериментах, в которых одновременно возбуждались вторая М2 и четвертая М4 моды с частотами $f_2=5.265$ Гц и $f_4=7.873$ Гц соответственно. При этом вместо задания точного значения частоты накачки $f_p=2.657$ Гц, она была отстроена на малое значение $\Delta f_p=+0.065$ Гц, так что $f_p=2.722$ Гц. В результате комбинационные частоты оказались также отстроены от компонент, возникающих в результате прямого возбуждения. Амплитуды возбуждения мод были выбраны достаточно малыми ($A_2=1103$ мкм и $A_4=758$ мкм). Полученный спектр колебаний представлен на Рис.3. Параметрически генерируемые компоненты спектра имеют частоты $f_2^*=f_2+\Delta f_p=5.330$ Гц и $f_4^*=f_4-\Delta f_p=7.808$ Гц и амплитуды $A_2^*=134$ мкм $A_4^*=105$ мкм соответственно.

Данные, представленные на Рис. 3, позволяют количественно охарактеризовать эффективность параметрического взаимодействия. Результаты анализа показывают, что в проведенных экспериментах реализуется подпороговый режим параметрического взаимодействия с инкрементом, примерно в четыре раза меньшим порогового значения взрывной неустойчивости.

Выполнение условий возникновения взрывной неустойчивости, по-видимому, требует улучшения структуры поля преобразователя накачки с целью снижения неоднородности его ближнего поля.

Благодарности. Работа поддержана CNRS, а также грантом РФФИ 18-52-16001 НЦНИЛ_а и программой Президиума РАН I.7 "Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов". Авторы также благодарны проф. Farzam Zoueshtiagh за полезные обсуждения вопросов механики жидкостей.

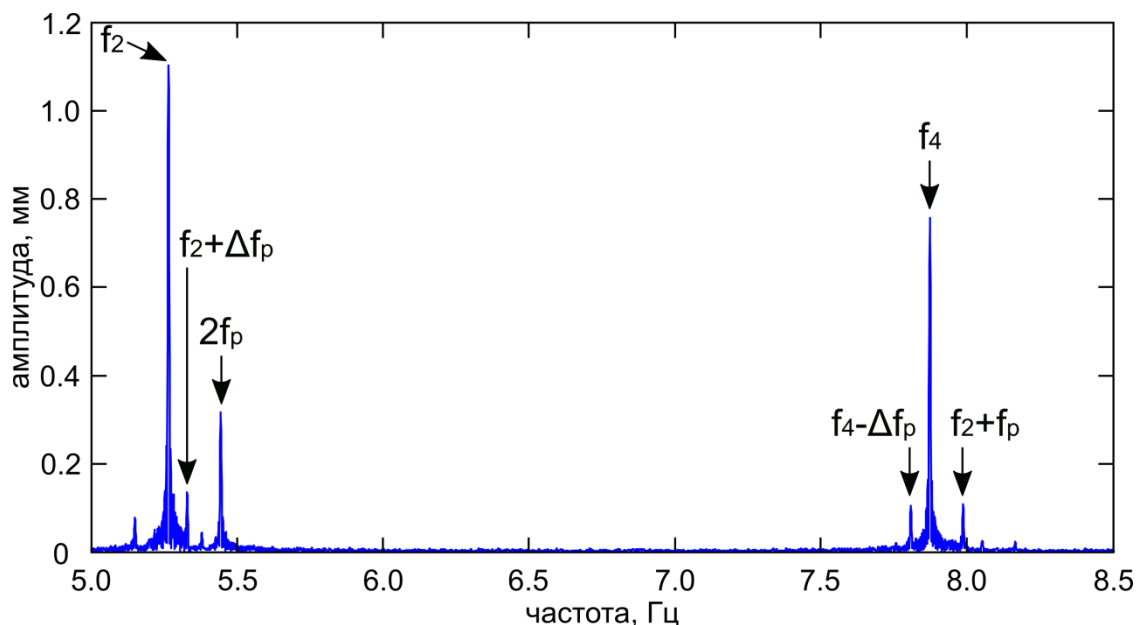


Рис. 3. Вид спектра для случая нелинейного параметрического взаимодействия с одновременным участием второй и четвертой мод, возбужденных на частотах $f_2=5.265$ Гц и $f_4=7.873$ Гц соответственно. Частота накачки $f_p=2.722$ Гц сдвинута на $\Delta f_p=0.065$ Гц от точного значения параметрического резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Friend, L.Y. Yeo // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. No 2. P. 647.
2. V.E. Prokhorov, Y.D. Chashechkin // Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics. 2009. V. 45. No 4. P. 495.
3. C. Cinbis, N. Mansour, B. Khuri-Yakub // JASA. 1993. V. 94. No 4. P. 2365.
4. T.B. Benjamin, F. Ursell // Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1954. V. 225. No 1163. P. 505.
5. E. Mahravan, H. Naderan, E. Damangir // Ultrasonics. 2016. V. 72. P. 184.
6. V. Preobrazhensky, O. B. Matar, P. Pernod // Phys. Rev.E. 2008. V. 78. No 4. P. 046603.
7. V. Preobrazhensky et al. // Journ. of Magn. and Magn. Mat. 2010. V. 322. No 6. P. 585.
8. V. Preobrazhensky, V. Aleshin, P. Pernod // Physics of Wave Phenomena. 2018. V. 26. No 3. P. 234.
9. V.E. Zakharov // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 1968. V 9. No 2. P. 190.
10. P. Pernod, V. Preobrazhensky // Journ. of Magn. and Magn. Mat. 1998. V. 184. No 2. P. 173.

Акустооптические характеристики двулучепреломляющих кристаллов ультрафиолетового диапазона альфа- и бета- BaV_2O_4

М.В. Марунин, В.Б. Волошинов

Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия

rewpioa@gmail.com

Исследованы оптические, акустические и акустооптические свойства боратов, относящихся к семейству тригональных кристаллов $\alpha\text{-BaV}_2\text{O}_4$ и $\beta\text{-BaV}_2\text{O}_4$. Исследование проводилось для выяснения возможности применения кристаллов в акустооптических приборах. К таким приборам, в частности, относятся акустооптические deflectоры и фильтры [1]. Хорошо известно, что акустооптические приборы широко используются для управления параметрами световых пучков в оптике, спектроскопии, лазерной физике и технике, оптической обработке информации и в других разделах науки и техники. Подобные приборы доказали свои преимущества при работе в видимом свете, а также ближнем инфракрасном диапазоне спектра. Однако аналогичных приборов для ультрафиолетового диапазона нет из-за недостатка кристаллов, прозрачных на длинах волн 200-350 нм и имеющих большие значения коэффициентов акустооптического качества [2]. Также оказалось, что большинство кристаллов, прозрачных в ультрафиолете, являются оптически изотропными. Однако в изотропных кристаллах не может наблюдаться наиболее интересный для практики вариант дифракции света на ультразвуке - «анизотропная» дифракция Брэгга.

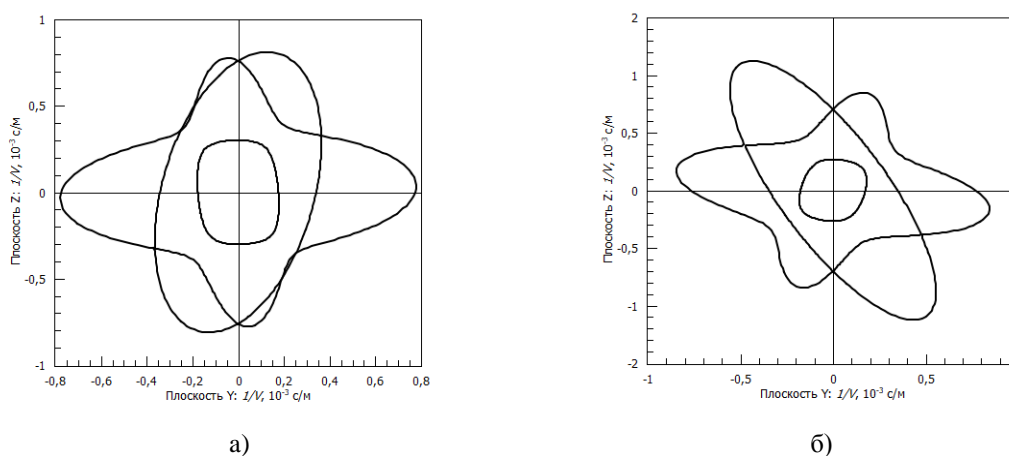


Рис. 1. Зависимости обратных акустических скоростей в YZ плоскости кристаллов $\alpha\text{-BaV}_2\text{O}_4$ (а) и $\beta\text{-BaV}_2\text{O}_4$ (б).

Как известно, для наблюдения анизотропной дифракции необходимо использование двулучепреломляющих кристаллов [1]. Кристаллы $\alpha\text{-BaV}_2\text{O}_4$ и $\beta\text{-BaV}_2\text{O}_4$ являются двулучепреломляющими и прозрачными в ультрафиолете на длинах волн вплоть до 200 нм. Поэтому исследование физических свойств данных кристаллов представляет значительный интерес для акустооптики.

При проведении исследований использовались данные о кристаллах, собранные в публикациях [2,3]. Были рассчитаны скорости продольных и сдвиговых акустических волн в базовых плоскостях XY, XZ и YZ материалов, а также и в произвольных плоскостях. В качестве примера на Рис.1 показано рассчитанное сечение обратных акустических скоростей в плоскости YZ двух кристаллов. При расчетах константы c_{14}

были выбраны разных знаков. При анализе определялись направления поляризации упругих волн и величины углов акустического сноса для трех акустических мод.

На основе найденных значений акустических скоростей и известных из литературы величин показателей преломления кристаллов были рассчитаны частотные зависимости брэгговских углов дифракции $\theta_d(f)$. Данные расчетов для плоскости YZ кристаллов показаны на Рис.2. Расчет проводился для необыкновенно поляризованных световых лучей в кристаллах α -BaV₂O₄ (а) и β -BaV₂O₄ (б). Длина волны света была выбрана равной $\lambda=633$ нм, а направление распространения медленной сдвиговой акустической волны определялось углом $\alpha=5^0$, отсчитываемым в плоскости YZ относительно оси Y кристаллов. При анализе рассматривались и общие случаи дифракции в произвольных плоскостях материалов, а также и при различных углах распространения медленных и быстрых сдвиговых акустических волн.

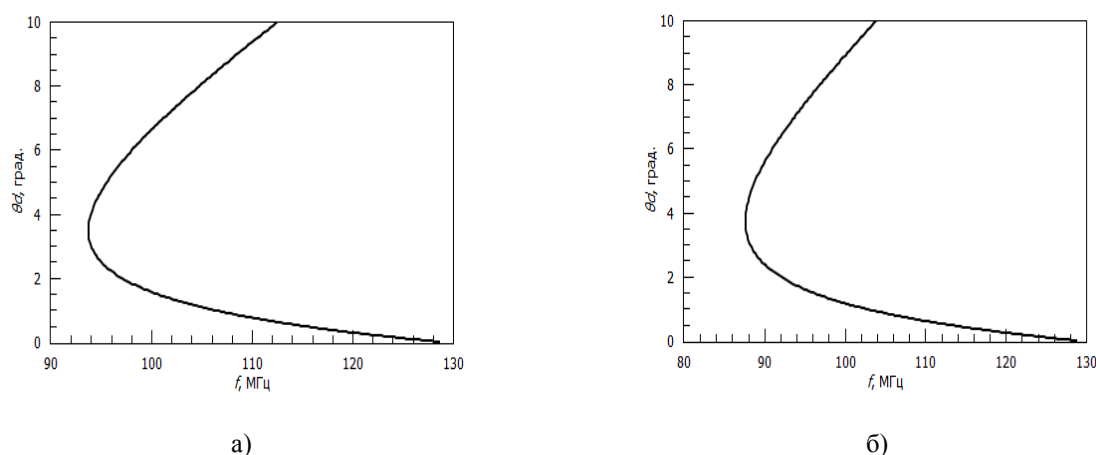


Рис. 2. Частотные зависимости углов Брэгга при широкоапертурной дифракции на длине волны света 633 нм в плоскости YZ α -BaV₂O₄ (а) и β -BaV₂O₄(б).

Проведенные расчеты зависимостей углов Брэгга от акустической частоты в кристаллах α -BaV₂O₄ и β -BaV₂O₄ показали, что двулучепреломление кристаллов семейства ВВО оказалось весьма большим, а скорости акустических волн в случае широкоапертурной дифракции света достаточно высокими. Поэтому при переходе в ультрафиолетовый диапазон электромагнитного спектра частоты акустических волн в режимах широкоапертурной дифракции в обоих кристаллах могли составлять несколько сотен мегагерц. С этой точки зрения на практике предпочтительнее использовать режимы дифракции и геометрии акустооптического взаимодействия, при которых световые волны распространяются вблизи оптической оси кристаллов, а дифракция обеспечивается медленными сдвиговыми акустическими волнами, скорость которых ниже скорости быстрых сдвиговых волн. Однако поиск интересных для применений геометрий акустооптического взаимодействия в кристаллах α -BaV₂O₄ и β -BaV₂O₄ с учетом лишь значений частот акустических волн оказывается несостоятельным. При анализе необходимо учитывать фотоупругие свойства кристаллов, определяющие эффективность акустооптического взаимодействия. Поэтому наряду с расчетом скоростей акустических волн и частот брэгговского синхронизма, в данной работе были проведены расчеты эффективной фотоупругой константы и коэффициентов акустооптического качества кристаллов M_2 [1].

Определение коэффициентов акустооптического качества кристаллов α -BaV₂O₄ и β -BaV₂O₄ в плоскостях XZ и YZ проводилось с использованием найденных величин фазовой скорости акустических волн и направлений их поляризации. Данные о плотности кристаллов, а также о значениях их фотоупругих коэффициентов были взяты

из работы [2]. Расчет параметра M_2 кристаллов α -BaV₂O₄ и β -BaV₂O₄ показал, что его значение в плоскости XZ при распространении света вблизи оси Z в режимах анизотропной дифракции чрезвычайно мало и приблизительно на порядок уступает значению данного коэффициента в кристаллическом кварце и в дигидрофосфате калия. С другой стороны, акустооптические характеристики кристаллов в плоскости YZ оказались выше, чем в плоскости XZ.

На Рис. 3 в полярных координатах показаны рассчитанные зависимости коэффициентов акустооптического качества кристаллов α -BaV₂O₄ (а) и β -BaV₂O₄ (б) при изменениях направления распространения звука относительно кристаллографических осей материалов. На рисунках значения параметра M_2 отложены вдоль радиуса в единицах 10^{-18} с³/г, при этом нулевому углу на рисунках соответствует

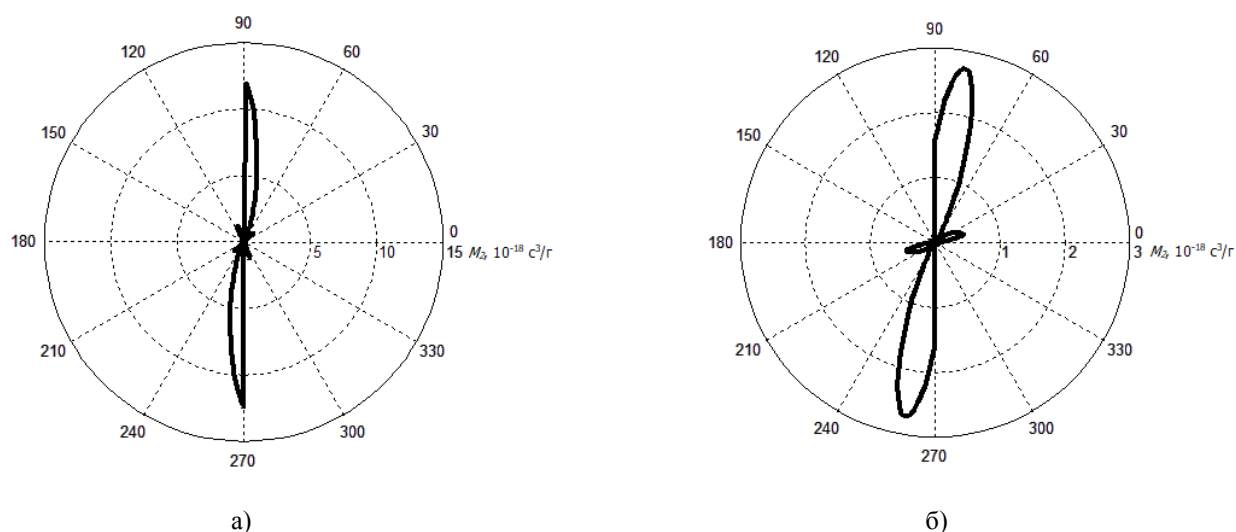


Рис. 3. Коэффициент акустооптического качества кристаллов α -BaV₂O₄ (а) и β -BaV₂O₄ (б) в плоскости YZ в зависимости от направления распространения звука.

распространение света вдоль оси Y, а угол 90° определяет ось Z. Из рисунков следует, что величина коэффициента качества увеличивается при приближении направления распространения звука к оси Z материалов. Однако анализ показал, что значения акустических частот при этом оказываются высокими и в ультрафиолетовом диапазоне достигают несколько сотен мегагерц или даже единиц гигагерц. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке акустооптических устройств на кристаллах α -BaV₂O₄ и β -BaV₂O₄.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного фонда РФФ №19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Xu and R. Stroud "Acousto-optic Devices: Principles, Design, and Applications" New York: John Wiley and Sons, 1992.
2. J. Pfeiffer and K. Wagner // Applied Optics. 2018. V. 57, P. C26.
3. I. Martynyuk-Lototska // Ukr. J. Phys. Opt., 2012, V. 13. P. 28.

Разработка цилиндрической акустической линзы для управления амплитудно-фазовыми характеристиками оптического излучения

А.В. Быханов^{1,2}, А.С. Мачихин^{1,2}, В.Э. Пожар¹, А.Б. Козлов^{1,3}

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»

³АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»

machikhin@ntcup.ru

Тенденцией современной оптоэлектроники и фотоники является создание компактных устройств для электронного управления характеристиками оптического излучения. Одними из наиболее распространенных среди них являются акустооптические (АО). За счет дифракции света на решетках, созданных акустическим полем, можно осуществить управление направлением распространения световых пучков, интенсивностью, поляризацией и спектральным составом [1,2]. При этом в качестве сред для реализации АО взаимодействия используются, в основном, одноосные и двуосные кристаллы. Даже при производстве в больших количествах изготовление АО ячеек на основе таких кристаллов требует применения высокотехнологичных и трудоемких процедур выращивания, резки, ориентации и др. Имеющиеся технологические препятствия и ограниченный выбор кристаллов приводит к неполному использованию всех возможностей АО взаимодействия и достаточно высокой стоимости АО устройств. Одним из направлений дальнейшего развития АО технологий является использование жидкостей в качестве рабочей среды АО взаимодействия [3]. Несмотря на изотропию среды и, как следствие, невозможность реализации многих широко используемых геометрий АО взаимодействия, АО дифракция в жидкости имеет существенные достоинства. К ним можно отнести возможность изготовления почти любой формы рабочей среды, что позволяет создавать акустические поля сложной структуры, например, с распределением Бесселя [4]. Технологичность и низкая стоимость изготовления АО ячеек на основе жидкостей позволяет создавать компактные и эффективные устройства для управления оптическим излучением. Так, например, такие АО элементы уже используются для прецизионной фокусировки излучения в различных областях современной микроскопии [5-7]. При этом до настоящего времени возможности применения АО взаимодействия в жидкостях для управления спектральными и амплитудно-фазовыми характеристиками оптического излучения не исследованы в полной мере ни теоретически, ни экспериментально.

Настоящая работа направлена на теоретический анализ возможностей управления амплитудно-фазовой и спектральной структурой оптического излучения за счет его пропускания через АО элемент, представляющий собой наполненный жидкостью сосуд осесимметричной формы, вся боковая поверхность которого является источником акустической волны. В этом случае синфазного возбуждения ультразвука структура поля внутри цилиндра определяется временной зависимостью подаваемой частоты $\omega(t)$. Для исследования возможностей управления этой структурой в настоящей работе проведено моделирование поля с помощью программной среды COMSOL Multiphysics.

В случае цилиндра радиуса r_0 пространственно-временное распределение давления внутри него имеет вид [8]:

$$p(r, t) = \Delta p J_0(Kr) \cos(\omega t) \quad (1)$$

где J_0 - функция Бесселя, K и ω - волновой вектор и угловая частота звука, $\Delta p \sim \rho V^2 U_0 (Kr_0)^{1/2} \cdot \exp(iKr_0)$ - амплитуда колебаний давления, ρ - плотность среды, V - скорость распространения звука в среде, U_0 - амплитуда деформации звуковой волны.

Вариации давления приводят к образованию в среде осциллирующего осесимметричного распределения показателя преломления

$$n(r, t) = n_0 + \Delta n J_0(Kr) \cos(\omega t) \quad (2)$$

n_0 - показатель преломления невозмущенной среды, $\Delta n \sim \Delta p$. Как показано в [4], при подаче постоянной частоты звука ω такой компонент ведет себя по отношению к оптическому излучению с длиной волны λ как линза с оптической силой $1/F = (\Delta n/4)K^2L$, где L – длина цилиндра.

На основе решения (1) можно моделировать и более сложные акустические поля, например, являющиеся комбинацией нескольких частот. Для примера на рис. 1 представлены рассчитанные и смоделированные зависимости акустического давления внутри цилиндрической излучающей поверхности, заполненной водой. Приведенные графики соответствуют возбуждению на фиксированной частоте ($\omega/(2\pi) = 300$ кГц) и нестационарному возбуждению, сопровождающемуся девиацией частоты в диапазоне 100-500 кГц. Теоретический расчет проводился по вышеприведенным формулам, а численное моделирование - в среде «Comsol multiphysics» с использованием интерфейса «Convected Wave Equation, Time Explicit». Видно, что смоделированные зависимости достаточно хорошо согласуются с теоретическими, расчетными. Это дает основания полагать, что такой подход можно эффективно использовать для моделирования и более сложных структур.

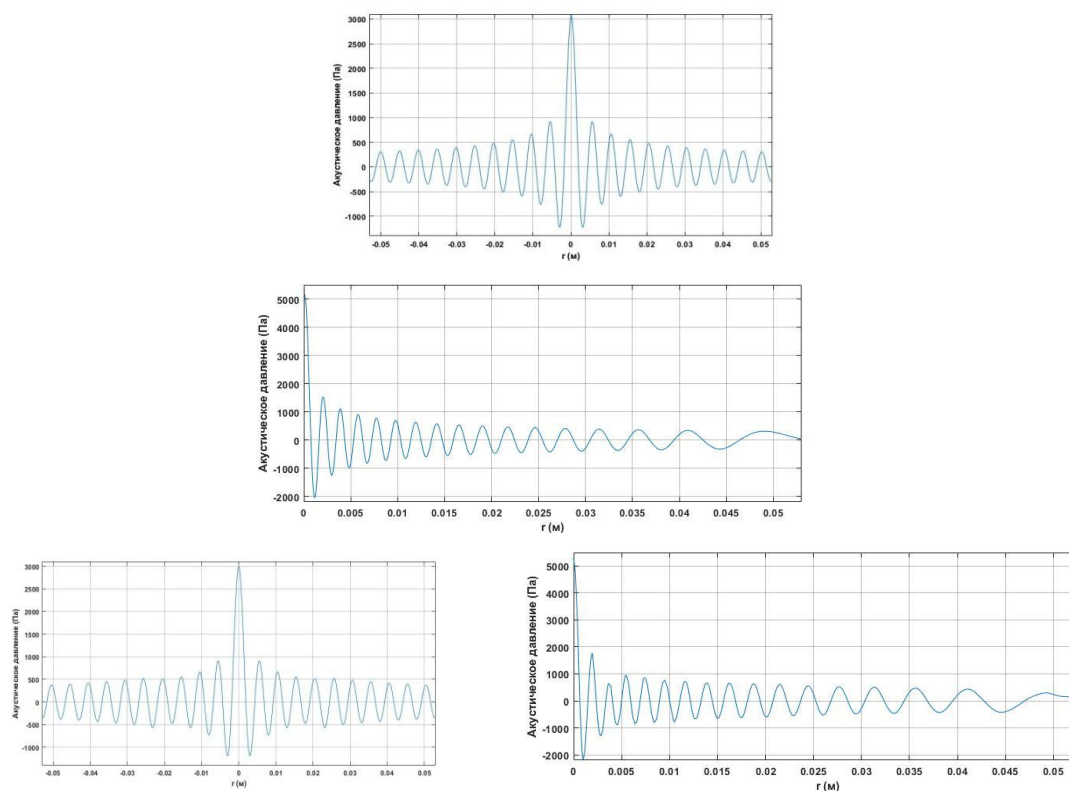


Рис. 1. Мгновенное радиальное распределение избыточного давления в цилиндрическом сосуде.

Вверху – точный расчет, внизу – численное моделирование.

Слева - частота 300 кГц, справа – в некоторый момент времени при сканировании частоты: 100-500 кГц.

Описанная реализация является частным случаем метода управления характеристиками оптического излучения, основанного на пропускании света через среду, свойства которой управляемым образом регулируются акустическим полем,

создаваемым одним или несколькими акустическими излучателями. В рассмотренном случае в качестве среды удобно выбрать жидкость. Это, несмотря на более ограниченный выбор геометрий АО дифракций из-за изотропии рабочей среды, дает возможность изготовления рабочей среды сложной формы, что позволяет за счет этого создавать акустические поля сложной структуры. Технологичность и низкая стоимость изготовления АО компонентов на основе жидкостей открывает возможности создания компактных и эффективных АО устройств для управления волновым фронтом оптического потока.

Кроме того, можно существенно расширить рассматриваемый метод управления характеристиками оптического излучения, например, за счет подачи модулированного акустического сигнала, а также путем использования поверхности вращения более сложной (нецилиндрической) формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Goutzulis, D. Rape “Design and fabrication of acousto-optic devices” NY: Dekker, 1994.
2. В.Я. Молчанов, Ю.И. Китаев, А.И. Колесников и др. “Теория и практика современной акустооптики” М.: МИСИС, 2015.
3. K. Gamalath, G. Jayawardena. // Int. Let. Chem., Phys. and Astr., 2012. V. 4. P. 39.
4. I. Grulkowski, P. Kwiek. // Opt. Commun., 2006. V. 267. P. 14.
5. W. Akemann et al. // Optics Express, 2015. V. 23. No 22. P. 28191.
6. N. Friedman, A. Kaplan, N. Davidson. // Optics Letters, 2000. V. 25. No 24. P. 1762.
7. M. Duocastella, G. Vicidomini, A. Diaspro. // Opt. Express, 2014. V. 22. P. 19293.
8. E. Skudrzyk “The Foundations of Acoustics” NY: Springer-Verlag, 1971.

Исследование скалярно-векторных характеристик акустического поля с помощью разнесенных в пространстве комбинированных приемных модулей

Е.В. Медведева¹, Б.И. Гончаренко¹, А.С. Шуруп^{1, 2, 3}

¹Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

³Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

medvedeva.ev15@physics.msu.ru

Перспективным направлением развития методов пассивной акустической томографии океана, основанных на оценке функции Грина среды с помощью двухточечной взаимной корреляции шумовых полей [1], является использование комбинированных приемных модулей, способных в одной точке пространства регистрировать как скалярные, так и векторные характеристики акустических полей [2]. Такой подход позволяет получать одновременно заметно больший объем информации о структуре волнового поля по сравнению с использованием одиночных приемников давления. Теоретические оценки показывают [3], что использование комбинированных приемных модулей в пассивной томографии позволяет существенно сократить время накопления шумового сигнала, требуемого для достоверной оценки функции Грина.

Настоящая работа посвящена анализу экспериментальных данных, полученных в результате измерений летом и зимой 2018-19 гг. в акватории Клязьминского водохранилища на гидроакустическом полигоне МГУ. Для проведения эксперимента вдали от берега был выбран протяженный в горизонтальном направлении ровный участок водного слоя глубиной примерно 8 метров. На дно были установлены два разнесенных в пространстве комбинированных приемных модуля (КПМ №1 и №2), осуществлявших одновременное измерение звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости шумового поля. При этом ориентация горизонтальных каналов приемных модулей была одинаковой. В летний период расстояние от КПМ №2 до проходящих мимо судов в разные моменты фиксировалось с помощью лазерного дальномера. Для анализа был выделен отрезок записи, на котором четко прослеживалось пространственное изменение шумового сигнала от проходящего одиночного судна; максимальное расстояние до КПМ составляло 160 м, минимальное – 70 м (траверз). В марте 2019 г. были осуществлены дополнительные измерения собственных шумов акватории Клязьминского водохранилища при наличии на поверхности акватории ледового покрова в аналогичных условиях эксперимента.

При исследовании экспериментальных данных, записанных в летний период, была получена картина пространственной анизотропии шумов акватории при наличии движущегося шумового источника. Обработка данных проводилась в соответствии с алгоритмом, представленным в работе [4]. Диапазон углов от 0 до 360° был разбит на n секторов $\Delta\varphi_0$, для каждого из которых значение интенсивности определялось как сумма модулей векторов потока акустической мощности для N различных дискретных составляющих f_i из выбранной полосы частот:

$$I(\varphi_n) = \sum_{i=1}^N I(f_i, [n-1]\Delta\varphi_0 \leq \varphi_i < n\Delta\varphi_0), \text{ где } I(f_i, \varphi_n) = \sqrt{W_{Rx,i}^2 + W_{Ry,i}^2} \quad (1)$$

На рис. 1 изображена полученная на основе (1) оценка зависимости углового распределения интенсивности шумов акватории при наличии проходящего судна.

Наблюдается увеличение интенсивности по мере приближения шумового источника к КПП №1 и №2, значение которой достигает максимума в направлении, соответствующем пеленгу на источник в момент траверза.

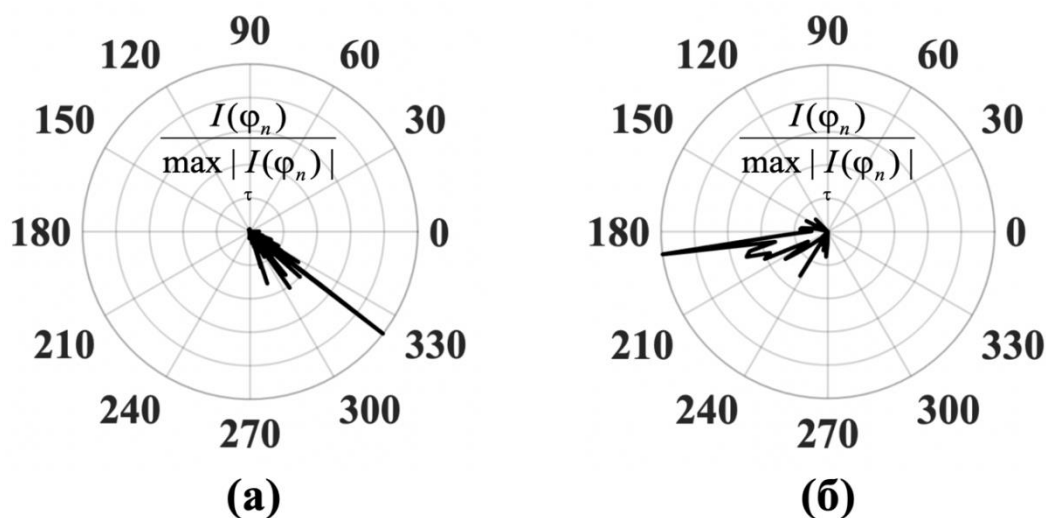


Рис. 1. Оценка пространственной анизотропии шумов акватории в полярных координатах при прохождении судна мимо КПП №1 (а) и мимо КПП №2 (б). Максимумы интенсивностей совпадают с направлениями, соответствующими пеленгу на источник в момент траверза.

Обработка экспериментальных данных осуществлялась с учетом синхронизации сигналов, поступавших с каждого из двух приемных модулей на аналого-цифровые преобразователи. Для этого одновременно с записью акустических измерений на дополнительные каналы обоих АЦП в реальном масштабе времени поступал сигнал с одной и той же радиостанции. Синхронизация с точностью до отсчета позволила приступить к корреляционному анализу шумовых полей акватории. Были выбраны записи длительностью примерно 40 минут, когда шум был наиболее близок к пространственно изотропному и стационарному. Дополнительно применялись процедуры обеления [5], что позволило представить сигналы с обоих КПП приближенно в виде белого шума, спектральные составляющие которого распределены равномерно в рассматриваемом диапазоне частот. Обе записи были разбиты на реализации по 30 секунд, для каждого из них в полосе частот 5-50 Гц получена функция взаимной корреляции. В результате суммирования и нормирования на максимальное значение был выделен корреляционный пик (рис. 2а) со сложной временной структурой. Для анализа полученного результата вычислялась спектрограмма $K_{sp}(\tau', f)$ функции взаимной корреляции на основе оконного преобразования Фурье [6], где τ' – временная задержка, соответствующая сдвигу окна вдоль временной оси. На рис. 2 видно, что основная энергия сигнала сосредоточена в районе 35 Гц. Ранее было показано [6], что основной вклад в формирование корреляционной функции шумов может давать точка стационарной фазы, соответствующая локальному минимуму групповой скорости одной из низших акустических мод. Однако для условий эксперимента критическая частота первой нормальной волны составляет около 80-100 Гц (по результатам предыдущих экспериментальных работ в этой акватории). Было проведено численное исследование, показавшее, что при наличии в дне акватории промежуточного слоя со скоростью звука примерно 200-300 м/с возможно формирование волны, локализованной частично в этом низкоскоростном слое, групповая скорость которой как раз и обладает минимумом вблизи 35 Гц. О наличии такого низкоскоростного слоя осадков в акватории

Клязьминского водохранилища известно, его присутствие объясняется высоким содержанием пузырьков метана [7], повышенная концентрация которых может приводить к столь критическому понижению скорости звука.

Полученные в ходе проведенных натуральных измерений данные в совокупности с алгоритмами обработки, численно реализованными и апробированными в настоящей работе, являются основой для развития методов пассивной томографии мелкого моря, использующей векторно-фазовые методы измерений. Перспективным является корреляционная обработка шумов с учётом формирования кардиоиды на каждом комбинированном приемном модуле, а также разработка схемы пассивного мониторинга, учитывающую анизотропию шумового поля. Как показывают теоретические оценки и предварительные экспериментальные результаты [1, 4], в этом случае возможно существенное по сравнению с использованием одиночных приемников давления сокращение времени накопления шумов, требуемого для достоверной оценки времен распространения сигналов между приемными станциями.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-29-02097 офи_м, а также гранта Президента РФ для научных школ № НШ 5545.2018.5.

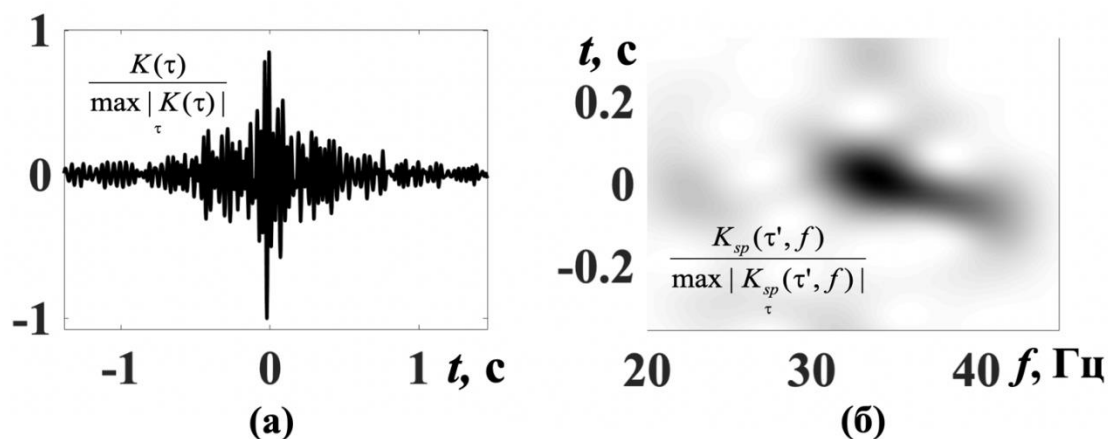


Рис. 2. Нормированная функция взаимной корреляции обеленных шумовых сигналов, принятых на паре разнесенных в пространстве гидрофонов (а); спектрограмма нормированной корреляционной функции (б).

ЛИТЕРАТУРА

1. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. // Акуст. журн. 2008. Т. 54. №1. С. 51-61.
2. Гордиенко В.А. “Векторно-фазовые методы в акустике”. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
3. Гордиенко В.А., Гончаренко Б.И., Илюшин Я.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 3. С. 455-466.
4. Гордиенко В.А. и др. // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2014. № 2. С. 3-11.
5. Bensen G.D. et al. // Geophys. J. Int. 2007. V. 169. P. 1239–1260.
6. Буров В.А. и др. // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 611–622.
7. Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. “Общая гидроакустика”. М.: Издательство Московского университета, 1988.

Исследование воздействия акустических волн на электронный транспорт в металлических нанопроводах

А.Е. Мельников^{1,2}, Е.С. Солдатов^{1,2}, С.А. Дагесян^{1,2}, В.В. Колесов³, И.Е. Кузнецова³

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва

²Центр квантовых технологий МГУ имени М.В. Ломоносова

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

alexen96@gmail.com

Акустоэлектронный эффект заключается в генерации акустоэлектронного тока акустической волной в отсутствие внешних источников [1]. В последнее время это явление привлекло к себе внимание исследователей как один из возможных способов контролировать движение массивных объектов в квантовом режиме [2].

В данной работе исследовалось взаимодействие между SH0 акустической волной в пьезоэлектрической пластине ниобата лития и электронами проводимости в золотом нанопроводе, расположенном на ее поверхности. Для возбуждения и приема акустической волны использовались два встречно-штыревых преобразователя (ВШП), расположенных на поверхности пластины. Наноструктура между встречно-штыревыми преобразователями формировалась при помощи электронно-лучевой нанолитографии. На созданную наноструктуру подавалось напряжение амплитудой 0.2 В, и снималась соответствующая вольтамперная характеристика. Далее напряжение с частотой 3.25 МГц и амплитудой до 7.5 В подавалось на входной ВШП и возбуждалась пьезоактивная SH0 волна. Было обнаружено, что электрическое поле, сопровождающее акустическую волну, за счет увлечения электронов приводит к возникновению дополнительной ЭДС, приложенной к нанопроводу. Показано, что данный эффект тем сильнее, чем выше коэффициент электромеханической связи акустической волны. Обнаружена зависимость сопротивления нанопровода от амплитуды акустической волны и обсуждена возможность ее объяснения разогревом нанопровода акустической волной.

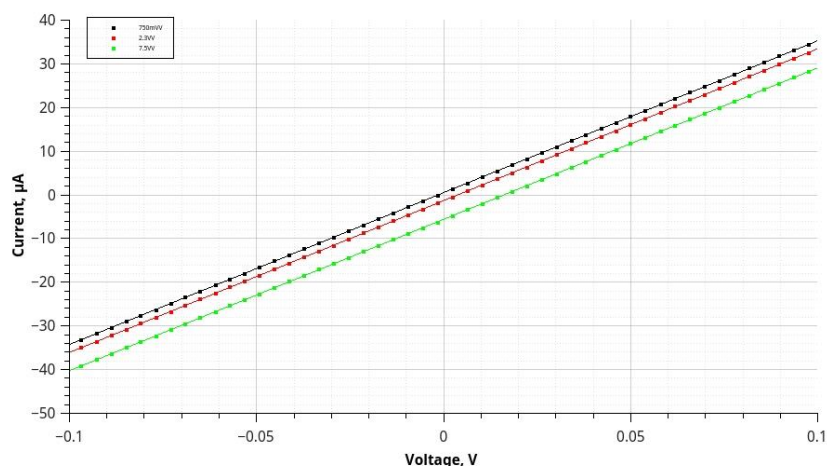


Рис. 1. Смещение вольтамперных характеристик нанопровода в зависимости от амплитуды акустической волны, проходящей вдоль него.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №18-49-08005 и РФФИ №19-07-01091.

ЛИТЕРАТУРА

1. Entin-Wohlman, O., Levinson, Y. and Galperin, Y.M., 2000. Acoustoelectric effect in a finite-length ballistic quantum channel. *Physical Review B*, 62(11), p.7283.
2. Chu, Y., Kharel, P., Renninger, W.H., Burkhart, L.D., Frunzio, L., Rakich, P.T. and Schoelkopf, R.J., 2017. Quantum acoustics with superconducting qubits. *Science*, 358(6360), pp.199-202.

Пикосекундная акустика в наноструктурах со сверхбыстрым фазовым переходом

Я.А. Могунов¹, А.Е. Федянин^{1,2}, F. Fernández³, S. Lysenko³, A.J. Kent⁴, А.В. Щербаков^{1,5},
А.М. Калашникова¹, А.В. Акимов⁴

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург

²Университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург

³Department of Physics, University of Puerto Rico, Mayaguez, Puerto Rico 00681, USA

⁴School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK

⁵Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany

mogunov@mail.ioffe.ru

Пикосекундная акустика изучает вопросы генерации, распространения и детектирования пакетов акустических фононов с типичными длительностями от единиц до сотен пикосекунд и частотами, достигающими ТГц. Такие волновые пакеты представляют собой пикосекундные импульсы продольной или сдвиговой деформации с типичными амплитудами $\sim 10^{-3}$ [1, 2]. Особый интерес представляет воздействие таких импульсов на различные материалы и наноструктуры, которое сейчас рассматриваются как перспективный нетермический метод управления свойствами материалов, локализованный на пикосекундном и нанометровом масштабах. В этой связи, растет необходимость как в поиске новых, более интенсивных эффектов, возбуждаемых таким воздействием, так и в новых способах генерации импульсов деформации с более высокими амплитудами и контролируемыми параметрами. В нашей работе мы впервые предлагаем использовать наноструктуры со сверхбыстрым фотоиндуцированным переходом диэлектрик-металл (*i*) для генерации импульсов деформации больших амплитуд [3]; (*ii*) для управления этим переходом за счет воздействия импульсов деформации [4].

(i) Генерация импульсов деформации большой амплитуды в тонкой пленке VO_2

Генерация пикосекундных импульсов деформации традиционно реализуется за счет быстрого термического расширения тонких металлических пленок-преобразователей, вызванного воздействием фемтосекундного лазерного импульса [1, 2]. Таким образом можно получить импульсы с длительностью вплоть до единиц пикосекунд и амплитудой не более процента [2]. При использовании в качестве преобразователя полупроводниковых материалов, за генерацию импульса деформации отвечает в основном возбуждение электронов, а роль термического расширения отходит на второй план [5]. Это приводит к другим длительностям, амплитудам и пространственно-временным профилям генерируемых импульсов деформации. Соответственно, применение материала, способного переключаться между металлическим и полупроводниковым состоянием, может позволить «настраивать» параметры генерируемых импульсов. Наиболее перспективным из таких соединений является диоксид ванадия VO_2 – модельный материал, обладающий сверхбыстрым фотоиндуцированным фазовым переходом диэлектрик-металл (СПДМ) [4, 6, 7]. СПДМ в VO_2 сопровождается сверхбыстрой трансформацией кристаллической решетки, и можно ожидать появление нового вклада в генерацию импульса деформации, связанного с этой трансформацией [3].

Для генерации импульсов деформации в диоксиде ванадия использовалась эпитаксиальная пленка VO_2 толщиной 106 нм, выращенная методом импульсного лазерного напыления на *r*-плоскости сапфира с ориентацией $[100]_{\text{мл}}$ (см. [7]). С обратной

стороны подложки была напылена пленка хрома толщиной 32 нм, служащая для детектирования импульсов деформации.

Экспериментальная установка была построена на основе архитектуры «накачка-зондирование». Источником служила фемтосекундная лазерная система с рабочим телом $\text{Yb:KGd}(\text{WO}_4)_2$, центральной длиной волны 1028 нм, частотой следования импульсов 5 кГц и энергией в импульсе до 1 мДж. Импульс накачки воздействует на оптоакустический преобразователь (в данном случае, пленку VO_2) и создает в нем импульс деформации. Этот импульс проходит через сапфировую подложку и попадает в пленку Cr, меняя ее показатель преломления за счет фотоупругого эффекта. В эксперименте измерялось отражение зондирующего импульса от Cr пленки в зависимости от времени задержки относительно импульса накачки. Измерения проводились при температурах 295 К и 360 К – ниже и выше температуры фазового перехода диэлектрик-металл в VO_2 : $T_C=340$ К.

Первые же эксперименты по генерации импульса деформации в пленке VO_2 показали [3], что импульсы, достигающие пленки Cr, характеризуются большой длительностью, составляющей 200 пс при умеренной плотности энергии 13 мДж/см² в импульсе накачки. Длительность детектируемых импульсов деформации определяется как параметрами сапфира, так и амплитудой деформации, генерируемой в VO_2 , что связано с нелинейностью и дисперсией при распространении пакета акустических фононов через сапфировую подложку [2]. Это позволило однозначно связать длительность импульсов деформации с их амплитудой в момент генерации в VO_2 . Так, длительности 200 пс соответствует амплитуда ~1.4%, сравнимая с рекордными результатами 1.5%, полученными в полупроводниковой сверхрешетке [8].

Кроме того, зависимость амплитуды фотоиндуцированной деформации в пленке VO_2 от поглощенной в ней энергии J оказалась существенно нелинейной в диапазоне между пороговой энергией СПДМ J_T и энергией насыщения СПДМ J_S . Это наблюдение является прямым доказательством вклада СПДМ в процесс генерации импульса деформации. Проведенные расчеты показали, что значение амплитуды деформации в генерируемом импульсе обусловлено не только термоупругим вкладом и вкладом от возбужденных электронов, но и *дополнительным вкладом, непосредственно связанным с СПДМ*, и характеризующимся существенной величиной в доли процента [3]. Этот вклад, как и ожидалось, не был обнаружен при возбуждении VO_2 в металлической фазе.

(ii) *Управление сверхбыстрым переходом диэлектрик-метал динамической деформацией в нанострочках VO_2*

Достижение высоких амплитуд пикосекундных импульсов деформации особенно важно в свете того, что приложение таких импульсов способно существенно модифицировать различные свойства материалов на субнаносекундном временном масштабе. Уже продемонстрировано возбуждение динамики намагниченности [9], генерация терагерцового электромагнитного излучения [10], модуляция концентрации носителей тока [11] при помощи такого воздействия. Перспективным может оказаться применение пикосекундных импульсов деформации для управления сверхбыстрыми фазовыми переходами, так как хорошо известно, что такие переходы чувствительны к статической деформации [12]. СПДМ в диоксиде ванадия сопровождается значительным изменением оптических и электрических параметров, происходящим на субпикосекундном временном масштабе. Благодаря сильной электрон-фононной связи [7], СПДМ в VO_2 является отличным кандидатом для воздействия на него пикосекундных импульсов деформации и получения значительных по амплитуде эффектов, что нам удалось успешно продемонстрировать [4].

Для изучения воздействия пикосекундных импульсов деформации на СПДМ, использовался слой наносторок VO_2 , эпитаксиально выращенных методом импульсного лазерного напыления на c -плоскости сапфира в ориентации $[020]_{\text{M}}$ (см. [7]). Средняя высота наносторок составила 70 ± 20 нм, а диаметр 200 ± 60 нм. С обратной стороны подложки была осаждена пленка алюминия толщиной 140 нм, которая использовалась для генерации импульсов деформации, которые затем инжектировались в VO_2 .

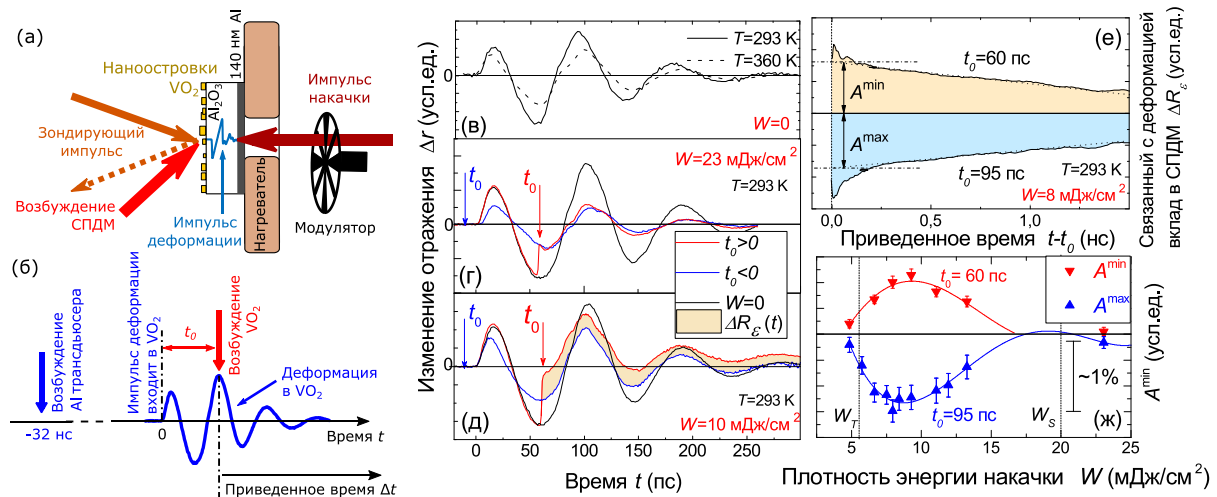


Рис. 1. (а) Схема эксперимента по воздействию пикосекундных импульсов деформации на СПДМ в наносторокках VO_2 . (б) Схема, поясняющая смысл задержек t_0 и Δt между оптическими импульсами и импульсами деформации. (в) Эластооптический отклик наносторокков VO_2 при отсутствии СПДМ, (г) при полном СПДМ, (д) при частичном СПДМ. (е) Вклад в СПДМ, индуцированный динамической деформацией сжатия и растяжения. (ж) Амплитуда индуцированного динамической деформацией вклада в СПДМ при разных энергиях накачки.

Для изучения воздействия импульсов деформации на СПДМ, импульс накачки направлялся на пленку алюминия для генерации импульса деформации, а импульс зондирования – на наносторокки VO_2 . Чтобы индуцировать СПДМ в наносторокках VO_2 , на них был направлен еще один лазерный импульс (показан красным на Рис. 1(а)), задержанный во времени относительно импульса накачки на фиксированные значения t_0 (Рис. 1(б)).

В экспериментах использовалась самая высокая амплитуда деформации, доступная с алюминиевым преобразователем, при плотности энергии в импульсах накачки 60 мДж/см^2 . После нелинейного прохождения через подложку [2], импульс достигал длительности ~ 100 пс и имел амплитуду $\sim 0.1\%$. По форме эластооптического отклика в наносторокках VO_2 (сплошная кривая на Рис. 1(в) и черная кривая на Рис. 1(д)) можно определить моменты их наибольшего сжатия и растяжения.

В основных экспериментах лазерный импульс возбуждал СПДМ в VO_2 в момент наибольшего растяжения, наибольшего сжатия, или нулевой деформации в наносторокках (т.е. при различных временах задержки t_0). Если плотность энергии лазерного импульса, воздействующего на VO_2 , была выше уровня насыщения СПДМ $W_s = 20 \text{ мДж/см}^2$, то полученный отклик (красная кривая на Рис. 1(г)) хорошо описывался изменением эластооптических постоянных VO_2 вследствие его превращения в металл при СПДМ.

Главный экспериментальный результат был получен при плотностях энергии импульса, возбуждающего СПДМ, ниже насыщения, но выше порогового значения $W_T = 6 \text{ мДж/см}^2$ (красная кривая на Рис. 1(д)). Такой уровень возбуждения соответствует тому,

что только часть наностроек VO_2 совершила переход в металлическую фазу. В этой ситуации в отклике появляется дополнительный вклад (закрашенная область на Рис. 1(д)), обусловленный для такого t_0 воздействием растягивающей части пикосекундного импульса деформации на СПДМ. Эксперименты показали, что *данный вклад зависит от амплитуды и знака мгновенной деформации, присутствующей в VO_2 в момент возбуждения СПДМ*, а дальнейшая кинетика фазового перехода не зависит от динамической деформации, продолжающей воздействовать на наностройки VO_2 . Таким образом, варьируя задержку между моментом возбуждения СПДМ и моментом прихода фронта импульса деформации, можно усиливать или ослаблять сверхбыстрый фазовый переход в наностройках VO_2 . На Рис. 1(е) отдельно показан вклад, связанный с деформацией, когда СПДМ возбуждался во время растягивающей (желтый) и сжимающей (голубой) части пикосекундного импульса деформации. Видно, что этот вклад релаксирует на наносекундном временном масштабе. Рис. 1(ж) демонстрирует амплитуду усиления (красная) и ослабления (синяя) СПДМ для различных уровней возбуждения W . Максимум эффекта наблюдается между W_T и W_S и составляет $\sim 1\%$. Из этого наблюдения с однозначностью следует, что влияние мгновенной деформации на СПДМ соответствует *изменению числа наностроек, переходящих в новую фазу*, при этом продольная деформация сжатия увеличивает их количество, в то время как продольное растяжение уменьшает. Для объяснения вышеописанных эффектов была построена модель на базе феноменологической теории Ландау, которая, наряду с деталями эксперимента, подробно изложена в нашей работе [4].

Заключение

Таким образом, диоксид ванадия VO_2 , демонстрирующий сверхбыстрый фазовый переход диэлектрик-металл, сопровождающийся структурной трансформацией, — является новым и многообещающим материалом для генерации пикосекундных импульсов деформации большой амплитуды. Также, сверхбыстрый фазовый переход в этом материале может быть контролируемо усилен или ослаблен за счет воздействия на VO_2 пикосекундных импульсов деформации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-52-10015 и Royal Society Grant № IEC\R2\170217. Работа по генерации импульсов деформации в VO_2 частично поддержана ГосЗадаанием (Физические науки, направление 8, тема 8.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Thomsen et al. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 4129.
2. P.J.S. van Capel et al. // Ultrasonics. 2015. V. 56. P. 36.
3. Ia.A. Mogunov et al. // in preparation.
4. Ia.A. Mogunov et al. // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 11. P. 014054.
5. E.S.K. Young et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 155207.
6. A. Cavalleri et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 161102(R).
7. S. Lysenko et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 075109.
8. A. Bojahr et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 224302.
9. A.V. Scherbakov et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 117204.
10. M.R. Armstrong et al. // Nature Phys. 2009. V. 5. P. 285.
11. D.M. Moss et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 066602.
12. J.H. Park et al. // Nature Lett. 2013. V. 500. P. 431.

Акустооптическая дифракция терагерцевого излучения в сжиженном элегазе при комнатной температуре

П.А. Никитин^{1,2}, А.К. Никитин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15

nikitin.pavel.a@gmail.com

Акустооптические (АО) устройства широко используются для управления электромагнитным излучением в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах [1,2]. Определяющими факторами с точки зрения выбора материала АО ячейки являются коэффициент АО качества M_2 , а также прозрачность. В последние годы интенсивно осваивается терагерцевый (ТГц) диапазон, которому соответствует излучение с длинами волн от 30 до 300 мкм. Для управления лазерным ТГц излучением используются, как правило, металлические и кремниевые дифракционные элементы. Таким образом, АО эффект может быть использован для создания быстродействующих устройств обработки информации ТГц диапазона и применён в областях науки и техники, не требующих больших значений интенсивности дифрагированного излучения.

В работе [3] приведены результаты единственного цикла эксперимента по АО дифракции ТГц излучения в сжиженных инертных газах. Установлено, что АО качество M_2 этих веществ на несколько порядков больше, чем в полупроводниковых монокристаллах и обычных жидкостях, а эффективность дифракции может достигать 80%. Однако данный результат был получен при температуре 14°C, что требует наличия системы охлаждения.

Проведённый цикл экспериментов с использованием ТГц излучения новосибирского лазера на свободных электронах показал, что эффективность дифракции в сжиженном элегазе (SF_6) при температуре 23°C составляет около 1%, а диапазон внешнего угла Брэгга достигает 1,25° (см. Рис. 1).

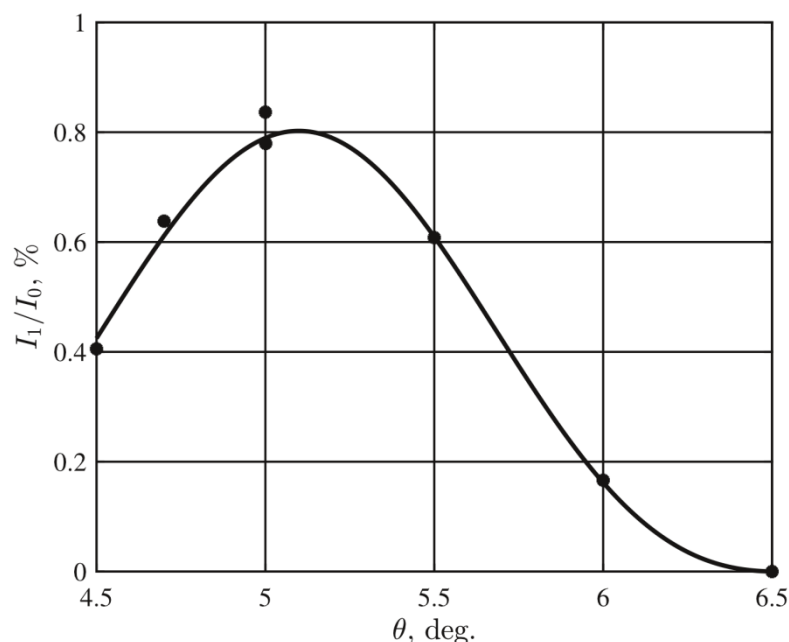


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции от угла поворота кюветы

Сопоставление эффективности дифракции из работы [3] с использованием аналитической зависимости АО качества от температуры, а также известного соотношения для эффективности дифракции от длины волны и размеров излучателя звука, с параметрами проведённого нами эксперимента дало значение эффективности дифракции, в пределах погрешности совпавшее с полученным в эксперименте.

Измеренная зависимость эффективности дифракции от частоты электрического сигнала, подаваемого на пьезопреобразователь, приведена на Рис. 2.

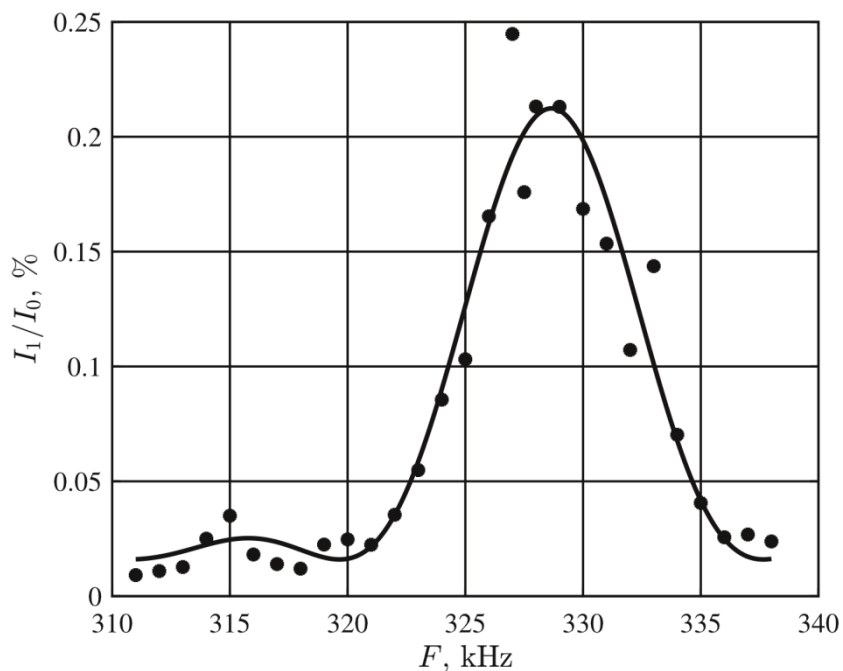


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции от частоты ультразвука

Уменьшение максимального значения эффективности дифракции в 4 раза связано с тем, что температура элгаса в этом эксперименте была 27°C, т.е. на 4°C выше, чем при измерении угловой зависимости. Измеренная полоса частот ультразвука, при которой происходит эффективное (по уровню 0,5) АО взаимодействие, составила 8 кГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 18-12-00430.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Zhang, et al. // Applied Optics. 2018. V. 57. No. 29. P. 8595.
2. N. Gupta, V.B. Voloshinov // Journal of Optics. 2014. V. 16. P. 035301.
3. W. Durr // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1986. V. 7. No. 10. P. 1537.

Оценка параметров акустооптических устройств управления терагерцевым излучением на основе монокристаллов

П.А. Никитин^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15

nikitin.pavel.a@gmail.com

Акустооптические (АО) устройства широко используются для управления электромагнитным излучением в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах [1,2]. Определяющими факторами с точки зрения выбора материала АО ячейки являются коэффициент АО качества M_2 , а также прозрачность. Ниже приведены материалы, которые используются в том или ином спектральном диапазоне:

- ультрафиолетовый диапазон: SiO_2 , MgF_2 , KDP, TeO_2 ;
- видимый диапазон: CaMoO_4 , LiNbO_3 , TeO_2 ;
- ближний инфракрасный (ИК) диапазон: TeO_2 ;
- средний ИК диапазон: Ge, Hg_2Cl_2 , Hg_2Br_2 , Tl_3AsSe_3 , Te.

В последние годы интенсивно осваивается терагерцевый (ТГц) диапазон, которому соответствует излучение с длинами волн от 30 до 300 мкм. Основные области использования ТГц излучения следующие: 1) молекулярная спектроскопия; 2) ТГц-видение через одежду, сухое дерево, бумагу, пластик, а также используя близкое к 100% отражение от металлов и поглощение водой; 3) медицина; 4) каналы связи со спутниками, а также через мутные и задымлённые среды; 5) ТГц-астрономия (максимум теплового излучения астероидов).

Для управления лазерным ТГц излучением используются, как правило, металлические и кремниевые дифракционные элементы. Таким образом, АО эффект может быть использован для создания быстродействующих устройств обработки информации ТГц диапазона и применён в областях науки и техники, не требующих больших значений интенсивности дифрагированного излучения. Целью данной работы является выбор монокристаллических сред, наиболее пригодных для создания АО устройств, работающих с ТГц излучением.

Как известно, в ТГц диапазоне многие среды имеют сильные линии поглощения. В то же время, для получения приемлемых значений эффективности дифракции длина области АО взаимодействия должна составлять порядка 1 см. Поэтому были выбраны только относительно прозрачные среды с показателем поглощения излучения не более $\alpha < 5 \text{ см}^{-1}$, коими являются кубические кристаллы. Впервые систематизированы акустические, оптические и фотоупругие свойства монокристаллических сред в ТГц диапазоне: 1) действительная n и мнимая k части показателя преломления при $\lambda=100 \text{ мкм}$; 2) плотность ρ ; 3) упругие постоянные c_{11} , c_{12} и c_{44} ; 4) коэффициент затухания акустической волны α_s , а также 5) фотоупругие постоянные p_{11} , p_{12} и p_{44} для инфракрасного диапазона.

Рассмотренные кристаллические среды характеризуются значениями скорости звука около $V \approx 5 \text{ км/с}$ и плотности $\rho \approx 5 \text{ г/см}^3$. Показатель преломления кристаллов в ТГц диапазоне варьируется от $n=3$ до $n=4$, а наиболее прозрачными являются кремний (Si) и антимонид галлия (GaSb). Низкие значения α показателя поглощения излучения антимонида галлия обусловлены тем, что они были измерены при температуре жидкого гелия, в то время как значения α для остальных кристаллов были определены при комнатных температурах. Следует отметить, что с понижением температуры кристаллы,

как правило, становятся более прозрачными. Поэтому, строго говоря, нельзя провести сравнение АО свойств антимонида галлия и остальных кристаллов.

В работе исследовано два основных режима работы АО устройств В ТГц диапазоне: 1) квазиортогональная геометрия АО взаимодействия, когда угол отклонения дифрагированного излучения мал и оно распространяется примерно в ту же сторону, что и излучения нулевого дифракционного порядка; 2) коллинеарная геометрия, при которой волновые векторы взаимодействующих волн параллельны. Поскольку рассмотренные кристаллы являются оптически изотропными, то при коллинеарной геометрии взаимодействия волновой вектор звука должен быть в 2 раза больше волнового вектора излучения. В этом случае дифрагированное излучение распространяется навстречу падающему на АО ячейку излучению, а для описания данного явления используется термин «обратная» коллинеарная дифракция.

Поскольку эффективность I_1/I_0 АО дифракции обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения, то в ТГц диапазоне характерные значения I_1/I_0 составляют доли процента. Этот факт позволил использовать аналитические зависимости для оптимальной длины АО взаимодействия L_{opt} , эффективности дифракции I_1/I_0 и полосы частот ΔF ультразвука, полученные в приближении заданного поля в работах [3,4]. На основе полученных данных построены диаграммы, связывающие максимальное число разрешимых элементов N и эффективность дифракции I_1/I_0 для АО дефлекторов, работающих в режиме квазиортогональной геометрии взаимодействия, а также диаграммы, связывающие спектральное разрешение R и эффективность дифракции I_1/I_0 для АО фильтров, работающих в режиме коллинеарной геометрии взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-12-00430.

ЛИТЕРАТУРА

4. С. Zhang, et al. // Applied Optics. 2018. V. 57. No. 29. P. 8595.
5. N. Gupta, V.B. Voloshinov // Journal of Optics. 2014. V. 16. P. 035301.
6. P.A. Nikitin, et al. // Technical Physics Letters. 2017. V. 43. No. 7. P. 635.
7. P.A. Nikitin, V.B. Voloshinov // Physics Procedia. 2015. V. 70. P. 712.

Методы визуализации акустических полей в жидкостях

А.И. Перятинская¹, Е.Д. Стеняева¹, К.Н. Антонов¹, С.А. Петросян²

¹ГБОУ "Лицей "Вторая школа"

²МГУ им. М.В. Ломоносова

szs-alex@yandex.ru

Акустическое поле - это область пространства, в которой распространяются упругие колебания и волны. Акустические поля применяются в различных областях науки (например, определение физических характеристик) и производственных отраслях, таких как неразрушающий контроль, дефектоскопия, энергетика, архитектурная акустика, медицина (диагностика, терапия), биология (разрыв оболочки клеток, провоцирование мутации), эхолокация, фрезеровка, производство абразива, приготовление однородных смесей - гомогенизация (косметические и фармацевтические средства, лаки и краски), кавитационная эрозия, расходомерия, интенсификация гальванических процессов и т. д. При распространении упругой волны в среде возникают области сжатия и разрежения, характеризующиеся изменением давления и плотности среды. Для визуализации таких полей используются несколько основных методов: метод голографической интерферометрии, теневой (шлирен) метод, метод поверхностного рельефа и прочие [4]. Рассмотрим указанные выше методы подробнее.

1. Метод акустической голографии

В основе метода акустической голографии, как и в методе оптической голографии, лежит принцип сравнения волновых фронтов двух звуковых волн (опорной и рассеянной объектом). В результате интерференции звуковых волн получается картина звукового поля, которая записывается с применением электроакустических преобразователей - приемников звука (гидрофонов, микрофонов и пр.). Затем по полученной записи – акустической голограмме – восстанавливается или исходное изображение предмета, или структура рассеянного предметом поля на некотором расстоянии от него. Поэтому легко получить трехмерную акустическую голограмму непрозрачных предметов. Восстановив затем изображение в видимом свете, мы получим возможность увидеть внутреннее строение этих тел, например, структуру металлического стержня и пр. При этом получение количественной информации требует громоздких математических вычислений и сложного аппаратного решения измерительного устройства, что приводит в известной мере к увеличению погрешности и трудности получения измерительной информации в реальном времени [1, 2].

2. Шлирен метод

Световая волна проходит через среду, в которой распространяется звуковая волна, и, благодаря изменению коэффициента преломления участка среды, связанную с изменением плотности, на экране появляется изображение структуры звукового поля, то есть распределение давления. Этот метод наглядно показывает узлы и пучности давления звуковой волны.

Теневой метод позволяет сделать видимыми проекции звуковых волн в жидкостях (рис. 1 а, б), при этом является простым, эффективным и достаточно точным. Однако невозможно визуализировать слабые возмущения на фоне сильных, так как последние зашумляют изображение в целом; требуется оптическая прозрачность исследуемой неоднородности; если оптические свойства среды отличны от воздушной, то необходима замкнутая система, причем стекла камеры должны обладать высокими оптическими

свойствами и, применяя данный метод, нельзя определить значение давления и фазы волны в пространстве [3].

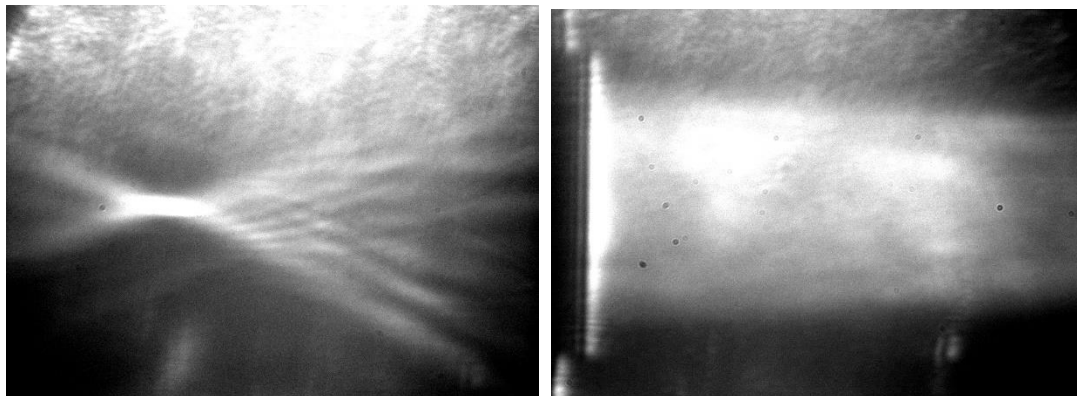


Рис. 1. Теневая картина акустической волны от а) сфокусированного и б) плоского пьезоизлучателя.

3. Слабые стороны существующих методов

Рассмотрим среду, являющуюся непрозрачной жидкостью, например, воду (с окраской), в которую помещен исследуемый объект. В данной среде невозможно применить теневой метод, большая часть светового потока не будет проходить через жидкость. Методы, основанные на тепловых воздействиях ультразвука, будут давать недостоверные результаты при присутствии потоков (т.е. неоднородности среды), так как свойства исследуемого объекта будут изменяться. Поэтому предлагается использовать стержневой метод.

4. Стержневой метод

Принцип действия и устройство: в волноводном стержне возбуждается и распространяется акустический сигнал. Дойдя до конца стержня, акустические волны возбуждают объемную волну в жидкости. После отражения акустического сигнала от объекта в жидкости или стенок сосуда, в котором находится жидкость, данный импульс регистрируется и записывается акустическими методами. Регистрируемые сигналы сравниваются по времени с опорным сигналом и между собой для получения информации об исследуемом объекте, такой как его расположение в жидкости, размер и форма (поверхностный рельеф).

Для исследования продольных волн в стержнях постоянного сечения используется уравнение продольных колебаний стержня с учетом поглощения в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{E'}{\rho} \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2}, \quad C_0^2 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (1)$$

где E – модуль Юнга, E' – коэффициент вязкости, ρ – плотность материала стержня, C_0 – стержневая скорость. Уравнение 1 имеет решение при воздействии на конец стержня гармонической силой, представляет собой бегущие затухающие волны и имеет резонансный характер.

Выбор материал для волноводных стержней

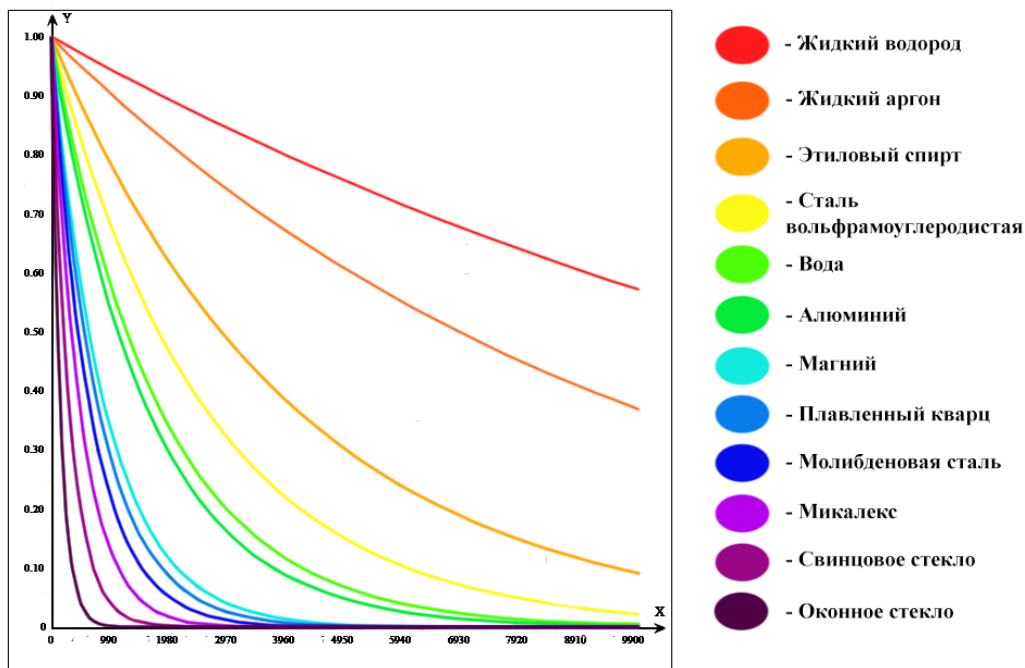


Рис. 2. Зависимость амплитуды упругой волны от расстояния

Как видно из графика зависимости амплитуды от расстояния, которое волна прошла по стержню (рис. 1), коэффициент затухания в жидкостях меньше, чем в твердых телах. Поэтому рассматривается также использование жидких волноводов, находящихся в твердой оболочке.

Структура жидкого волновода

Стержень состоит из твердой трубки, заполненной жидкостью (жидкость находится под давлением, чтобы не создавать дополнительные границы раздела сред). Для примера возьмем материал для заполнения трубки с минимальным коэффициентом затухания волн – этиловый спирт (скорость звука в этой среде: $C=1180$ м/с, плотность среды: $\rho=789$ кг/м³).

Рассмотрим тело, находящееся в подкрашенной воде (скорость звука в этой среде: $C_e \approx 1485$ м/с, плотность среды: $\rho_e \approx 997$ кг/м³). Тогда P – коэффициент прохождения волны через границу сред (этиловый спирт и вода) по формуле Френеля равен:

$$P = \frac{2 \cdot \rho C}{\rho_e C_e + \rho C} = 0.77 \quad (2)$$

Отсюда следует, что, несмотря на маленький коэффициент затухания, в воду будут проходить волны интенсивностью не более 80% от начального сигнала.

Если нет границы раздела сред, то интенсивность волны зависит только от коэффициента затухания. Следовательно, чтобы получить наиболее сильный сигнал, жидкая часть стержня должна состоять из того вещества, что и среда, в которой находится тело. Твердая составляющая волновода должна сильно отражать волны внутрь стержня и не должна поглощать их, чтобы избежать потери сигнала. Тогда из формулы Френеля следует, что если плотность трубки ρ_t и скорость звука в твердой части стержня C_t , то коэффициент отражения обратится в ноль, когда $\rho_t C_t = \rho_e C_e$ (т.е. когда произведение плотности и скорости звука в твердой части стержня равно произведению плотности и скорости звука в жидкой среде, волна проходит и поглощается твердой стенкой). Таким образом, для того чтобы волна в волноводе не затухла и концентрировалась в жидкой части, необходимо подобрать такой материал для трубки, чтобы акустический импеданс (ρC) жидкой части сильно отличался от твердой.

Результаты численного моделирования системы

Методом конечных элементов было проведено численное моделирование системы, состоящей из одного волновода из этилового спирта диаметром 1 мм и длиной 500 мм. Данный стержень соприкасается с объемом воды. На внешний конец волновода подавалась акустическая волна частотой 1 МГц и амплитудой 50 кПа. После того, как сигнал прошел по всей длине стержня (500 мм), амплитуда снизилась до 100 Па. Ниже на рисунке 3 показана зависимость акустического давления волны от расстояния и структура поля.

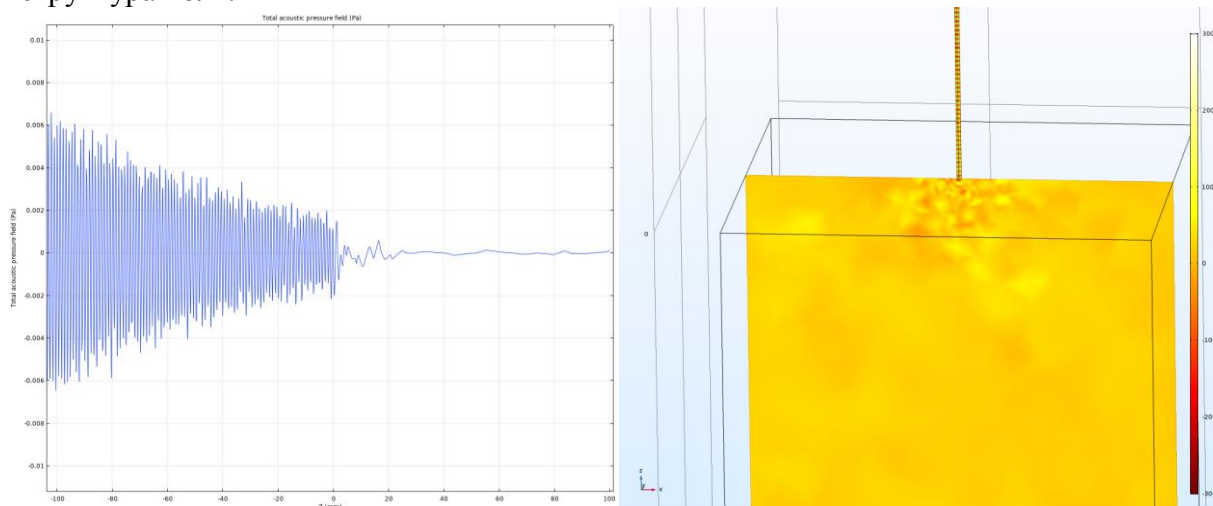


Рис. 3. Зависимость акустического давления волны от расстояния

Из полученных данных видно, что большая часть волны отражается от границы раздела сред, и таким образом акустическая волна проходит в другую среду неэффективно, тем самым полезный сигнал, прошедший в воду, полностью затухает вблизи границы раздела, что делает невозможным дальнейшую его регистрацию и описание характеристик исследуемых объектов, находящихся в этой среде. Следовательно, для того, чтобы добиться эффективного прохождения волны в изучаемую среду, необходимо подбирать волновод с акустическим импедансом примерно равным акустическому импедансу исследуемой среды.

Применение стержневого метода позволяет визуализировать объекты, помещенные в жидкость, в том числе непрозрачные жидкости, где применение теневого метода невозможно, а также химически активные и высокотемпературные, так как существующие пьезоэлементы неспособны работать в таких жестких условиях. Результаты, полученные в ходе численного моделирования, совпадают с теоретическими предположениями, и являются первым шагом для реализации данного метода непосредственно в зондирующих приборах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Д. Свет “Методы акустической голографии” [Л.], 1976.
2. <http://www.teh-lib.ru/optika/golograficheskaya-interferometriya.html>
3. Л. Бергман “Ультразвук и его применение в науке и технике”, 1957.
4. Л.Д. Розенберг “Обзор методов визуализации ультразвуковых полей”, “Акуст. ж.”, 1955, т. 1, № 2, с. 99.
5. Справочник под редакцией акад. И. К. Кикоина, Атомздат. 1976.

Влияние различных траекторий перемещения фокуса на равномерность тепловых эффектов при импульсном нелинейном воздействии ультразвукового фокусированного пучка на биологическую ткань

П.А. Пестова, М.М. Карзова, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
ppolina-98@yandex.ru

В последнее время технология неинвазивной ультразвуковой хирургии активно развивается с целью совершенствования и применения в более широком круге задач. Разрушения в биологической ткани, полученные путем воздействия мощного фокусированного ультразвука, могут быть двух видов – механические и тепловые. Технология HIFU (от англ. аббревиатуры High Intensity Focused Ultrasound) используется в исследованиях и клинической практике для тепловой абляции опухолей, остановки кровотечений, транспорта лекарственных средств и др. [1]. Однако на практике может возникать нежелательный перегрев близко расположенных к излучателю тканей и костей, а также существенная нелокализованность результатов облучения за счет диффузии тепла. Для устранения вышеперечисленных недостатков недавно было предложено использовать импульсно-периодические ударно-волновые режимы облучения [2], в которых за счет нелинейных эффектов происходит образование высокоамплитудных ударных фронтов в фокусе излучателя, вследствие чего происходит резкое увеличение поглощения энергии волны на образующихся разрывах. Предложенный режим облучения получил название метода гистотрипсии с кипением, а его основным преимуществом является возможность получать механические разрушения ткани. В методе гистотрипсии с кипением эффекты тепловой диффузии слабо выражены, что позволяет получать механические разрушения биологической ткани в строго заданной области.

В клинической практике в качестве ультразвуковых терапевтических излучателей часто используются многоэлементные фазированные решетки, находящиеся вне тела человека и способные перемещать фокус электронным образом. Недавно с помощью клинической системы MRg HIFU Sonalleve V1 3.0T, Philips Healthcare был проведен эксперимент по исследованию возможностей получения объемных разрушений в ткани говяжьей печени *ex-vivo* методом гистотрипсии с кипением [3]. Пучок мощного фокусированного ультразвука, создаваемый 256-элементной терапевтической решеткой с фокусным расстоянием $F = 120$ мм, проходил через согласующую среду (воду), нагревал участок ткани на глубине 2.5 см, вызывая его локальное разрушение (рис. 1а). Для получения объемного разрушения ткани фокус решетки перемещался по дискретной траектории в нескольких слоях, при этом в зависимости от коэффициента заполнения при облучении импульсами длительностью 10 мс были получены разные по свойствам разрушения. При коэффициенте заполнения равном 1% происходило механическое разрушение без тепловых эффектов, при более высоких значениях формировалась разрушенная тепловая паста. В результате эксперимента было показано, что в клинической системе Sonalleve V1 возможно добиться чисто механических разрушений при использовании импульсов длительностью менее 10 мс, следующих с коэффициентом заполнения менее 1%. При таких условиях тепловая денатурация ткани за время ультразвукового воздействия отсутствует, однако нагрев ткани тем не менее происходит.

На данный момент остается актуальным вопрос, насколько будут отличаться распределения температуры в объеме ткани при ее облучении по одной и той же геометрической траектории, но с использованием различной последовательности облучения дискретных фокусов траектории во времени, т.е. различных протоколов облучения, и какова равномерность нагрева ткани в зависимости от протокола облучения. Целью данной работы было сравнение в численном эксперименте температурных полей при исследовании двух протоколов облучения ткани в импульсных режимах, характерных для гистотрипсии, но с меньшей длительностью разрывных импульсов, не приводящих к кипению. Отличие двух случаев было в том, что в одном из них каждая точка траектории облучалась 15-ю импульсами подряд, затем фокус решетки перемещался на следующую точку, при этом по траектории совершался только один обход. Во втором случае последовательно облучалась одним импульсом каждая точка траектории, при этом было совершено 15 обходов траектории.

Траектория состояла из двух concentрических окружностей радиусами 2 и 4 мм. Последовательность электронного перемещения фокуса решетки выбиралась таким образом, чтобы центры создаваемых разрушений были максимально удалены друг от друга (последовательность показана цифрами на рис. 1б) [4]. Время нагрева выбиралось таким образом, чтобы не достигалась температура кипения ткани, и составляло 4.9 мс. Коэффициент заполнения был равен 1%. Время перемещения фокуса было равно 0.49 с, нагрев происходил в одном слое, начальная интенсивность волны на элементах решетки составляла 6 Вт/см^2 и была близка к экспериментальным начальным условиям. При таком уровне начальной интенсивности на элементах решетки профиль волны в фокусе искажается и образуется ударный фронт (рис. 1в), за счет которого поглощение акустической энергии сосредоточено в малом объеме, а температура может увеличиваться в 10 раз по сравнению со случаем облучения гармонической волной той же интенсивности.

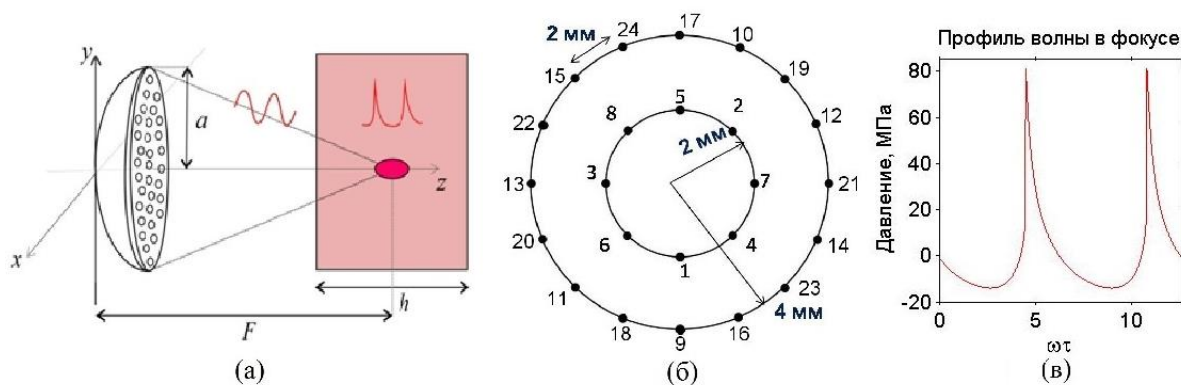


Рис.1 (а) Схема численного эксперимента. NIFU-решетка с фокусным расстоянием $F = 120$ мм и образец ткани печени толщиной $h = 5$ см помещены в воду. (б) Траектория нагрева, состоящая из двух окружностей радиусами 2 и 4 мм. Последовательность точек на траектории выбиралась таким образом, чтобы они были максимально удалены друг от друга, соседние точки находились на расстоянии порядка 2 мм. (в) Профиль волны в фокусе терапевтической решетки.

Фокусировка ультразвукового пучка в образце говяжьей печени описывалась с помощью уравнения Вестервельта. Граничное условие в моделировании соответствовало фазированной решетке Sonalleve V1 3.0T, Philips Healthcare [5,6]. Акустический нелинейный трехмерный расчет уравнения Вестервельта использовался для нахождения пространственных распределений плотности мощности тепловых источников Q в ткани, которые представлены на рис. 2а в фокальной и аксиальной плоскостях. Рассчитанные тепловые источники Q использовались при моделировании

неоднородного уравнения теплопроводности (1), необходимого для нахождения теплового поля:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{Q}{\rho_0 C_p}, \quad (1)$$

где T – температура, t – время, χ – коэффициент температуропроводности, C_p – теплоемкость образца, ρ_0 – плотность. Значения физических параметров в уравнении (1) соответствовали ткани печени и были равны $\chi = 1.93 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_0 C_p = 3.06 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C})$.

Прямой подход к моделированию уравнения (1) с помощью конечно-разностных методов требует больших массивов данных и длительных расчетов, поскольку изменение температуры включает в себя быстрое локальное воздействие в единичном фокусе и гораздо более медленное нагревание полного рассматриваемого объема ткани. Для упрощения решения уравнения применялся спектральный подход, а свойство линейности уравнения (1) позволило независимо добавлять результаты заранее рассчитанного нагрева единичного фокуса в разные точки траектории, что существенно оптимизировало расчеты [7].

На рис. 2б показан график одномерного распределения температуры в единичном фокусе в момент окончания нагрева ($t = 4.9 \text{ мс}$). Несмотря на очень короткое время нагрева, повышение температуры происходит почти до 100°C , а к моменту повторного облучения следующего фокуса ткань успевает остыть до 25°C (рис. 2в,г). Таким образом, нагрев ткани за время переключения между фокусами (0.49 с) составляет примерно 5°C . Размер теплового пятна по уровню e^{-1} от максимума в момент времени 0.49 с составлял 2 мм в поперечном направлении и 6 мм в продольном направлении (рис. 2в). Показанное на рис. 2в распределение температуры единичного фокуса использовалось в трехмерном виде в численном моделировании теплового поля при облучении объема ткани по траектории.

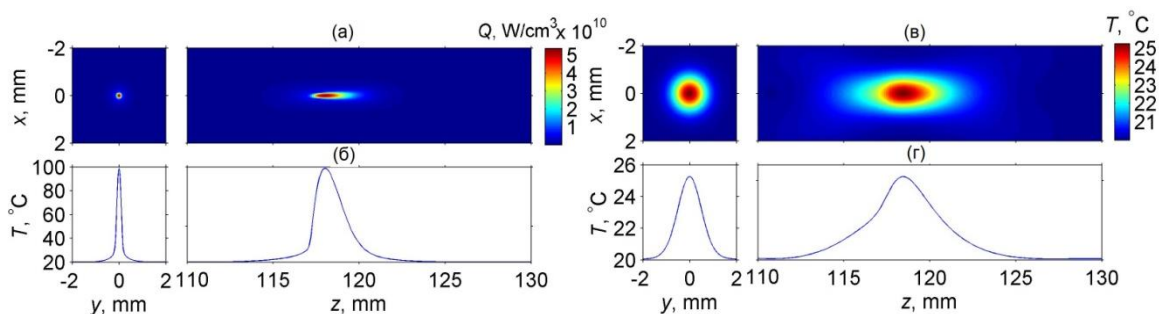


Рис.2 (а) Пространственное распределение плотности мощности тепловых источников в фокальной плоскости (слева) и в аксиальной плоскости (справа). (б) Одномерные распределения температуры единичного фокуса в момент времени $t = 4.9 \text{ мс}$ в фокальной (слева) и аксиальной (справа) плоскостях. (в) Пространственное и соответствующее ему одномерное (г) распределение температуры единичного фокуса в момент времени $t = 0.49 \text{ с}$ в фокальной (слева) и аксиальной (справа) плоскостях.

Сравнение двух протоколов облучения показало, что режим с последовательным облучением каждого фокуса 15-ю импульсами подряд методом гистотрипсии формирует неоднородное и несимметричное относительно центра объема теплое пятно (рис. 3а, слева). Пиковое значение температуры в этом режиме составляет 47°C на момент окончания нагрева. Кроме того, накопление тепла в одной точке за 15 последовательных

импульсов может приводить к тепловой денатурации ткани и существенному проявлению тепловых эффектов.

Во втором режиме облучения, при котором каждая точка траектории облучалась один раз, но совершалось 15 обходов по траектории, каждый фокус к моменту следующего импульса успевает остыть, в результате чего нагрев более однородный, симметричный, и достигается меньшее пиковое значение температуры (35°C) (рис. 3б).

В аксиальной плоскости различие температурных распределений менее выражено (рис. 3а,б, справа), поскольку тепло от удаленных от оси излучателя точек траектории не успевает распространиться к указанной плоскости. Продольные размеры температурных пятен в аксиальной плоскости в двух режимах составляют 15 - 20 мм.

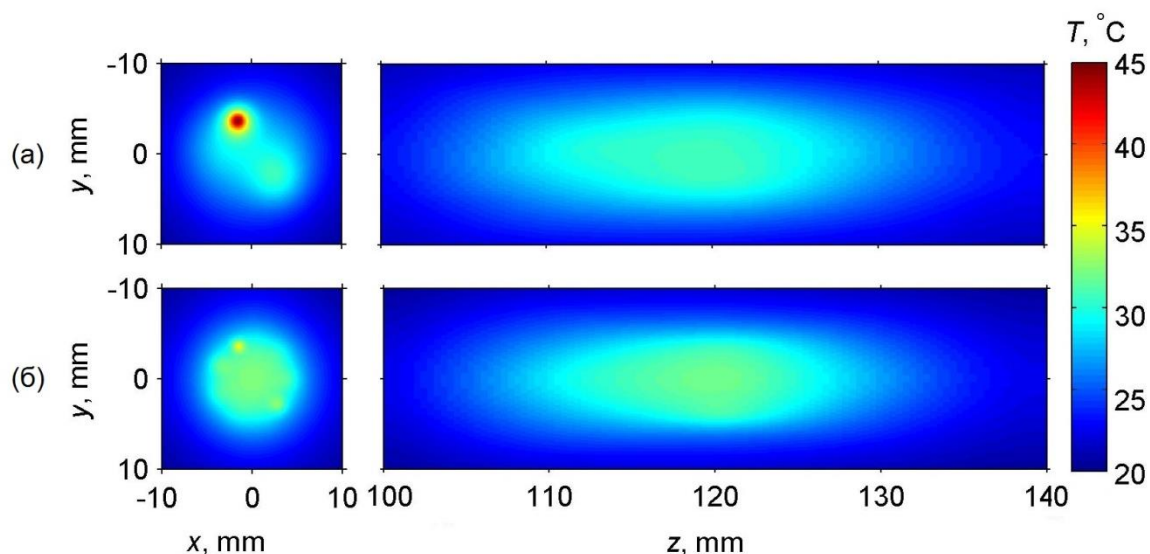


Рис.3 Распределения температурных полей в двух режимах в момент окончания нагрева $t = 175.91$ секунд. в фокальной плоскости (слева) и в аксиальной плоскости (справа). (а) – режим последовательного облучения каждого фокуса по 15 раз. (б) - режим облучения всей траектории 15 раз.

Таким образом, в работе показано, что при последовательном облучении каждой точки траектории 15-ю импульсами подряд возникает существенный перегрев ткани – пиковая температура оказывается на 12°C выше, чем в режиме последовательного облучения по траектории каждой точки один раз, а итоговое распределение температуры несимметрично относительно центра и неоднородно. Результаты работы позволяют сделать вывод, что протокол последовательного облучения один раз каждой точки по траектории предпочтительнее для уменьшения локальных тепловых эффектов при получении механических объемных разрушений.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Р. Бэйли и др. // Акуст. журн., 2003, т. 49, № 4, с. 437–464.
2. A. Maxwell et al. // Acoustics Today., 2012, v. 8, pp. 24–37.
3. V.A. Khokhlova et al. // Abstract Book of 14th International Symposium for Therapeutic Ultrasound. Las Vegas, Nevada, USA. 2014.
4. M.O. Köhler et al. // Med. Phys. 2009. V. 36. № 8. P. 3521–3535.
5. П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова // Акуст. журн., 2011, т. 57, №3, с. 337-347.
6. W. Kreider et al. // Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2003. V. 60. № 8. P. 1683–1698.
7. Ю.С. Андрияхина и др. // Акуст. журн., 2019, т. 65, № 2, с. 147–157.

Возбуждение акустических полей с орбитальным угловым моментом в цилиндрических резонаторах с некоаксиально подсоединенными волноводами

А.С. Пилипчук, А.А. Пилипчук

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Российская Федерация

Artem-S-Pilipchuk@iph.krasn.ru

В литературе было предложено большое количество различных структур для генерации акустических полей с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1-4], однако подавляющее их большинство имеет либо непростую геометрию, либо высокую сложность изготовления. Мы предлагаем простую систему, позволяющую добиться аналогичных результатов — на основе единственного цилиндрического резонатора.

Система представляет собой цилиндрический акустический резонатор радиуса R с некоаксиально присоединенными к его торцам волноводами меньшего радиуса $r_1 < r_2 < R$, как показано на рис.1. Причем один из торцов резонатора может двигаться вдоль его оси, изменяя длину резонатора, и поворачиваться на угол $\Delta\phi$, смещая оси волноводов друг относительно друга. Такая система может быть легко изготовлена для проведения реального эксперимента с использованием поршневых волноводов, плотно прилегающих к стенкам резонатора. В основе механизма генерации акустического поля с орбитальным угловым моментом одним цилиндрическим резонатором лежит несколько важных принципов.

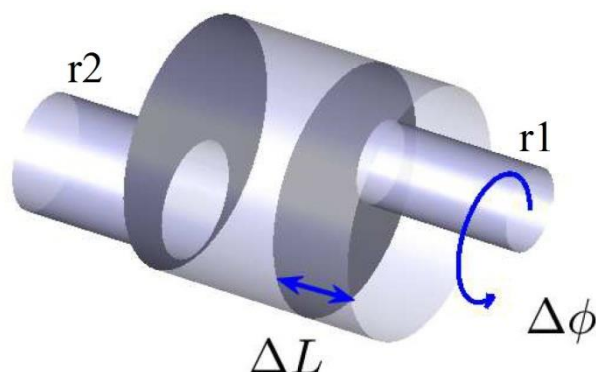


Рис. 1. Цилиндрический акустический резонатор с некоаксиально подключенными к его торцам волноводами меньшего радиуса.

Во-первых, волноводы должны быть подключены к торцам резонатора некоаксиально. Распространяющиеся в волноводах моды характеризуются двумя индексами (квантовыми числами): орбитальным индексом p (орбитальный угловой момент (ОУМ)) и радиальным индексом q , в то время как собственные моды резонатора - тремя - mpl (орбитальным, радиальным и аксиальным, соответственно). Из-за некоаксиального подключения волноводов к резонатору угловой момент не сохраняется, и инжектируемая в систему волна с нулевым орбитальным индексом возбуждает собственные состояния резонатора с ненулевым орбитальным индексом.

Во-вторых, должна иметь место конверсия из канала с нулевым ОУМ ($p = 0$) в каналы с ненулевым ОУМ ($p \neq 0$). Количество открытых для распространения в волноводах каналов определяется количеством действительных волновых чисел:

$$k_{pq}^C = \sqrt{\omega^2 - \left(\mu_{pq}/r_C\right)^2}, \quad (1)$$

где ω - частота, C нумерует волноводы, а μ_{pq} - корни уравнения

$$\left. \frac{dJ_p(\mu_{pq}\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=r_C}, \quad (2)$$

возникающего из-за граничных условий Неймана на стенках волноводов при решении уравнения Гельмгольца, где J - функция Бесселя. Если частота удовлетворяет условию $\mu_{11}/r_1 > \omega > \mu_{11}/r_2$, подводящий волновод поддерживает единственную распространяющуюся моду ($p=0, q=1$), а выводящий - уже три ($p=0, q=1, p=\pm 1, q=1$).

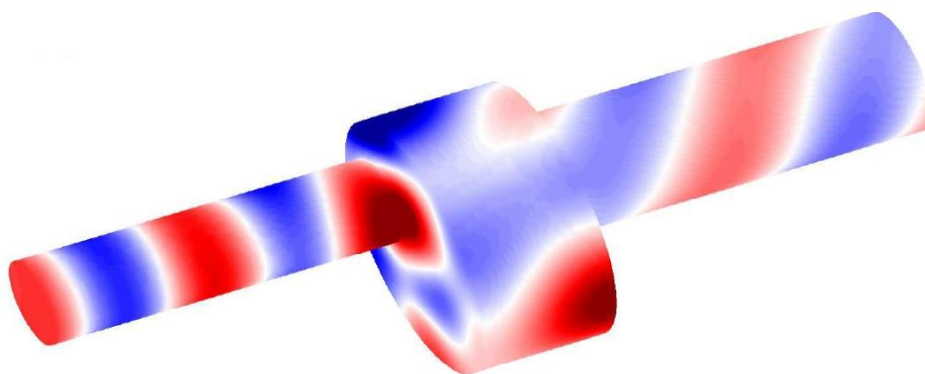


Рис. 1. Распределение акустического поля на поверхности системы в точке с максимальной конверсией.

В-третьих, оси волноводов должны быть сдвинуты друг относительно друга на некоторый угол $\Delta\phi$, как показано на рис.1. В работе [5] было показано, что при $\Delta\phi \neq 0$ акустический поток внутри резонатора начинает закручиваться. Численные расчеты показывают, что в рассмотренном случае коэффициенты трансмиссии $t_{01;11}$ и $t_{01;-11}$ не совпадают, вследствие чего акустический поток, прошедший через систему, продолжает вращаться (см. рис.2).

Все численные расчеты проводились с использованием акустической теории связанных мод, которая является адаптацией метода неэрмитового эффективного гамильтониана, хорошо себя зарекомендовавшего в области квантовой механики и оптики, к граничным условиям Неймана [6].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00234.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.T. Hefner and P.L. Marston. // The Journal of the Acoustical Society of America. 1999. V. 106. No 4. P. 3313-3316.
2. S. Gspan et al. // The Journal of the Acoustical Society of America. 2004. V. 115. P. 1142-1146.
3. R. Marchiano, J.L. Thomas. // Physical Review E. 2005. V. 71. P. 066616.
4. X. Jiang et al. // Physical Review Letters. 2016. V. 117. P. 034301.
5. A.A. Lyapina, A.S. Pilipchuk, A.F. Sadreev. // Journal of Sound and Vibration. 2018. V. 421. P. 48-60.
6. D.N. Maksimov et al. // Wave Motion. 2015. V. 56. P. 52-66.

Анализ широкоапертурной геометрии взаимодействия в акустооптическом кристалле бромида ртути

Д.Л. Пороховниченко¹, Чж. Рю², Д.В. Зинкин¹, В.Б. Волошинов¹

¹Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия

²Green Optics Company, Cheongju-si, Chungcheongbuk-do 28126
Republic of Korea

dporoh@physics.msu.ru

Акустооптические устройства активно используются для управления параметрами электромагнитного излучения [1,2]. В настоящее время акустооптические устройства позволяют эффективно управлять характеристиками электромагнитного излучения с длинами волн, не превышающими значение $\lambda = 10$ мкм. Поэтому актуальной задачей является поиск и изучение свойств акустооптических материалов, пригодных для создания устройств, позволяющих работать в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах. Известно, что кристаллические соединения на основе ртути, теллура и таллия начинают находить широкое применение в акустооптике для управления характеристиками электромагнитного излучения в видимом, а также в ближнем и среднем инфракрасном диапазонах электромагнитного спектра [3-7]. Такие кристаллы, как КРС-5 (TlBr-TlI), иодид индия (InI), теллур (Te), парателлуриит (TeO₂), каломель (Hg₂Cl₂), бромид ртути (Hg₂Br₂) и др., характеризуются исключительно высокими значениями коэффициента акустооптического качества. Большие значения коэффициента качества M_2 значительно снижают требования к уровню управляющей электрической мощности в акустооптических приборах на основе ртути, таллия и теллура [3-7]. Поэтому задачей данной работы явился анализ акустооптических характеристик кристалла бромида ртути. Оказалось, что параметры бромида ртути к настоящему времени исследованы недостаточно полно, несмотря на высокую эффективность данного материала. Поэтому тематика настоящего исследования – анализ широкоапертурной дифракции в бромиде ртути представляется актуальной и важной для акустооптики.

Кристалл бромида ртути Hg₂Br₂, как и кристалл каломели Hg₂Cl₂, относится к тетрагональной сингонии. Этот кристалл обладает широким диапазоном прозрачности на длинах волн $\lambda = 0.42 \div 30$ мкм, а также сильной оптической анизотропией. На длине волны инфракрасного света $\lambda = 10.6$ мкм главные показатели преломления кристалла равны $n_o = 2.03$ $n_e = 2.70$. Из литературных данных для данного кристалла известен полный набор значений упругих констант, позволяющий рассчитать фазовые скорости акустических волн во всех направлениях в материале [7]. Однако фотоупругие константы кристалла до сих пор не были измерены, поэтому оказались не определенными и значения коэффициента акустооптического качества материала M_2 . С другой стороны, из литературы известны высокие значения акустооптического качества крайне близкого по физическим свойствам кристалла каломели [6,7]. Это дает основания ожидать высокую акустооптическую эффективность и кристалла бромида ртути. В данной работе проведены расчеты фазовых скоростей акустических волн, а также зависимостей угла Брэгга от акустической частоты для различных направлений распространения ультразвука в плоскости (110) материала. В дальнейшем, планируется измерение фотоупругих констант и расчеты коэффициентов акустооптического качества бромида ртути в случае различных режимов взаимодействия света и звука.

На Рис. 1 показана векторная диаграмма акустооптического взаимодействия [1,2] в кристалле бромида ртути. В данной работе анализируется вариант дифракции,

аналогичный тому, который обычно используется в кристалле парателлурита в плоскости $(1\bar{1}0)$ в случае использования медленной сдвиговой акустической волны [1,2]. При выполнении условия Брэгга справедливо векторное соотношение между волновыми векторами падающего \bar{k}_i и дифрагированного \bar{k}_d света, а также волновым вектором ультразвука \bar{K} :

$$\bar{k}_i + \bar{K} = \bar{k}_d. \quad (1)$$

На Рис.1 показано, что падающая световая волна является необыкновенной, а дифрагированная волна – обыкновенной светой модой. Из соотношения (1) с помощью векторного построения на Рис. 1 можно определить зависимость угла Брэгга θ_i от акустической частоты сикронизма f для

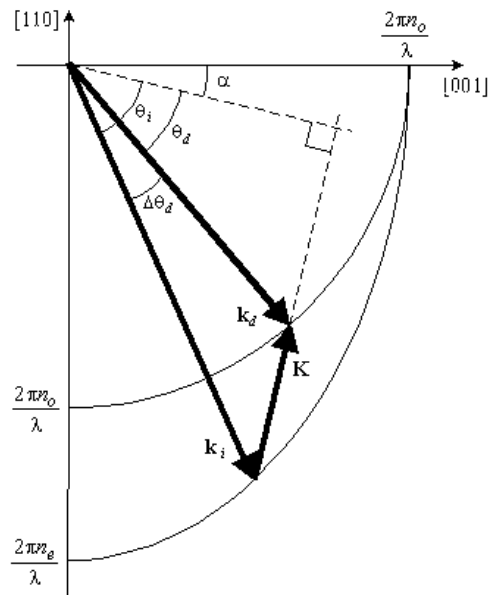


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия в кристалле бромиде ртути.

случая анизотропной акустооптической дифракции [1,2]:

$$f = \frac{V}{\lambda} \left(n_i \sin \theta_i - \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \theta_i} \right). \quad (2)$$

В соотношении (2) V – скорость распространения ультразвуковой волны в выбранном направлении, n_i и n_o – показатели преломления для падающей (необыкновенной) и дифрагированной (обыкновенной) электромагнитных волн, соответственно. В соотношении (2) необходимо учитывать анизотропию упругих свойств кристалла, приводящих к зависимости фазовой скорости ультразвука V от направления его распространения и, следовательно, от угла среза кристалла α . Угол среза α , как следует из рисунка, в плоскости дифракции определяет направление волнового вектора звука \bar{K} относительно оси $[110]$. Анализ показал, что от угла среза α и направления распространения падающей волны θ_i также зависит и показатель преломления n_i для падающей необыкновенной электромагнитной волны. Данная зависимость для показателя преломления n_i задается следующим соотношением [1]:

$$n_i = n_o n_e / \sqrt{n_e^2 \sin^2(\theta_i + \alpha) + n_o^2 \cos^2(\theta_i + \alpha)}. \quad (3)$$

Результаты расчетов зависимостей показателя преломления n_i от угла Брэгга θ_i для различных углов среза кристалла в диапазоне $\alpha = 0 \div 21^\circ$ представлены на Рис.2. Из рисунка видно, что показатель преломления падающей световой волны зависит от брэгговского угла падения света и возрастает с его увеличением.

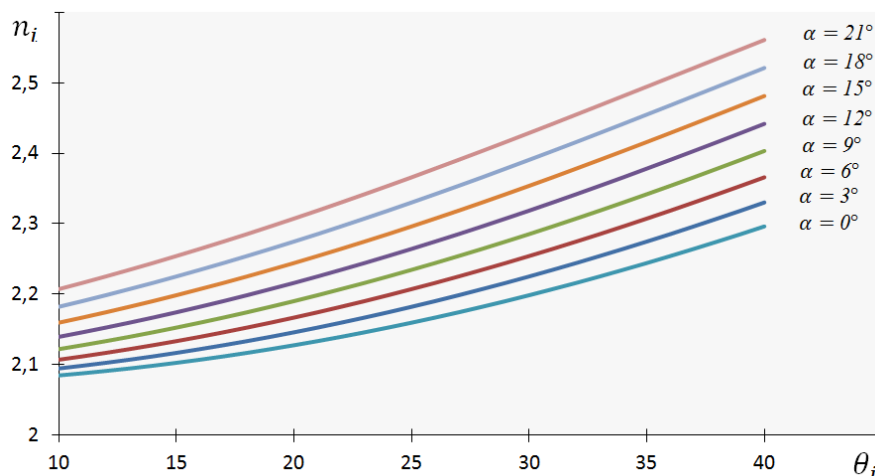


Рис. 2. Зависимость показателя преломления от угла Брэгга для различных углов среза кристалла.

При исследовании кристалла бромида ртути проводились расчеты фазовых скоростей акустических волн в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла. Расчет показал, что фазовая скорость V медленных сдвиговых акустических волн сильно меняется в зависимости от направления распространения звука. Эта скорость может достигать весьма низкого значения $V = 282$ м/с, если звук распространяется вдоль оси $[110]$ или вблизи него.

На основе данных расчетов показателя преломления n_i и скоростей акустических волн V в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла бромида ртути были получены зависимости угла Брэгга θ_i от акустической частоты f . Расчет брэгговских углов проводился для длины волны инфракрасного излучения $\lambda = 10,6$ мкм. При этом считалось, что ультразвук распространяется под различными углами α относительно кристаллографической оси $[110]$. Результаты расчетов зависимости углов Брэгга от акустической частоты $\theta_i(f)$ представлены на Рис. 3.

Как видно из графиков, при углах среза, заключенных в пределах $12 < \alpha < 18^\circ$, на углочастотных зависимостях $\theta_i(f)$ имеются участки, близкие к вертикальным. При этом производная функции $f(\theta_i)$ равна нулю, т.е. $df/d\theta_i = 0$. Известно, что данные участки кривых соответствуют широкоапертурной геометрии акустооптического взаимодействия, когда заключенные в достаточно широком угловом диапазоне компоненты пространственного спектра падающего излучения оказываются в синхронизме при одной и той же частоте ультразвука [1,2]. Очевидно, что в подобной геометрии взаимодействия акустооптическое устройство может быть использовано для обработки изображений или работе с оптическими пучками, имеющими большую угловую расходимость.

Наибольшая протяженность плоского участка на углочастотной характеристике $\theta_i(f)$ наблюдается при угле среза $\alpha = 16^\circ$ и частоте ультразвука $f = 30$ МГц. Выбор данной геометрии взаимодействия, в принципе, позволяет обрабатывать пучки с угловой апертурой в кристалле до 20° , угловая апертура в воздухе при этом может достигать рекордной величины 50° . Однако необходимо принимать во внимание ограничения, налагаемые известным условием, исключающим пространственное перекрытие

падающего и дифрагированного пучков света. Поэтому реально достижимая угловая апертура может оказаться в несколько раз более узкой.

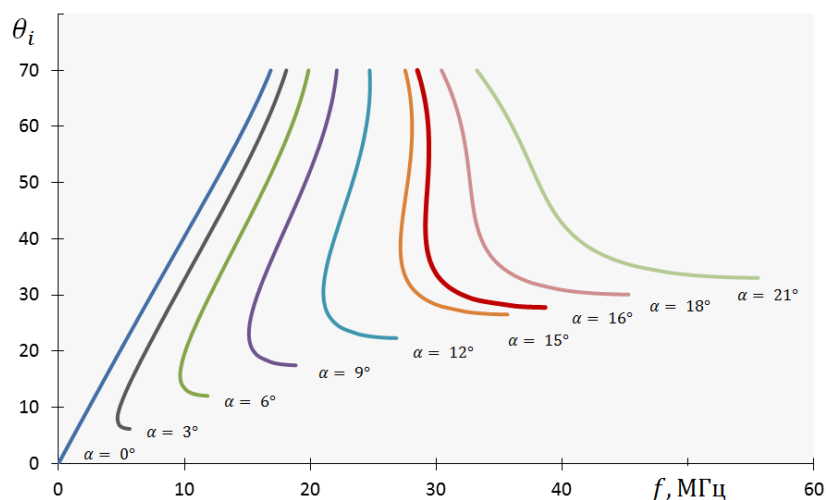


Рис. 3. Зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука для различных срезов кристалла.

Расчеты, проведенные в данной работе, показывают, что кристалл бромида ртути может быть использован для создания широкоапертурного фильтра, способного анализировать изображения в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах спектра. Оказалось, что кристалл пригоден и для разработки акустооптического дефлектора, обеспечивающего отклонение излучения CO_2 лазера. При этом весьма низкая частота ультразвуковой волны существенно упрощает процесс электрического согласования электрических параметров пьезопреобразователя и источника высокочастотного управляющего напряжения. Таким образом, проведенное исследование доказывает перспективность использования кристаллов бромида ртути при создании новых акустооптических дефлекторов и фильтров среднего и дальнего инфракрасного диапазонов электромагнитного спектра.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного фонда (РНФ) № 19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики”, М.: Радио и связь, 1985.
2. V.B. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov // Ultrasonics. 2018. V. 88. P. 207.
3. Д.Л. Пороховниченко и др. // Доклады Академии наук. 2017. Т. 476. № 3. С. 276.
4. J. Xu J. and R. Stroud “Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications” New York: John Wiley& Sons, 1992.
5. P.M. Amarasinghe et al. // Proc. SPIE. 2017. V. 10404. P. 104040T-1.
6. M. Gottlieb et al. // Optical Engineering. 1992. V. 31. № 10. P. 2110.
7. N. Gupta // Applied Optics. 2009. V. 48. №. 7. P. C.151.

Дифракционные методы исследования периодических доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах

Е.Н. Савченков¹, С.М. Шандаров¹, С.В. Смирнов¹, М.В. Бородин¹, В.А. Краковский¹,
Л.Я. Серебренников¹, А.Е. Шараева¹, А.А. Есин², А.Р. Ахматханов², В.Я. Шур²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Уральский Федеральный университет, Екатеринбург

rossler@mail.ru

Периодические доменные структуры (ПДС) в сегнетоэлектрических кристаллах делают возможным реализацию на их основе высокоэффективных нелинейных преобразователей спектра в режиме фазового квазисинхронизма [1], а также брэгговских deflectоров и переключателей лазерного излучения с низкими значениями управляющего постоянного [2–4] и импульсного [5] напряжения. Размеры доменов в таких структурах должны быть выдержаны с точностью не хуже 20 нм. Однако реальные ПДС в сегнетоэлектрических кристаллах имеют вариации размеров доменов и ошибки в положениях доменных границ; последние также могут иметь наклон относительно полярной оси, достигающий в ниобате лития 0.2° и более [6, 7]. Эффективным методом определения качества ПДС является дифракция световых пучков, обычно рассматриваемая для структур с ненаклонными доменными стенками [8 – 11].

В настоящем сообщении представлены результаты исследования дифракции Брэгга на ПДС, сформированных методом электрической переполаризации в кристаллах $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$, LiTaO_3 и KTiOPO_4 . Теоретический анализ распределения интенсивности света в дифракционных максимумах проведен на основании полученных в работах [10, 11] соотношений для возмущений тензора диэлектрической проницаемости на оптических частотах, создаваемых доменными стенками в кристаллах симметрии $3m$, с учетом их отклонения от плоскости YZ на небольшой угол α (рис. 1).

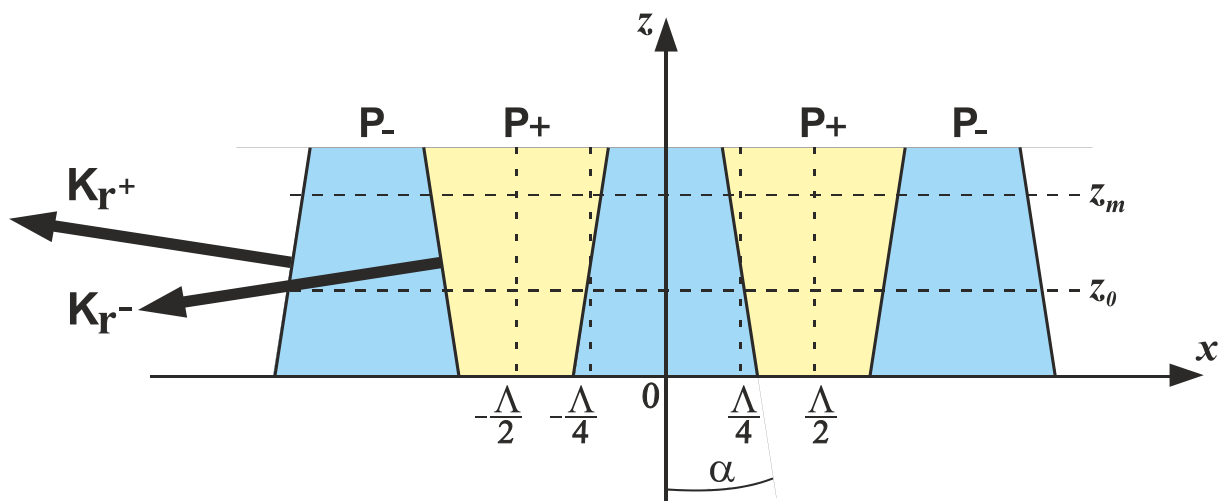


Рис.1. Схематическое изображение кристалла ниобата лития со сформированной в нем ПДС с периодом Λ . Синим и желтым цветом выделены области с различной поляризацией. x и z – кристаллографические оси. Векторы решетки \mathbf{K}_r показаны раздельно для двух систем доменных стенок, с наклоном вправо и влево. Параметр z_0 определяет координату, где толщины исходных и переполаризованных областей равны, и z_m характеризует размер для рассматриваемой модели доменной структуры вдоль оси z . Угол α определяет наклон доменных стенок к полярной оси C кристалла.

В экспериментах исследовалась брэгговская дифракция на ПДС в кристаллах LiTaO_3 и KTiOPO_4 с ненаклонными стенками и на доменной структуре в образце $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$ с пространственным периодом $\Lambda = 8.79$ мкм, наклон стенок которой относительно полярной оси z оценивался как 0.3° . Размеры образцов вдоль оси z составляли $h = 1$ мм для LiTaO_3 и $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$, и $h = 2$ мм для кристалла KTiOPO_4 . Длина взаимодействия световых пучков, распространяющихся в плоскости XY под углом Брэгга к оси Y , равнялась $d = 2$ мм в кристаллах LiTaO_3 и $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$, и $d = 4$ мм в KTiOPO_4 .

Для изучения распределения интенсивности света в дифракционных максимумах использовался зондирующий пучок He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм, мощностью около 1 мВт с гауссовым распределением интенсивности и с вектором поляризации, ориентированным вдоль полярной оси C . Его фокусировка сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм позволяла получать на входной грани исследуемого образца, размещаемого на поворотном столике, перетяжку с диаметром около 300 мкм, центр которой можно было перемещать вдоль оси z .

Характерная фотография первого дифракционного максимума, наблюдаемого на расстоянии 1400 мм от выходной грани кристалла $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$, соответствующего распространению сфокусированного падающего лазерного пучка под углом Брэгга θ_{B1} к оси y , представлена на рис. 2. При этом положение центра перетяжки падающего пучка на оси z , расположенной вертикально, подбиралось таким образом, чтобы наблюдаемая картина была симметричной относительно горизонтально ориентированной оси X . Как видно из рисунка, вследствие дифракции падающего светового пучка на двух системах наклонных доменных стенок с периодом Λ (см. рис. 1), распределение интенсивности дифрагированного света вдоль оси z характеризуется двумя брэгговскими максимумами, соответствующими векторам решеток \mathbf{K}_{r+} и \mathbf{K}_{r-} .

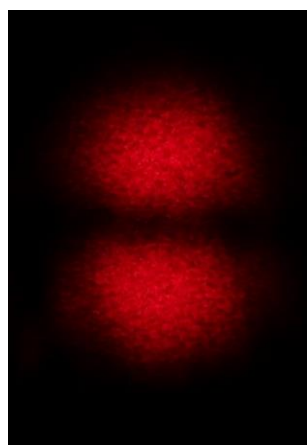


Рис.1. Фотография брэгговского дифракционного максимума первого порядка для падающего гауссова пучка He-Ne лазера ($\lambda = 632.8$ нм), сфокусированного линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм на входную грань кристалла $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$ с ПДС, имеющей пространственный период $\Lambda = 8.79$ мкм и доменные стенки, наклоненные к полярной оси C на угол $\alpha \approx 0.3^\circ$. Ось z кристалла расположена вертикально, ось x – горизонтально.

Проведенный теоретический анализ позволил получить аналитическое выражение для пространственного спектра возмущений, наводимых в кристалле двумя системами доменных стенок, изображенных на рис. 1. Использование далее при анализе дифракции гауссова светового пучка на возмущениях оптических свойств кристалла с таким спектром и подхода, основанного на прямом и обратном преобразованиях Фурье для

светового поля и его разложении в угловой спектр плоских волн [12, 13], позволило получить интегральное выражение, пригодное для численного моделирования распределения интенсивности света в дифракционных максимумах первого и второго порядков. Сравнение результатов численного анализа с полученными экспериментальными данными показало, что между ними имеется удовлетворительное согласие при угле наклона доменных стенок $\alpha = 0.3^\circ$.

Проведенные эксперименты показали, что для исследованных образцов LiTaO_3 и KTiOPO_4 с ПДС не наблюдается расщепления брэгговских дифракционных максимумов на два световых пятна, имеющего место при дифракции на ПДС в кристалле $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$ (см. рис. 2). Таким образом, сегнетоэлектрические кристаллы LiTaO_3 и KTiOPO_4 позволяют сформировать в них методом электрической переполяризации ПДС с ненаклонными доменными стенками. Выполненные экспериментальные исследования, теоретический анализ и численное моделирование продемонстрировали возможности эффективного использования дифракции света на возмущениях, создаваемых ПДС в сегнетоэлектрических кристаллах $\text{LiNbO}_3:5\%\text{MgO}$, LiTaO_3 и KTiOPO_4 , для контроля их качества и определения параметров, таких как наклон и эффективная оптическая толщина доменных стенок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017-2019 годы (проекты № 3.1110.2017/4.6 и № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ferrari P., Grilli S., DeNatale P. (Eds.) "Ferroelectric Crystals for Photonic Applications" Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2009, 2014.
2. M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 3659.
3. J.A. Abernethy et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2514.
4. I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4174.
5. H. Gnewuch et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. V. 10. P. 1730.
6. M. Schröder et al. // Adv. Funct. Mater. 2012. V. 22. P. 3936.
7. C.S. Werner et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 9862.
8. А.Л. Александровский и др. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 7. С. 657.
9. M. Müller et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 044102.
10. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2016. V. 496. P. 134.
11. S.M. Shandarov et al. // Ferroelectrics. 2017. V. 508. P. 49.
12. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков «Теория волн» М.: Наука, 1990.
13. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков «Физические основы акустооптики» М.: Радио и связь, 1985.

Модуляция ИК излучения в слоистой структуре с использованием карбида кремния

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова
sopko.ivan@physics.msu.ru

Акустооптические устройства широко применяются для решения различных задач в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Относительная простота конструкции, отсутствие механических движущихся частей и универсальность обуславливают их широкое применение в лазерной технике, обработке сигналов и фильтрации изображений. Большинство акустооптических приборов рассчитаны на работу в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне, однако существуют акустооптические приборы, работающие в дальнем ИК диапазоне[2]. Переход в длинноволновую область сопряжен с рядом трудностей: во-первых эффективность акустооптического взаимодействия спадает пропорционально квадрату длины волны света, а также встает проблема поиска иных материалов, прозрачных в данной области спектра. Акустооптические материалы, обычно применяющиеся в видимой части спектра, непрозрачны для длин волн порядка 5-15 мкм. Активно ведется поиск новых материалов и методов оптимизации акустооптической ячейки[3].

Мы предлагаем схему акустооптического модулятора, работающего на длине волны излучения 10,6 мкм, основанного на усилении эффективности акустооптического взаимодействия за счет возбуждения поверхностного фонон-поляритона на поверхности карбида кремния. Фонон-поляритон представляет собой связанные колебания зарядов кристаллической решетки полупроводника и электромагнитных волн. С точки зрения математического описания происходящих процессов, фонон-поляритоны аналогичны поверхностным плазмонам. Однако в отличие от металлов, где отрицательная диэлектрическая проницаемость обеспечивается газом свободных электронов, в случае карбида кремния имеет место резонансное поглощение инфракрасного излучения.

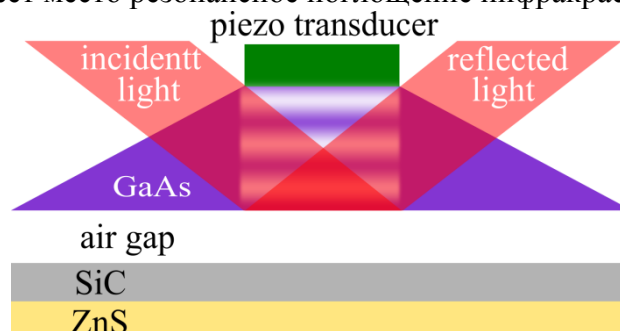


Рис.1. Схема модулятора

Возбуждение фонона производится методом Отто на границе раздела воздух-SiC с помощью призмы из арсенида галлия ($n = 3,27; k \ll n$). Схема модулятора представлена на Рис 1. Возможность существования поверхностного фонон-поляритона определяется условием $\text{Re}\{k_{spp}/k_0\} > 1$, а его затухание мнимой частью k_{spp} . В таблице 1 представлены результаты расчетов параметров поверхностного фонона на длине волны 10,6 мкм: длина волны, длина пробега и глубины локализаций для карбида кремния SiC и оксида бериллия BeO. Карбид кремния имеет линию поглощения на 10,6 мкм, из-за этого для него выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн ($n = 0,06$;

$k = 1,21$). Данный материал в среднем ИК диапазоне с точки зрения плазмоники похож на металлы в видимом спектре: локализации в воздухе и металле отличаются всего на один порядок, а длина пробега меньше длины волны. Аналогичная ситуация происходит с оксидом бериллия BeO ($n = 0,05$; $k = 1,583$), однако длина пробега фонон-поляритона на порядок больше длины волны. Следует отметить, что экспериментально измеренные длины пробега на 10 мкм могут быть в 2-3 раза меньше теоретических значений[4]. Основным вкладом в данное расхождение является высокая чувствительность поверхностных поляритонов к неровностям поверхности и следующие из этого рассеивание в виде объемного излучения.

Таблица 1. Параметры поверхностного фонон-поляритона на поверхности SiC и BeO

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина пробега, см
SiC	$1,19 \cdot 10^{-4}$	$7,99 \cdot 10^{-5}$	$6,109105 \cdot 10^{-4}$	$4,75 \cdot 10^{-4}$
BeO	$2,08 \cdot 10^{-4}$	$8,27 \cdot 10^{-5}$	$8,230685 \cdot 10^{-4}$	$3,13 \cdot 10^{-3}$

Для нахождения влияния призмы в геометрии Отто, нужно сшить поля H_y и E_x при полном внутреннем отражении на границе призма-воздух и при возбуждении поляритона на границе раздела SiC-диэлектрик. Для коэффициента отражения системы призма-воздух-SiC при ТМ-поляризации получена аналитическая формула(1):

$$R = \frac{\eta + \xi \exp(-2\gamma_d d)}{1 + \eta \xi \exp(-2\gamma_d d)}, \text{ где } \eta = \frac{k_z \varepsilon_d + i\gamma_d \varepsilon_p}{k_z \varepsilon_d - i\gamma_d \varepsilon_p}, \xi = \frac{\gamma_d \varepsilon_m - \gamma_m \varepsilon_d}{\gamma_d \varepsilon_m + \gamma_m \varepsilon_d}. \quad (1)$$

где k_z – величина проекции волнового вектора падающей волны на ось OZ, γ_d – величина локализации фона в воздухе, $\varepsilon_d = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха, γ_m – локализация фона в металле, ε_m – диэлектрическая проницаемость SiC, ε_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а d – величина зазора между призмой и карбидом кремния.

Модуляция отражения производится с помощью продольной акустической волны с плотностью мощности $W = 1\text{W/mm}^2$, возбуждаемой пьезоэлектрическим преобразователем на верхушке призмы. Акустические колебания обеспечивают вариацию как толщины воздушного зазора δd так и диэлектрической проницаемости призмы $\delta \varepsilon$:

$$\delta d = -\sqrt{\frac{Wf^2}{2\rho v}}, \quad (2)$$

$$\delta \varepsilon = -\varepsilon^2 p \sqrt{\frac{2W}{\rho v^3}}, \delta \varepsilon = -\varepsilon^2 p \sqrt{\frac{2W}{\rho v^3}} \quad (3)$$

где ρ – плотность материала призмы, v – скорость звука, ε – диэлектрическая проницаемость, f – частота ультразвука.

Как следует из (2), величина вариации зазора зависит от частоты звука. Следует отметить, что формула (1) не учитывает акустическую диссипацию, которая существенна на частотах свыше 10^8 Гц. Из-за этого в расчетах мы использовали частоту звука $f=25\text{МГц}$. Однако, область акустооптического взаимодействия не превышает

несколько микрон, так что за счет уменьшения размера призмы возможно достиг модуляции на частотах до нескольких гигагерц.

В формуле (2) p – это компонент тензора фотоупругости материала призмы, описывающий продольную деформацию в направлении распространения звука. Так как мы рассматриваем продольные акустические волны, то мы выбираем эффективную фотоупругую постоянную как наибольшее значение из p_{11} , p_{22} или p_{33} компонент тензора фотоупругости. Значения величин модуляции воздушного зазора и диэлектрической проницаемости различных инфракрасных материалов представлены на Рис. 2.

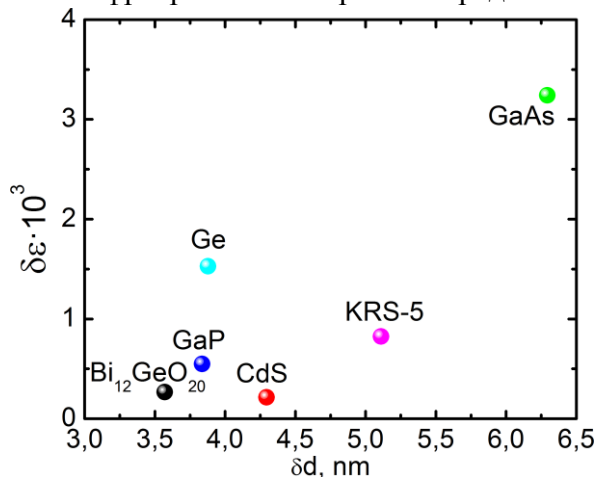


Рис.2. Сравнение инфракрасных материалов призмы

Как следует из данных, представленных на Рис. 2, наилучший результат обеспечивается применением арсенида галлия GaAs и из-за этого именно он был выбран в качестве материала призмы. Расчеты показывают, что для случая положительной фотоупругой постоянной $Bi_{12}GeO_{20}$, CdS и KRS-5 влияние $\delta\epsilon$ и δd на модуляцию коэффициента отражения складывается, а для случая отрицательной фотоупругой постоянной GaP, Ge и GaAs наоборот вычитается. Несмотря на это, мы выбрали арсенид галлия GaAs в качестве материала призмы для нашего исследования из-за больших абсолютных значений $\delta\epsilon$ и δd . Анализ показывает, что для структур, основанных на применении поверхностных поляритонов, вариация зазора δd вносит гораздо более существенный вклад, чем вариация диэлектрической проницаемости призмы $\delta\epsilon$.

В случае полубесконечного кристалла карбида кремния в геометрии Отто глубина резонанса достигает 20%, однако заменяя полубесконечный кристалл на пленку толщиной 570 нм и применяя подложку из сульфида цинка, возможно добиться нулевого минимального отражения.

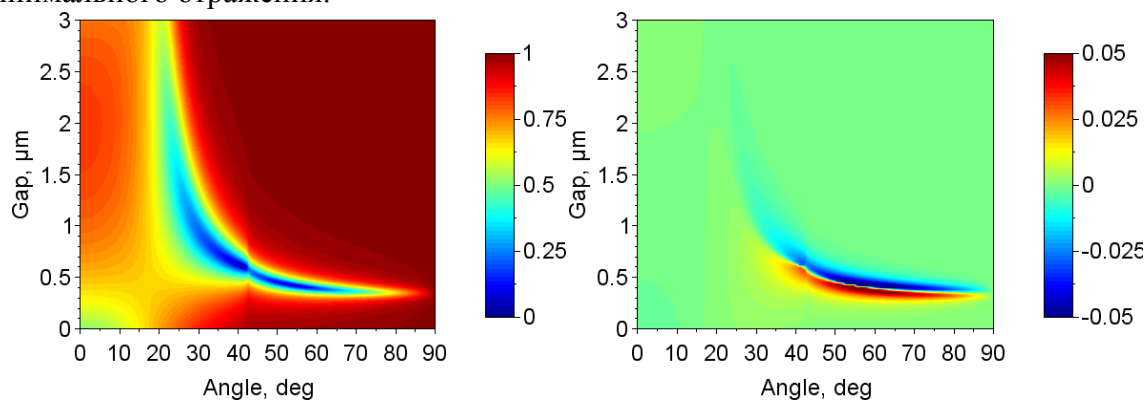


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения(слева) и модуляции(справа) от угла и зазора

На Рис 3 представлены зависимости коэффициента отражения(слева) и модуляции(справа) от угла и величины зазора и для системы призма-воздух-SiC-ZnS при ТМ поляризации. В отличие от металлов в дальнем инфракрасном диапазоне, у поглощающих полупроводников резонансные углы находятся на значительном удалении от угла полного внутреннего отражения, так что моды Фабри-Перо не накладываются на картину фонованого резонанса. Большая ширина резонанса позволяет работать с широкополосными пучками при правильно подобранной ширине зазора.

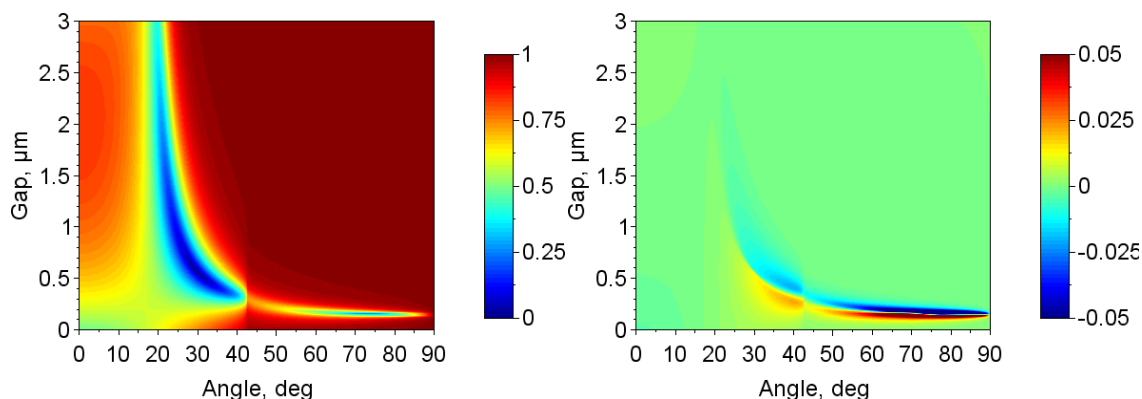


Рис.4. Зависимость коэффициента отражения(слева) и модуляции(справа) от угла и зазора

На Рис 4 представлены зависимости коэффициента отражения(слева) и модуляции(справа) от угла и величины зазора и для системы призма-воздух-BeO-ZnS при ТМ поляризации. Оптимальная толщина пленки оксида бериллия, соответствующая нулевому минимальному отражению, составляет 470 нм. Хотя угол фонованого резонанса для карбида кремния и оксида бериллия отличается на 10 градусов, в остальном картина весьма схожа

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-29-20113).

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A. Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications // OE. 2017. Vol. 56, № 8. P. 087102.
3. Porokhovnichenko D.L. et al. Application potential of paratellurite and iodic acid crystals for acousto-optics in the Terahertz range // Phys. Wave Phen. 2017. Vol. 25, № 2. P. 114–118.
4. McMullen J.D. Propagation lengths of surface polaritons at 10.6 microns on BeO and metal substrates // Solid State Communications. 1975. Vol. 17. P. 331–336.

Реализация метода Supersonic Shear Wave Elastography на акустической системе Verasonics и сравнение с методом SWEI

А.Е. Спивак, А.Е. Симонов

Национальный исследовательский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

strigino831@gmail.com

Метод эластография на сдвиговых волнах (SWEI Shear Wave Elasticity Imaging), который по измерениям их скоростей позволяет оценить упругие свойства мягких биологических тканей, а именно модули сдвига и Юнга, является одним из наиболее информативных методов ультразвуковой диагностики. Данный метод был представлен в 1998 году, и сейчас он интегрируется в большую часть диагностических ультразвуковых систем экспертного класса. Данный метод также был реализован на исследовательской ультразвуковой системе Verasonics в лаборатории МедЛаб [1].

Классическая схема SWEI выглядит следующим образом. Сдвиговая волна возбуждается мощной сфокусированной волной в толще образца (рис. 1). Для этого в среду направляется радиоимпульс обычной (продольной) ультразвуковой волны. Смещение среды определяется ультразвуковым методом. Для этого до сфокусированного импульса подается короткий несфокусированный опорный изображающий импульс. После толкающего импульса в среду подается последовательность изображающих импульсов, идентичных опорному. С помощью вычисления корреляции данных импульсов с опорным регистрируется смещение среды $\zeta(x,t)$ как функция времени t на различных расстояниях x от точки фокуса толкающего импульса. Из функций смещений можно определить время прихода фронта сдвиговой волны в определенную точку и посчитать скорость волны [2].

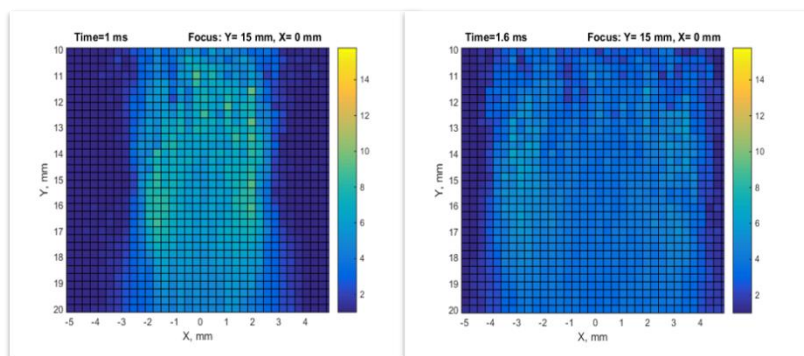


Рис. 1. Визуализация распространения сдвиговой волны при работе метода SWEI на акустической системе Verasonics.

Сегодня набирают популярность экспертные системы фирмы Supersonic (Aixplorer, Aixplorer Mach 30), в которых используется более совершенная методика определения эластичности ткани, Supersonic Shear Wave Elastography (sSWE). Данный метод впервые был представлен в 2004 году, и представляет собой дальнейшее развитие метода SWEI [3]. Основное отличие нового метода заключается в отображении данных о эластичности среды (модуля Юнга) не в одной выбранной точке, а на целом участке исследуемого объекта, что позволяет более подробно исследовать область интересов. Данный метод был реализован на акустической системе Verasonics.

Суть данного метода заключается в последовательном пуске нескольких сфокусированных импульсов, смещая точку фокусировки все ниже (или выше, в зависимости от режима работы) с каждым выстрелом. При этом должно выполняться условие, при котором смещение фокуса системы должно происходить быстрее по сравнению со скоростью сдвиговой волны в исследуемой среде. В каждой точке фокусировки образуется зона повышенного давления, и под воздействием радиационной силы начинает распространяться сдвиговая волна. При выполнении вышеописанного условия, из фронтов сдвиговых волн начнет образовываться так называемая plane shear wave (плоская сдвиговая волна), аналогично явлению конуса Маха (рис. 2). Для вывода искомых данных (скорости сдвиговой волны и модуля в каждой точке), вычисляется смещение в каждой точке на пути распространения plane shear wave, аналогично тому, как это производится в методе SWEI, после чего применяется инверсионный алгоритм.

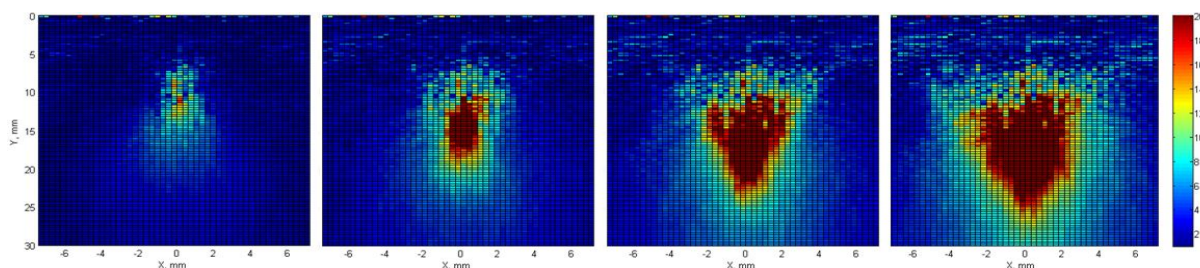


Рис. 2. Визуализация формирования plane shear wave в методе sSWE на акустической системе Verasonics.

Для сравнения методик с точки зрения итогового значения модуля Юнга в исследуемой среде, было проведено несколько измерений калиброванных фантомов фирмы Blue Phantom и CIRS. Результаты измерения сред (Background) приведены в таблице.

Калиброванный фантом	Значение модуля Юнга, кПа	
	SWEI	sSWE
CIRS model 049 Elasticity QA Phantom	17.5	18.02
Blue Phantom Elastography Ultrasound Breast Phantom	51.34	51.9

На данный момент проводится полноценное тестирование работоспособности метода sSWE на предмет корректности отображения конечного результата. Оно проходит на основе сравнения с результатами, получаемыми на Verasonics с помощью метода SWEI и на экспертных системах Siemens Acuson S2000 (метод SWEI) и Supersonic Aixplorer (метод sSWE).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект 18-42-520056.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демин И. Ю. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 6. 1860101(С. 1-5).
2. Спивак А.Е. // В кн.: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине –2017: Материалы Всерос. школы-семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. – Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2017. С. 37.
3. J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink. // In: IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control 51.4 (Apr. 2004), pp. 396–409. issn: 0885-3010. doi: 10.1109/TUFFC.2004.1295425.

Углы преломления и направления векторов групповых скоростей волн ТЕ и ТМ поляризации на границе изотропной среды и полупространства с магнитоэлектрическими эффектом

С.К. Глеукинов¹, Ж.Н. Суйеркулова¹, В.Г. Можаяев²

¹Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева.

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

zhamila_kudaibergen@mail.ru

Магнитоэлектрический эффект описывается соотношениями, изложенные в книге [1] интерес к средам с магнитоэлектрическим эффектом связан с возможностями его применения для создания беспроводных источников энергии, использования мультиферроидных структур в логических элементах и постоянных магнитных полей и т.д.[2-3]

Решение поставленных, в данной работе задач, основано на методе матрицанта на его основа были рассмотрены различные задачи волновых процессов в анизотропных упругих средах, электромагнитный волны в кристаллах, распространение связанных упругих и электромагнитных волн в пьезоэлектрических и пьезомагнитных средах с магнитоэлектрическим эффектом [4-14]

1. Уравнения Максвелла и материальные соотношения.

Процессы распространения плоских электромагнитных волн, в рассматриваемой среде, описываются уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E}(g, t) = -\frac{d\vec{B}(g, t)}{dt}; \quad \operatorname{rot} \vec{H}(g, t) = \frac{d\vec{D}(g, t)}{dt} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{D}(g, t) = 0; \quad \operatorname{div} \vec{B}(g, t) = 0$$

и материальными соотношениями

$$\vec{D}(g, t) = \bar{\epsilon} \vec{E}(g, t) - \bar{\alpha} \vec{H}(g, t) \quad \vec{B}(g, t) = \bar{\mu} \vec{H}(g, t) - \bar{\alpha} \vec{E}(g, t) \quad (2)$$

здесь $g \in (x, 0, z) \in R^2$

Волновой вектор \vec{k} находится в плоскости xz . $\bar{\epsilon}, \bar{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей, $\bar{\alpha}$ – тензор магнитоэлектрического эффекта.

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}; \quad \bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_x & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix}; \quad \bar{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_x & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_x & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_z \end{pmatrix} \quad (3)$$

В методе матрицанта, система уравнений (1)-(2) приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) первого порядка относительно компонент векторов электрического \vec{E} и магнитного полей \vec{H} на основе представления решений:

$$f(g, t) = \bar{f}(z) \exp[i\omega t - ik_x x] \quad \text{и} \quad \frac{d\vec{W}}{dz} = B\vec{W}(z) \quad (4)$$

относительно вектора $\vec{W}(z) = (E_y, H_x, H_y, E_x)^t$

здесь t – знак транспонирования вектор-строки в вектор столбец. Матрица $B = (b_{ij})^4$ имеет следующую структуру:

$$B = \begin{pmatrix} 0 & b_{12} & 0 & b_{14} \\ b_{21} & 0 & b_{23} & 0 \\ 0 & -b_{14} & 0 & b_{34} \\ -b_{23} & 0 & b_{43} & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Элементы b_{ij} имеет вид:

$$\begin{aligned} b_{(12)} &= i\omega\mu_x; \quad b_{(14)} = -i\omega\alpha_x; \quad b_{(21)} = i\omega\left(\varepsilon_x - \frac{k_x^2}{\omega^2\beta}\varepsilon_z\right); \\ b_{(23)} &= -i\omega\left(\alpha_x - \frac{k_x^2}{\omega^2\beta}\alpha_z\right); \quad b_{(34)} = -i\omega\varepsilon_x; \quad b_{(43)} = -i\omega\left(\mu_x - \frac{k_x^2\mu_z}{\omega^2\beta}\right); \quad \beta = \varepsilon_z\mu_z - \alpha_z^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку система ОДУ, в данном случае рассматривается относительно переменной z , имея в виду поперечность электромагнитных волн, уравнения (1)-(2) позволяют исключить компоненты полей E_z и H_z , направленных вдоль оси z .

2. Углы преломления волн ТЕ и ТМ поляризации индикатрисы волновых векторов волн ТЕ и ТМ поляризации в одноосных кристаллах с магнитоэлектрическим эффектом описываются уравнениями [17]:

$$k_{TE}^2 = \frac{\omega^2\beta_x}{\cos^2\theta + (A+B)\sin^2\theta} \quad (7)$$

$$k_{TM}^2 = \frac{\omega^2\beta_x}{\cos^2\theta + (A-B)\sin^2\theta} \quad (8)$$

Формула (9), определит угол преломления волны ТЕ поляризации на границе контакта сред направление вектора фазовой скорости. Аналогично, в случае волны ТМ поляризации (формула (10)):

$$\tan^2\theta_{TE} = \frac{k_0^2\sin^2\theta_0}{\omega^2\beta_x - (A+B)k_0^2\sin^2\theta_0} \quad (9)$$

$$\tan^2\theta_{TM} = \frac{k_0^2\sin^2\theta_0}{\omega^2\beta_x - (A-B)k_0^2\sin^2\theta_0}$$

(10)

Формула (11) определить угол между векторами фазовых скоростей ТЕ и ТМ волн при угле полного внутреннего отражения.

$$\tan\Delta\theta = \frac{k_0 \left[\sqrt{\omega^2\beta_x - (A-B)k_0^2} - \sqrt{\omega^2\beta_x - (A+B)k_0^2} \right]}{\sqrt{(\omega^2\beta_x - Ak_0^2)^2 - B^2k_0^2 + k_0^2}} \quad (11)$$

3. Направление векторов групповых скоростей волн ТЕ и ТМ поляризации В работе [14] из анализа индикатрис фазовых скоростей на основе соотношения Релея для определения групповой скорости было получено:

$$\tan\beta_{TE} = (A+B)\tan\beta_{TE}, \quad \tan\beta_{TM} = (A-B)\tan\beta_{TM} \quad (12)$$

Угол β_{TE} -определяет направление групповой скорости ТЕ волны в одноосных кристаллах с магнитоэлектрическим эффектом.

Формулы (13), (14) определяют зависимость направления групповых скоростей волн ТЕ и ТМ поляризации от угла падения волны θ_0 .

$$\tan \beta_{TE} = (A+B) \frac{k_0 \sin \theta_0}{\sqrt{\omega^2 \beta_x - (A+B)k_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (13)$$

$$\tan \beta_{TM} = (A-B) \frac{k_0 \sin \theta_0}{\sqrt{\omega^2 \beta_x - (A-B)k_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (14)$$

Кроме того, также возможно определение зависимости $\beta_{TE} - \beta_{TM} = \Delta\beta$ от угла падения волны θ_0 поскольку соотношение

$$\tan \Delta\beta = \frac{k_0 \sin \theta_0 \left[(A+B)\sqrt{\omega^2 \beta_x - (A-B)k_0^2 \sin^2 \theta_0} - (A-B)\sqrt{\omega^2 \beta_x - (A+B)k_0^2 \sin^2 \theta_0} \right]}{\sqrt{(\omega^2 \beta_x - Ak_0 \sin \theta_0)^2 - B^2 k_0^2 \sin^2 \theta_0 + k_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (15)$$

4. Следствия полученных результатов для одноосных кристаллов при отсутствии магнитоэлектрического эффекта

Формулы (16)-(19) при $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, $\sin \theta_0 = 1$ определяют соответствующие величины при угле полного внутреннего отражения. В частности (16) определяют углы полного внутреннего отражения для одноосных кристаллов.

$$\tan^2 \theta_{TE} = \frac{\mu_z k_0^2 \sin^2 \theta_0}{\mu_x (\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0)}, \quad \tan^2 \theta_{TM} = \frac{\varepsilon_z k_0^2 \sin^2 \theta_0}{\varepsilon_x (\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0)} \quad (16)$$

$$\tan \beta_{TE} = \sqrt{\frac{\mu_x}{\mu_z}} \frac{k_0 \sin \theta_0}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0}}, \quad \tan \beta_{TM} = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \frac{k_0 \sin \theta_0}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad (17)$$

$$\tan \Delta\theta = \frac{k_0 \sin \theta_0 \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0} - \sqrt{\frac{\mu_x}{\mu_z}} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0} \right]}{\sqrt{\frac{\varepsilon_x \mu_x}{\varepsilon_z \mu_z}} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0} + k_0 \sin^2 \theta_0} \quad (18)$$

$$\tan \Delta\beta = \frac{k_0 \sin \theta_0 \left[\sqrt{\frac{\mu_x}{\mu_z}} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0} - \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0} \right]}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_z \mu_x - k_0^2 \sin^2 \theta_0} \sqrt{\omega^2 \varepsilon_x \mu_z - k_0^2 \sin^2 \theta_0} + \sqrt{\frac{\varepsilon_z \mu_z}{\varepsilon_x \mu_x}} k_0 \sin^2 \theta_0} \quad (19)$$

Кроме того, в случае однородных изотропных сред из (16) следует:

$$\tan^2 \theta_{TE} = \frac{k_0^2 \sin^2 \theta_0}{k^2 \cos^2 \theta_0} \Rightarrow \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} = \frac{k_0^2}{k^2} = \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{n^2}, \quad \tan^2 \theta_{TM} = \frac{k_0^2 \sin^2 \theta_0}{k^2 \cos^2 \theta_0} \Rightarrow \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_0} = \frac{1}{n^2}$$

$$\tan^2 \theta_{TE} = \tan^2 \theta_{TM} = \tan^2 \beta_{TE} = \tan^2 \beta_{TM} = \frac{k_0^2 \sin^2 \theta_0}{k^2 \cos^2 \theta_0}, \tan \Delta\theta = 0; \tan \Delta\beta = 0$$

Определены углы преломления волн ТЕ и ТМ поляризации на границе однородного изотропного диэлектрика и одноосных кристаллов с магнитоэлектрическим эффектом в зависимости от угла падающей волны. Получены формулы определяющие разности углов между фазовым и групповыми скоростями для волн ТЕ и ТМ поляризации. Приведены следствия полученных результатов для одноосных кристаллов при отсутствии волн магнитоэлектрического эффекта и следствия при изотропности обеих сред. Получены значения углов полного внутреннего отражения для ТЕ и ТМ волн. Определены направления групповых скоростей при углах полного внутреннего отражения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. «Электродинамика сплошных сред» М.: Наука, 1982. 620 с.
2. J.-P. Rivera. 'A short review of the magnetoelectric effect and related experimental techniques on single phase (multi-) ferroics' Eur. Phys. J. B 71, 299-313 (2009)
3. Zhang T., Yang X. and etc. 'A New Magnetoelectric Composite with Enhanced Magnetoelectric Coefficient and Lower Resonance Frequency' Article in Applied Composite Materials 21(4):579-590 · August 2013 with 47 Reads DOI: 10.1007/s10443-013-9344-5
4. DA Filippov, TA Galichyan, VM Laletin 'Magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment' Applied Physics A 115 (3), 1087-1091 2014.
5. С.К. Тлеукунов Метод матрицанта. Павлодар. НИЦ ПГУ им С. Торайгырова 148, 2004
6. S.K. Tleukenov, 'A method for the analytical description of coupled-field waves in various anisotropic media' Acta Mechanica 225(12), 3535-3547, 2014
7. SK Tleukenov, NK Zhakiyev, LA Yeltinova An analytical solution of the reflection and refraction problems for coupled waves in elastic and piezoelectric media Ultrasonics Symposium (IUS), 2013 IEEE International, 1025-1028, 2013
8. SK Tleukenov, AB Aitbaev Lamb waves in elastic layers with rhombic symmetry Acoustical Physics 61 (2), 144-147, 2015
9. S. K. Tleukenov, A. M. Assilbekova 'Surface of wave vectors of electromagnetic waves in anisotropic dielectric media with rhombic symmetry' OI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i14.20 pages 1231-1238 2017.
10. Тлеукунов С.К. «Электромагнитные волны в анизотропных средах» Алматы: Эпиграф, 2017. – 72с.
11. S Tleukenov, A Bobeev, D Sabitova 'Structure of the Matriciant for Systems of Ordinary Differential Equations of First Order and Its Applications' International Journal of Applied Mathematics and Statistics™ Journal of the American Mathematical Society, Том 57 № 1 pp.209-217, 2017
12. Тлеукунов С.К., Казбекова А.А. Жанат З.Ж. Волны в средах с магнитоэлектрическим эффектом., Алматы: Эпиграф 2017. – 96 с. ISBN: 978-601-310-365-8
13. SK Tleukenov, ZK Zhalgasbekova, YK Sirenk. "Phase and group velocities of electromagnetic waves in a monoclinic cristall" Telecommunications and Radio Engineering 78 (1) pp.1-10, 2019

14. S.K. Tleukenov, Zh.N. Suierkulova «Индикатрисы фазовых и групповых скоростей электромагнитных волн в кристаллах с магнитоэлектрическим эффектом» Telecommunications and Radio Engineering (в печать) 2019

Акустооптический метод визуализации микрообъектов на основе двойного преобразования Фурье

Е.Л. Никишин¹, М.В. Павлова¹, А.В. Сучилин¹

Саратовский Государственный Технический Университет имени Гагарина Ю.А.

aleksey.such@yandex.ru

Общая тенденция развития акустических методов контроля и диагностики связана с изучением изменений пространственно-временной структуры поля, вызванных распространением ультразвуковых колебаний в контролируемой среде. Рассматриваемый в данной работе метод когерентно-оптической визуализации пространственных распределений плотности потока энергии акустического поля позволяет получать стигматическое светосильное изображение акустического объекта.

В ранних работах авторов [1,2] описан метод визуализации акустических полей с использованием гибридного акустооптического процессора с двойным Фурье-преобразованием анализируемого сигнала. Оптический образ акустического поля в объектной плоскости формируется в результате брэгговской дифракции и двух последовательных Фурье-преобразований: отображаемого двумерного распределения акустического поля и когерентного светового поля, дифрагированного на ансамбле плоских акустических волн, соответствующих Фурье-образу акустического поля. Первое Фурье-преобразование осуществляется за счет акустической линзы, образованной сопряженными сферическими поверхностями двух кристаллов, соединенных с помощью тонкого слоя акустического клея. Фокусное расстояние данной линзы определяется выражением:

$$F_1 = \left| \frac{v_2 R}{v_1 - v_2} \right| \quad (1)$$

Здесь v_1 и v_2 – скорости упругих волн в кристаллах акустооптического процессора, образующих акустическую линзу, R – радиус сопряженных сферических поверхностей кристаллов. Второе Фурье-преобразование осуществляется оптической линзой объектива фотоприемника.

Механизм работы устройства формирования оптического изображения акустического объекта, рассмотрен в работе [2]. Каждой точке объектной плоскости, находящейся в передней фокальной плоскости акустической линзы, соответствует определенное направление волнового вектора плоской акустической волны, распространяющейся в фотоупругой среде за акустической линзой и, в конечном итоге, определенное направление волнового вектора плоской световой волны, формируемой в результате дифракции Брэгга лазерного пучка при его распространении в акустооптическом кристалле. Таким образом, устанавливается взаимно-однозначное соответствие между точками объектной плоскости и плоскости изображения в задней фокальной плоскости оптической линзы, осуществляющей Фурье-преобразование дифрагированного светового поля. Рис. 1 иллюстрирует соответствие между точками кривой А...В, представляющей собой участок сечения акустического конуса объектной плоскостью, и кривой А'...В', являющейся участком сечения оптического конуса плоскостью изображения.

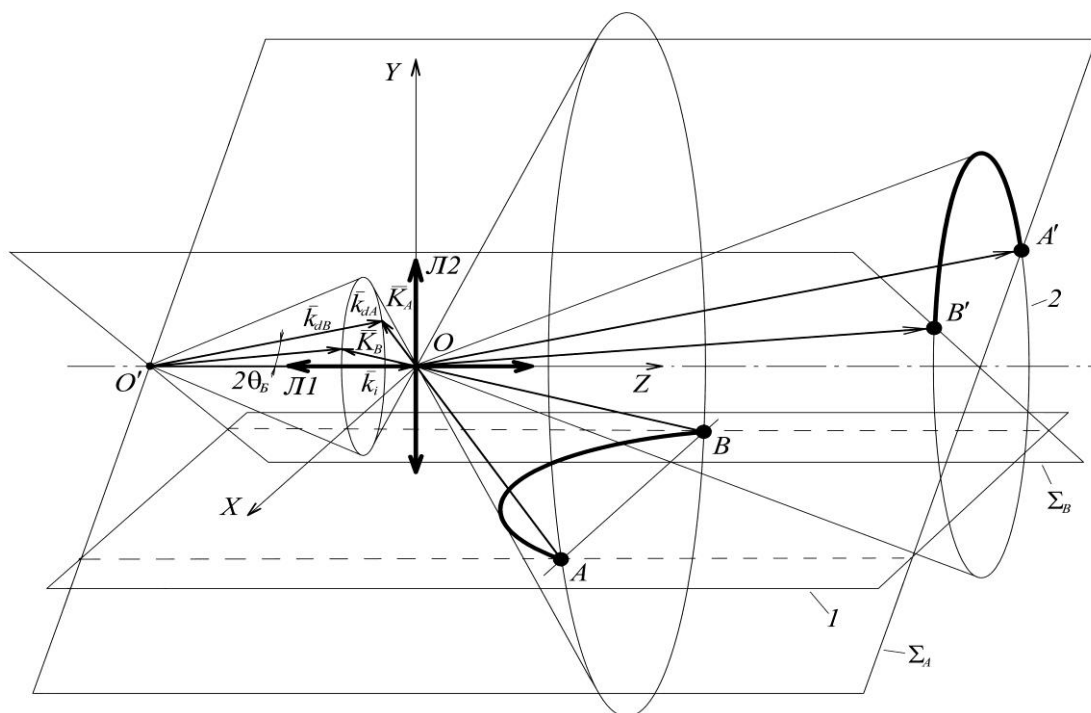


Рис 1. Векторная схема гибридного акустооптического процессора. $\vec{k}_{dA}, \vec{k}_{dB}$ – волновые векторы дифрагированных световых волн от точек А и В соответственно, $\vec{K}_{dA}, \vec{K}_{dB}$ – волновые векторы акустических волн от точек А и В, \vec{k}_i – волновой вектор падающего лазерного луча, $L1$ – акустическая линза, $L2$ – оптическая линза.

Следует отметить, что вследствие присущего схеме преобразования анаморфирования система визуализации рассматриваемого типа не является изопланатичной. В работе [3] показано, что угловые размеры объекта и его отображения вдоль кривой А...В отличается на величину коэффициента анаморфирования μ . Величина анаморфирования зависит от параметров среды, в которой происходит акустооптическое взаимодействие, частоты света и частоты акустической волны, и определяется как:

$$\mu = \frac{f\lambda}{nv_2} \quad (2)$$

где f – частота акустической волны, λ – длина волны света в вакууме, n – показатель преломления световой волны в кристалле, в котором происходит акустооптическое взаимодействие. Таким образом, угловой масштаб картины отображаемого акустического поля будет изменяться от 1 для направления вдоль оси координат Z (рис. 1) до величины μ для направления вдоль оси координат X.

В рассматриваемом способе визуализации фотоупругое взаимодействие происходит в достаточно широком угловом спектре в направлении перпендикулярном плоскости акустооптического взаимодействия. В то время как для осуществления визуализации в широком угловом спектре в плоскости акустооптического взаимодействия необходимо либо обеспечить сканирование по углу падающего лазерного пучка, либо использовать расходящийся оптический пучок.

Увеличение углового спектра взаимодействия с помощью изменения угла падения лазерного луча снижает быстродействие системы визуализации, а так же предполагает наличие дополнительной системы управления. Использование расходящегося или сходящегося оптического пучка позволяет избежать отмеченных технических проблем, но характеризуется незначительным уменьшением светосилы получаемого изображения.

Система формирования светового пучка, состоящая из цилиндрических линз, позволяет создать широкий лазерный пучок и добиться максимально возможной разрешающей способности акустооптического процессора [4]. Оптическая схема, обеспечивающая указанную геометрию акустооптического взаимодействия, представлена на Рис. 2. Она содержит две цилиндрические линзы, оси которых лежат в плоскости акустооптического взаимодействия, и одну цилиндрическую линзу, ось которой перпендикулярна плоскости акустооптического взаимодействия. Две первые линзы формируют в направлении, перпендикулярном плоскости акустооптического взаимодействия, коллимированный пучок света шириной, равной размеру оптической грани ячейки Брэгга. Третья линза создает расходящийся в плоскости дифракции световой пучок.

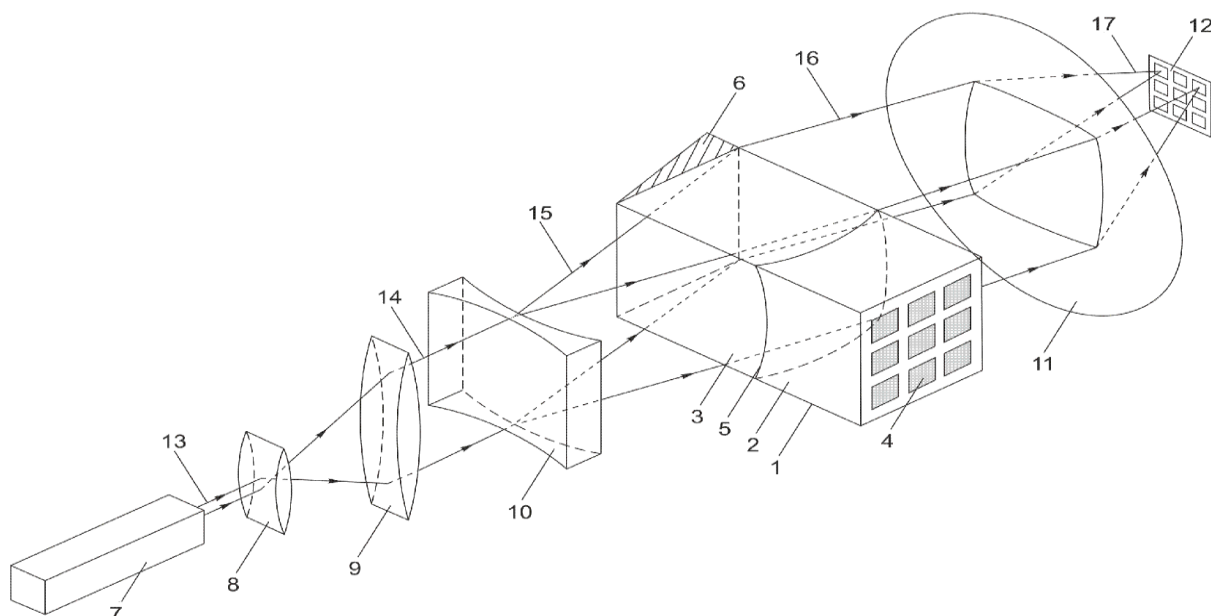


Рис 2. Оптическая схема устройства визуализации: 1 – акустооптическая ячейка Брэгга, 2 - кристалл, на поверхности которого находится акустический объект 4, 3 - кристалл, в котором осуществляется акустооптическое взаимодействие, 5 – сопряженные сферические поверхности кристаллов, 6 – акустическая поглощающая нагрузка, 7 – источник когерентного оптического излучения, 8, 9 – цилиндрические линзы коллиматора, 10 – цилиндрическая линза с осью перпендикулярной плоскости, акустооптического взаимодействия, 11 – оптическая система обработки дифрагированного светового пучка, 12 – устройство регистрации изображения объекта, 13 – луч лазера.

В данной работе для теоретической оценки разрешающей способности устройства визуализации в соответствии с общепринятой методикой использовался критерий Релея. Для того чтобы два световых пятна были разрешены по критерию Релея, они должны быть разделены интервалом

$$\Delta x = \frac{\lambda}{nD} F_2, \quad (3)$$

где D – апертура акустооптического процессора, F_2 – фокусное расстояние собирающей линзы системы обработки изображения.

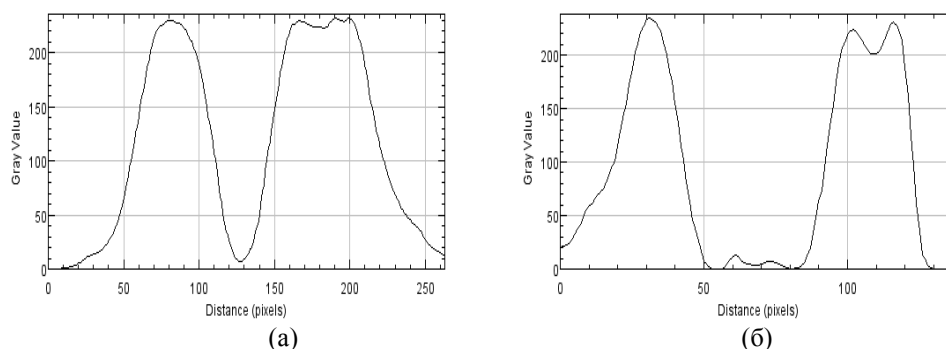


Рис 3. Графики распределения интенсивности света в изображении излучающих элементов преобразователя при апертуре 0,6 мм (а) и 6 мм (б) в направлении перпендикулярном плоскости дифракции.

При проведении эксперимента разрешающая способность определялась в направлении перпендикулярном плоскости акустооптического взаимодействия. Дифракция световых волн осуществлялась в кристалле ниобата лития X-среза, с оптической гранью, нормаль к которой повернута на 45° от оси Y к оси Z. В качестве источника когерентного света использовался He-Ne лазер с длиной волны 632,8 нм. Объектом визуализации, излучающим упругие волны, была система пьезоэлектрических элементов с электродами в форме квадратов со стороной 70 мкм, расположенных в два ряда с периодом следования 200 мкм.

В ходе анализа результатов проводилось сравнение отношения ширины излучающего элемента электроакустического преобразователя к периоду следования излучателей в полученном изображении при различной ширине светового пучка. При значении апертуры равном 0,6 мм согласно формуле (3) теоретическое значение разрешения равно 79 мкм. С увеличением апертуры до 6 мм разрешение возрастает до 8 мкм.

С помощью программы «ImageJ», на основе анализа полученных в акустооптическом процессоре изображений излучателей были построены графики зависимости яркости изображения излучающих элементов преобразователя, от координаты в направлении оценки разрешающей способности.

Определяя ширину излучателя по уровню падения интенсивности на 3дб, было найдено отношение ширины излучающего элемента преобразователя к периоду следования излучателей. Для апертуры 0,6 мм это отношение равно 0,71, а для апертуры равной 6 мм оно составляет 0,33, близкое к реальному значению 0,35.

Таким образом, проведённый эксперимент показал рост разрешающей способности гибридного акустооптического процессора при увеличении его апертуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-07-00687).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Колотырин и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып.21. С. 9.
2. А.А. Колотырин и др. //Актуальные проблемы электроники и приборостроения: материалы междунар. науч.-тех. конф. Саратов, СГТУ, 2014. Т.1. С. 290.
3. Никишин Е.Л., Павлова М.В., Сучилин А.В.//Актуальные проблемы электроники и приборостроения: материалы междунар. науч.-тех. конф. Саратов, СГТУ, 2016. Т.1. С. 427.
4. Патент №2658585. РФ. МПК G01H 9/00. // Зимняков Д.А. и др. Заявл. 02.05.2017. Оpubл. 21.06.2018. Бюл. № 18.

Ультразвуковая визуализация в слоистых объектах с помощью разложения пространственно–временного сигнала в спектр плоских волн

С.А. Титов, П.В. Зинин

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
sergetitov@mail.ru

При решении различных задач в области ультразвуковой визуализации часто возникает ситуация, когда между ультразвуковой решеткой и исследуемым объектом находится ряд дополнительных слоев. При наличии единственного слоя с известной толщиной и скоростью звука в нем обычно рассчитывают время прохождения волн между элементами решетки и точкой фокусировки, учитывая преломление волн на границе раздела [1]. Объем вычислений, необходимый для реализации такого подхода, является весьма значительным, причем при наличии двух и более слоев он резко возрастает, что приводит к невозможности практического использования данного метода.

Использование плоских, гармонических волн позволяет существенно упростить проблему, поскольку учесть их распространение через слои сравнительно легко. Вместе с тем, если в регистрируемом пространственно–временном сигнале можно выделить отклик от границы области визуализации, то более эффективным представляется использование плоских, импульсных волн. Недавно такой подход были использован для измерения толщины слоя и скорости звука в нем [2]. В данной работе на основе разложения сигнала решетки в спектр плоских, импульсных волн предлагается метод визуализации через набор слоев с неизвестными параметрами, а также метод измерения скорости звука в области визуализации по сигналу одиночного малого отражателя.

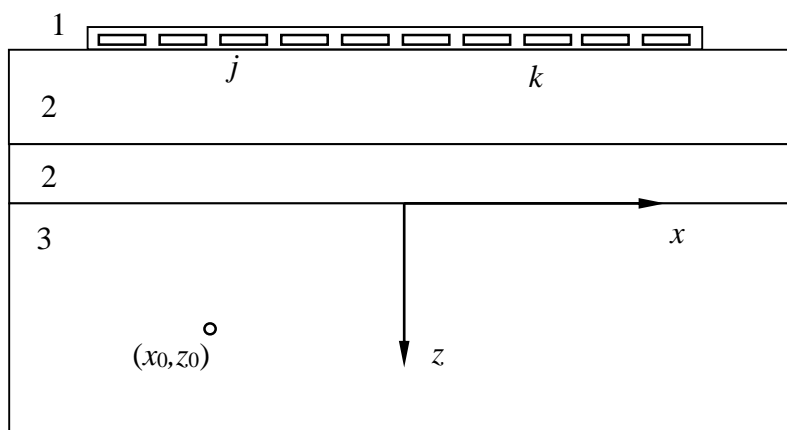


Рис. 1. Схема измерений: 1– ультразвуковая решетка; 2 – слои; 3 – область визуализации.

Схема измерений показана на Рис. 1. Пространственно–временной сигнал $v(x_1, x_2, t)$, регистрируемый решеткой в зависимости от положений передающего и приемного элементов x_1 , x_2 и времени t , может быть разложен в спектр откликов плоских импульсных волн путем его интегрирования по пространственным координатам:

$$V(s_1, s_2, \tau) = \iint v(-x_1, x_2, \tau + s_1 x_1 + s_2 x_2) dx_1 dx_2, \quad (1)$$

где переменные s_1, s_2 имеют смысл горизонтальных проекций векторов медленности падающей и рассеянной плоских волн, соответственно. При прохождении набора слоев плоские волны приобретают задержки:

$$\tau_L(s) = \sum d_n \sqrt{C_n^{-2} - s^2} \quad (2)$$

где d – толщины слоев и C – скорость звука в них.

Спектр отклика, рассеянного точечным отражателем с координатами (x_0, z_0) , может быть представлен в виде свертки по временной переменной:

$$V_0(s_1, s_2, \tau) = A_0(s_1, s_2) p(\tau) * \delta(\tau - \tau_L(s_1) - \tau_L(s_2) - \tau_x - \tau_z). \quad (3)$$

Здесь амплитуда спектра A_0 определяется диаграммой направленности элементов решетки и коэффициентами прохождения плоских волн через границы между слоями, $p(\tau)$ является временным импульсным откликом измерительной системы, а временные задержки плоских волн при их распространении от верхней границы области визуализации до отражателя в горизонтальном и вертикальном направлениях равны, соответственно:

$$\tau_x = x_0(s_1 - s_2), \quad (4)$$

$$\tau_z = z_0 \left(\sqrt{C^{-2} - s_1^2} + \sqrt{C^{-2} - s_2^2} \right). \quad (5)$$

Для волн, отраженных от верхней и нижней границ области визуализации, имеет место зеркальное отражение $s_1 = s_2$, поэтому их спектры имеют вид:

$$V_1(s, \tau) = A_1(s) p(\tau) * \delta(\tau - 2\tau_L(s)), \quad (6)$$

$$V_2(s, \tau) = A_2(s) p(\tau) * \delta(\tau - 2\tau_L(s) - 2d\sqrt{C^{-2} - s^2}). \quad (7)$$

Измеряя задержку V_2 относительно V_1 как функцию параметра s , можно методом нелинейного оценивания определить скорость ультразвука в материале слоя C и его толщину d . Такой подход был развит и экспериментально подтвержден в работе [2]. Если сигнал от нижней границы зоны визуализации не доступен для регистрации, но в принятом сигнале может быть выделен сигнал от отдельного точечного отражателя, то тогда также представляется возможным определение скорости C и координат отражателя. Для этого по спектру V_1 измеряют задержку плоских волн $\tau_L(s)$, отраженных от верхней плоскости слоя. Далее, в отклике точечного отражателя полагают $s_1 = s_2$, что позволяет в соответствии с (4) не учитывать задержку τ_x , а также производят компенсацию задержки $\tau_L(s)$. После этого по полученному спектру $V_0(s, s, \tau)$ можно измерить зависимость $\tau_z(s)$ и, пользуясь модельным соотношением (5), провести оценку скорости C и глубины z_0 .

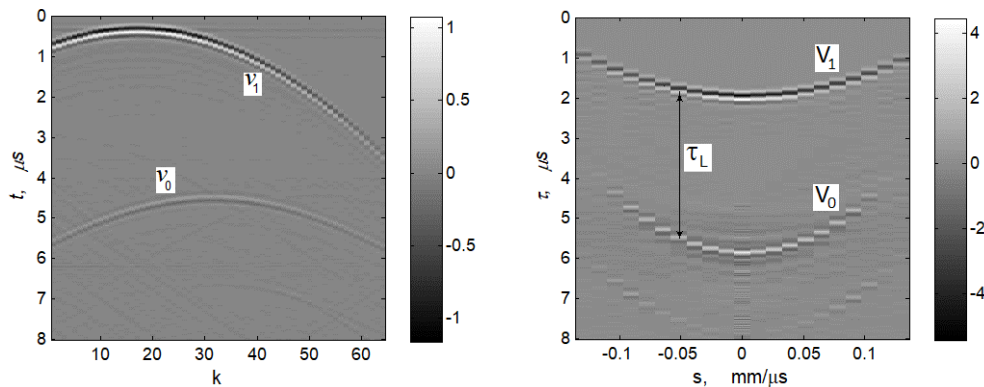


Рис. 2. Сигнал от тестового отверстия $v_{jk}(t)$ ($j=16$) и спектр $V(s, \tau)$.

Предложенный метод измерения скорости звука в слое по сигналу, записанному от одиночного точечного отражателя, был подтвержден экспериментально на ряде тестовых образцов. В эксперименте использовалась 64-элементная ультразвуковая решетка с центральной частотой 5 МГц и периодом расположения прямоугольных элементов 0.6 мм.

На Рис. 2 показаны результаты исследования отверстия диаметром 0.8 мм, выполненном в дюралюминиевом блоке на глубине 12.5 мм. Между решеткой и блоком дополнительно находилась пластина из полистирола толщиной 25.4 мм. Слева в виде полутонного изображения представлен сигнал $v_{jk}(t)$ в зависимости от времени и номера приемного элемента k при использовании элемента с номером $j=16$ в качестве передающего. В сигнале присутствует отклик волн, отраженных от наружной границы алюминиевого слоя v_1 и отклик от тестового отверстия v_0 . Справа показан спектр плоских волн $V(s, \tau)$, рассчитанный по принятому сигналу. По измеренной задержке $\tau_z(s)$ между откликами V_1 и V_0 были определены скорость $C = 6220$ м/с и расстояние $z_0 = 12.2$ мм, что соответствует реальным значениям.

Для построения изображений по предлагаемому методу по измеренному пространственно-временному сигналу рассчитывается спектр плоских волн $V(s_1, s_2, \tau)$, в котором разделяют составляющие V_1 и V_0 . Используя составляющую V_1 , производится измерение задержки плоских волн $\tau_z(s)$ и ее компенсация в составляющей спектра V_0 . При формировании изображения для каждой точки области визуализации производится также компенсация задержек τ_x , τ_z и осуществляется суммирование по параметрам (s_1, s_2) .

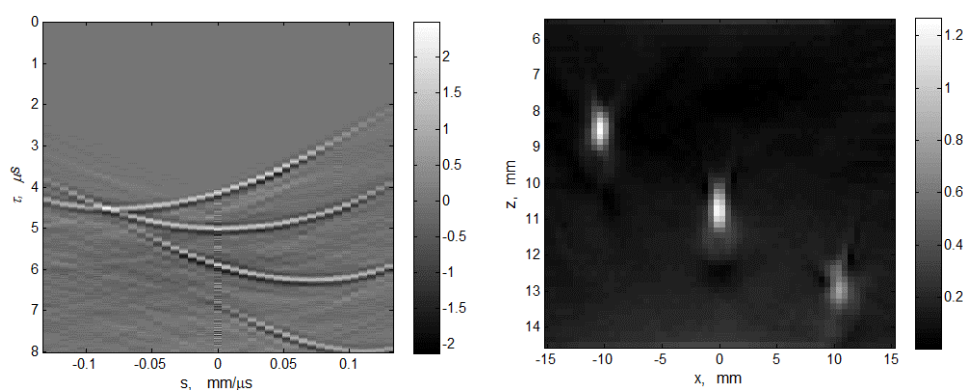


Рис. 3. Спектр $V_0(s_1, s_2, \tau)$, ($s_2 = 0.026$ мм/мкс) и полученное изображение.

В качестве тестового объекта визуализации использовался алюминиевый блок с тремя малыми отверстиями, расположенными на разной глубине. Между блоком и ультразвуковой решеткой находился слой полистирола толщиной 25.4 мм. Расстояния между отверстиями по горизонтали составляли 10 мм, по вертикали – 2 мм. На Рис. 3 представлен рассчитанный спектр плоских волн компоненты V_0 , показанный при фиксированном значении параметра s_2 . В спектре видны отдельные отклики, образованные отражением от отверстий. Полученное изображение, показанное на Рис. 3 справа, правильно воспроизводит положение отверстий.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.L Jeune et al. // Ultrasonics. 2016. V. 64. P. 128.
2. S.A. Titov, R.G. Maev // IEEE Trans. UFFC. 2013. V. 60. No 7. P. 1435.

Изучение свойств физиологического раствора при смешивании с высокоразбавленным раствором NaCl методом акустической спектроскопии

А.А. Харчевский¹, М.Е. Асташев², Н.Н. Родионова¹, Г.О. Степанов¹, С.А. Тарасов³

¹ООО «НПФ «Материа Медика Холдинг»

²Институт биофизики клетки РАН

³НИИ Общей патологии и патофизиологии

nauka@materiamedica.ru

Задача исследования физических, и в том числе, акустических характеристик биологических жидкостей актуальна и имеет как прикладной медицинский и биологический характер, так и фундаментальный научный аспект. Одной из самых простых и распространённых моделей для исследования физических свойств биологических жидкостей является физиологический раствор (водный раствор хлорида натрия (NaCl), 0,9 %), который по осмотическим свойствам соответствует плазме крови. В работе [1] высказано предположение, что высокие разведения (ВР) веществ способны взаимодействовать с водной средой организма. Целью настоящей работы стало исследование влияния высоких разведений физиологического раствора на сам физиологический раствор. Задачей исследования было изучить акустические свойства водного раствора NaCl, смешанного с высоким разведением раствора NaCl, с помощью бесконтактного метода - резонансного измерения скорости ультразвука в спектрометре фиксированной длины [2]. Известно, что акустические исследования биологических жидкостей позволяют изучить тонкие структурные характеристики исследуемых растворов и межмолекулярные взаимодействия [3].

Для решения поставленной задачи анализировали раствор NaCl (исходной концентрации 1,8%) смешанный:

- с высоким разведением раствора NaCl (многостадийное разведение в 10^{24} раз) в объемном соотношении 1:1 до конечной концентрации NaCl ~ 0,9 %;
- с аналогичным разведением воды, в объемном соотношении 1:1 до конечной концентрации NaCl ~ 0,9 % - использовался в качестве технологического контроля;
- с водой, в объемном соотношении 1:1 до конечной концентрации NaCl ~ 0,9 % - использовался для контроля растворителя.

При приготовлении всех растворов и высоких разведений использовали только воду очищенную, полученную на установке Milli-Q Integral 5 Water Purification System (США). Все экспериментальные образцы были предоставлены ООО «НПФ «Материа Медика Холдинг» в зашифрованном виде.

Для исследования акустических свойств вышеперечисленных растворов использовали метод резонансного измерения скорости звука в интерферометре фиксированной длины, преимуществом которого являются высокая чувствительность и точность измерений, отсутствие необходимости внесения дополнительных реактивов, а также малый объем исследуемого образца жидкости. Принцип измерения заключается в исследовании резонансных свойств составного резонатора, включающего в себя образец исследуемой жидкости. Механизм данного метода состоит в сравнении измеряемых значений параметров в двух параллельных ячейках – экспериментальной и контрольной. Схема измерения основана на методах цифрового анализа гармонических сигналов с использованием промышленно выпускаемых модулей сбора данных с оценкой точности получаемых результатов.

В ходе измерений анализировали амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) ячеек ультразвукового интерферометра в диапазоне 6,8-7,8 МГц с шагом 2 кГц для определения положения резонансных пиков. Далее установка переключалась в режим удержания выбранного резонансного пика. Система автоматически измеряла частоту и ширину резонансного пика в экспериментальной ячейке, а также частоту резонансного пика в контрольной ячейке.

На рисунке 1 приведена АЧХ, зарегистрированная при измерении ячеек, заполненных бидистиллированной водой при сканировании диапазона от 1 до 8,7 МГц.

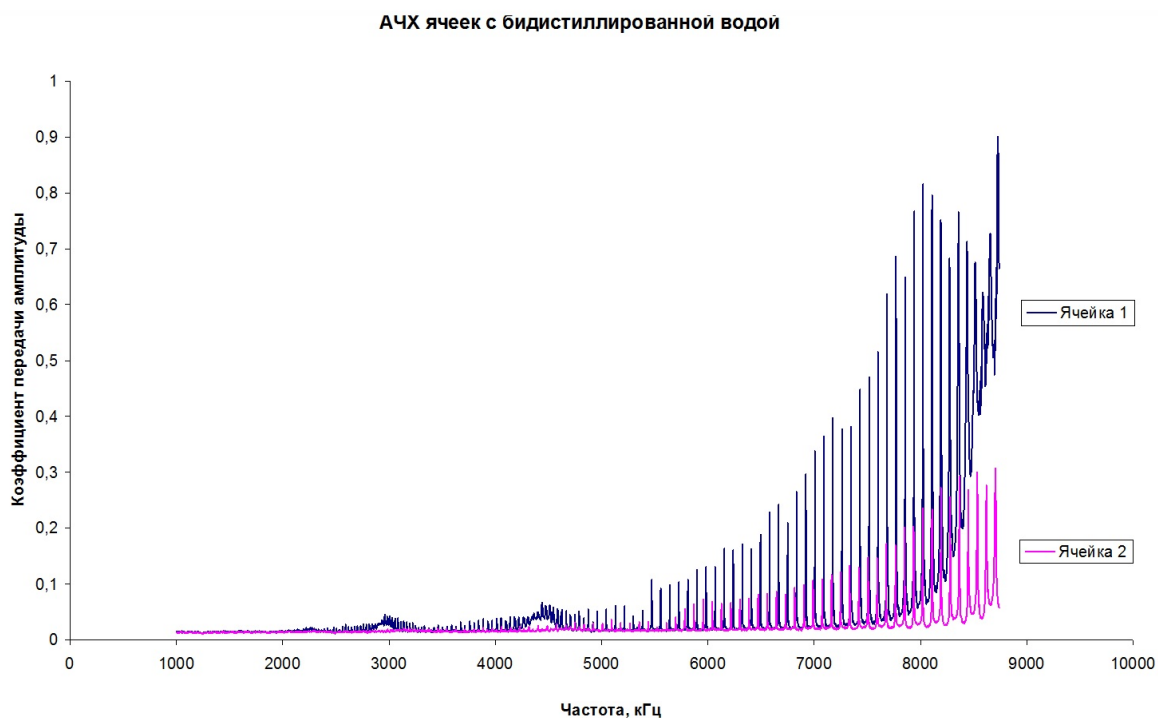


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики УЗ измерительных ячеек.

Видно, что коэффициент электромеханической передачи пьезокристалла - детектора варьирует от нуля при 1 МГц до близких к единице значений при 8,7 МГц (для ячейки 1, «Экспериментальная ячейка») и примерно до 0,25 (для ячейки 2 – «Контрольная ячейка»). В течение 20 минут проводили 240 измерений (точек). Далее полученные данные усредняли и приводили к скорости звука по табличным данным для скорости звука в воде. Данная процедура выполнялась с помощью калибровочных экспериментов, которые проводили в конце каждой ежедневной серии измерений. Каждую пару: экспериментальный и контрольный образцы (в качестве контроля использовали воду очищенную 1 класса, полученную на установке Milli-Q) измеряли 6 раз для увеличения точности измерений и оценки разбросов. Скорость звука в ячейке определяется по формуле (1):

$$V = \frac{2lf_n}{n}, \quad (1)$$

где f_n - резонансная частота в ячейке, n - номер используемого резонансного пика (86 для экспериментальной и 85 для контрольной ячейки), l - длина ячейки (определяется из эксперимента с водой, и табличного значения 1481 м/с для 20°C). Изменение скорости звука за счет добавки вещества в экспериментальную ячейку определяется по формуле (2):

$$\Delta V = V_{\text{эксп}} - V_{\text{контр}}, \quad (2)$$

Ниже на рисунке 2 приведены усреднённые графики нормированной разностной (между экспериментальной и контрольной ячейками) скорости ультразвука в исследуемых образцах для двух аналогичных экспериментов (по 6 повторов измерений в первом и 7 во втором), проведённых в различные дни (данные представлены в виде *среднее ± стандартная ошибка среднего* для 13 повторов измерений).

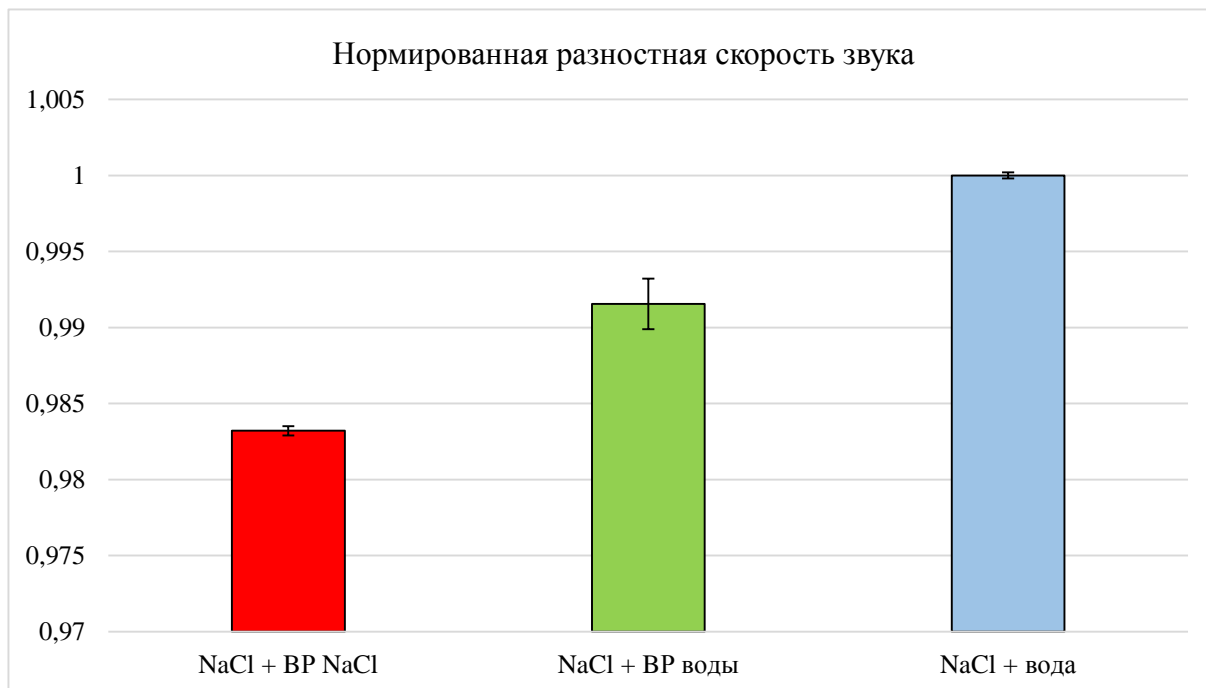


Рис.2. Сравнение тестируемых образцов по усреднённой нормированной разностной скорости звука. Данные представлены в виде *среднее ± стандартная ошибка среднего*, усреднённые по 13 повторам измерений.

Как видно из рис.2, в различных тестируемых образцах наблюдается различная разностная скорость распространения звука, несмотря на то, что концентрация NaCl во всех образцах составляла 0,9% (а в образце “NaCl + BP NaCl” ~ 0,9%). Интересно, что усреднённая нормированная разностная скорость звука в образце “NaCl + вода” – достигает наибольшего значения, тогда как в образце “NaCl + BP NaCl” - наименьшего. Показанные различия растворов по скорости распространения звука могут быть обусловлены различной структурой неоднородностей в исследуемых растворах.

Таким образом, настоящая работа является пилотной экспериментальной работой, устанавливающей наличие особенностей взаимодействия между физиологическим раствором и его высоким разведением (по сравнению с контролями).

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Epstein // Symmetry.2018. Т. 10. №. 4. P. 103.
2. М.Е. Astashev, К.Н. Belosludtsev, D.P. Kharakoz // Acoustical Physics, 2014. Vol. 60. № 3. P. 335-341.
3. А.П. Сарвазян // Молекулярная биология. 1983. Т. 17. № 5. С. 916-927.

Акустооптический эффект на сдвиговых акустических волнах в кристалле KRS-5

В.С. Хоркин¹, М.С. Кузнецов², К.А. Субботин³, В.Б. Волошинов¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Физический факультет, Москва, Россия

²Государственный научно-исследовательский и проектный институт
редкометаллической промышленности «Гиредмет», Москва, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
vld_510@mail.ru

На сегодняшний день акустооптические (АО) приборы широко используются для управления параметрами электромагнитного излучения в оптике, лазерной технике, спектроскопии, а также в устройствах оптической обработки информации. Акустооптические приборы обладают высоким быстродействием, а также малыми электрическими и оптическими потерями [1]. На данный момент уже созданы акустооптические приборы, которые эффективно управляют излучением в диапазоне длин волн от ультрафиолетовых до ближних инфракрасных. Однако проблема создания приборов для среднего и дальнего инфракрасного диапазонов, остается нерешенной. Зачастую данная проблема обусловлена отсутствием материалов, прозрачных в широком диапазоне длин волн электромагнитного спектра и обладающих хорошими АО свойствами, например, большим значением АО качества M_2 . В литературе имеется несколько работ, в которых изучаются свойства материалов, пригодных для решения такого рода задач [2]. В качестве подобных материалов могут рассматриваться соединения на основе ртути: каломель (Hg_2Cl_2), бромид (Hg_2Br_2) и йодид (Hg_2I_2) ртути [2], монокристаллический теллур (Te) [3], а также соединения на основе таллия [4-6].

В данной работе рассматривается возможность применения в качестве основы для АО приборов кристаллов галогенидов таллия KRS-5 (Tl-Cl, Tl-I), которые являются прозрачными от видимого диапазона ($\lambda = 0.61$ мкм) до дальнего инфракрасного диапазона ($\lambda = 45$ мкм) [5, 6]. При этом материал обладает достаточно хорошим АО качеством, которое достигает величины $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3 \cdot \text{г}^{-1}$ вблизи границы прозрачности в видимом диапазоне. Однако кристаллическое соединение таллия является оптически изотропным кубическим кристаллом, что ограничивает возможности применения KRS-5 в акустооптических устройствах. В работе рассматривается возможность создания в кристалле KRS-5 искусственной оптической анизотропии за счет внешнего статического давления [7,8]. Представлены результаты теоретического анализа влияния статического давления на частотные кривые углов брэгговского синхронизма. Также обсуждаются параметры созданной АО ячейки на основе кристалла KRS-5 с приложенным внешним давлением.

В ходе теоретического анализа были изучены акустические свойства кубического кристалла KRS-5, при этом использовались литературные данные о значениях упругих модулей c_{ij} [6]. В ходе расчета были вычислены скорости акустических волн вдоль кристаллографических осей материала. В частности, оказалось, что вдоль оси X распространяется продольная мода со скоростью $V_L = 2120$ м/с и две сдвиговые моды со скоростью $V_S = 890$ м/с. Все указанные акустические моды являются чистыми и поляризованными вдоль кристаллографических осей (продольная мода вдоль оси X, сдвиговые – вдоль осей Y и Z). Важно, что полученные результаты расчетов совпали с данными, имеющимися в литературе [5,6].

Расчет коэффициента АО качества был выполнен для сдвиговой акустической моды вдоль оси X с поляризацией вдоль оси Y. Акустооптическое качество

рассчитывалось для случая квазиортогонального акустооптического взаимодействия вблизи оси Z кристалла. Данный тип взаимодействия был выбран из-за высокого коэффициента АО качества $M_2 = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3 \cdot \text{Г}^{-1}$ при дифракции оптического излучения с длиной волны $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$. Однако, для проведения корректных расчетов на других длинах волн было необходимо учитывать сильную дисперсию показателя преломления кристалла [6]. Эта дисперсия приводит к уменьшению величины акустооптического качества. В частности, на длине волны $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$ величина АО качества снижается до значения $M_2 = 780 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3 \cdot \text{Г}^{-1}$.

В ходе теоретического анализа было рассмотрено влияние внешнего статического давления на оптические свойства кристалла KRS-5. Из теории известно, что приложение статического напряжения к кристаллу изменяет вид его оптической индикатрисы [1], что экспериментально доказано в работах [7,8] на примере кристаллов фосфида галлия и кварца. В случае кристалла KRS-5 статическое напряжение прикладывалось вдоль кристаллографической оси X. При этом кубический материал становился оптически одноосным кристаллом с оптической осью вдоль оси X:

$$\frac{x^2}{(n - \delta n_o)^2} + \frac{y^2}{(n - \delta n_o)^2} + \frac{z^2}{(n - \delta n_e)^2} = 1$$

$$\delta n_o = 0.5 \cdot n^3 p_{11} S_{cm}$$

$$\delta n_e = 0.5 \cdot n^3 p_{12} S_{cm} \quad (1)$$

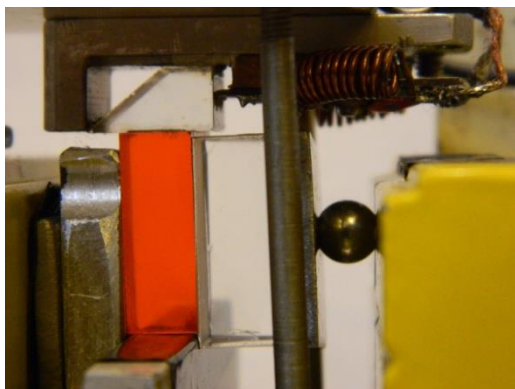
где S_{cm} – статическая деформация. Расчет проводился для оптического излучения с длиной волны $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ и для следующих параметров кристалла KRS-5: $n = 2.57$ – показатель преломления невозмущенного образца, $p_{11} = 0.213$, $p_{12} = 0.144$ – компоненты тензора фотоупругости [6]. Из представленного выражения видно, что наведенная оптическая анизотропия тем сильнее, чем больше разница в значениях фотоупругих постоянных p_{11} и p_{12} и чем больше величина статической деформации S_{cm} .

На рисунке 1а представлена фотография АО ячейки, вырезанной вдоль кристаллографических осей кристалла. Для выбранных направлений световых и звуковых волн в случае индуцированной оптической анизотропии были рассчитаны зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука. Расчет проводился для длины волны светового излучения $\lambda = 0.632 \text{ мкм}$. Результаты расчета представлены на рисунке 1б. Величина статической деформации была выбрана равной $S_{cm} = 2 \cdot 10^{-4}$.

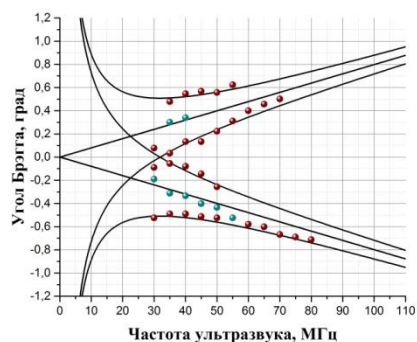
На рисунке 1а показан кубический кристалл KRS-5, который был зафиксирован в тисках вместе с образцом из тяжелого флинта ТФ-7. Флинт использовался для оценки величины приложенного статического давления. Акустическая волна возбуждалась в кристалле KRS-5 при помощи приклеенного буфера на основе кварца. Конфигурация АО ячейки и конструкция зажима кристалла позволяла прикладывать статическое давление вплоть до величины $p = 150 \text{ атм}$. В частности, на рисунке 1б представлены экспериментальные точки, полученные при внешнем давлении около $p \approx 50\text{-}60 \text{ атм}$. Из рисунка видно, что кривые брэгговского синхронизма при приложении внешнего давления качественно изменяются. Например, появляются области дефлекторного варианта дифракции. При указанной величине статического давления дефлекторная геометрия наблюдалась при угле Брэгга $\theta = 0.5^\circ$ и частоте ультразвука $f = 35 \text{ МГц}$.

Экспериментальное исследование проводилось в диапазоне частот ультразвука $f = 30\text{-}80 \text{ МГц}$, что было удобно с технической точки зрения. При этом в эксперименте исследовалась область дефлекторной геометрии в диапазоне частот ультразвука $f = 30\text{-}$

45 МГц. К сожалению, в ходе экспериментального исследования было установлено, что при повышении давления уменьшалась полоса акустических частот дифракции и значительно снижалась её эффективность. Наиболее вероятно, что это было связано с ухудшением склейки между кристаллом KRS-5 и буфером из кварца, в результате чего волны на высоких частотах ультразвука переставали эффективно проходить в кристалл KRS-5.



(а)



(б)

Рис. 1. Фотография ячейки на основе кристалла KRS-5 с системой подачи давления (а). Теоретические и экспериментальные частотные кривые углов брэгговского синхронизма при величине внешнего давления $p = 50$ атм (б).

Таким образом, в работе теоретически и экспериментально изучен способ создания оптической анизотропии в кубическом кристалле KRS-5. Предложен вариант акустооптической ячейки для наблюдения анизотропной дифракции на сдвиговых акустических волнах в данном кристалле. В ходе экспериментального исследования получены частотные кривые углов брэгговского синхронизма для разных величин внешнего статического давления. Полученные результаты доказывают возможность внесения в кристалл KRS-5 внешне управляемого двулучепреломления. Также доказана перспективность использования в инфракрасном диапазоне спектра акустооптических кристаллов KRS-5 с управляемой оптической анизотропией.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного фонда №19-12-00072.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, «Физические основы акустооптики», М: Радио и связь, 1985.
 2. N. Gupta // Applied Optics, 2009, V.48, №7, С151.
 3. N. Gupta et al. // J. Opt., 2012, V. 14, № 3, P. 035502.
 4. M. Gottlieb et al. // J. Appl. Phys., 1974, V.45, №12, P.5145.
 5. V.B. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov // Ultrasonics, 2018, V. 88, P.207.
 6. Акустические кристаллы, Справочник, под ред. М.П. Шаскольской, Москва, «Наука», 1982.
 7. В.И. Балакший, Е.И. Зотов, В.Н. Парыгин // Квантовая электроника, 1976, Т. 3, № 10, С. 2197.
 8. З.Т. Азаматов и др. // Квантовая электроника, 1981, Т. 8, № 9, С. 2026.
- Метод нестационарной акустической голографии для калибровки двумерной ультразвуковой решётки

Влияние глубины фокусировки на компенсацию aberrаций при транскраниальном облучении головного мозга мощным фокусированным ультразвуком

Д.Д. Чупова, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

daria.chupova@yandex.ru

Метод неинвазивной ультразвуковой хирургии используется в клинической практике для лечения эссенциального тремора, болезни Паркинсона и разрушения внутримозговых опухолей. Идея метода состоит в фокусировке ультразвукового пучка через интактный череп в заданные участки мозга, что приводит к их локальному нагреву и тепловой денатурации [1]. Для этого используются многоэлементные решетки полусферической формы с частотой 650 кГц, позволяющие компенсировать aberrации, вызванные присутствием костей черепа. Для разработки новых протоколов облучения недавно были предложены компактные решётки с более высокой частотой 1 МГц в форме сегмента сферы и максимально плотным заполнением поверхности случайно расположенными элементами (рис. 1) [2]. Однако при использовании таких решёток усиливается влияние неоднородностей черепа, поэтому встает задача исследования возможности компенсации aberrаций поля данных решеток при фокусировке на различной глубине в тканях мозга.

В данной работе была использована модель 256-элементной компактной решётки в форме сферического сегмента с апертурой равной радиусу кривизны, $D = F = 200$ мм (рис. 1б) [2]. Рассматривались различные положения решётки по высоте при фокусировке ультразвукового пучка на различных глубинах относительно центра мозга, расположенного на глубине около 7 см (рис. 1а). Для моделирования акустического поля и компенсаций aberrаций применялась комбинация двух различных численных подходов.

Сначала рассмотрим алгоритм компенсации aberrаций. На первом этапе использовалась численная модель Кельвина-Фойгта, реализованная с помощью программного комплекса k-Wave (www.k-wave.org) и с её помощью рассчитывалось распространение сферической волны из точки фокуса до плоскости, расположенной вблизи черепа вне головы [3, 4].

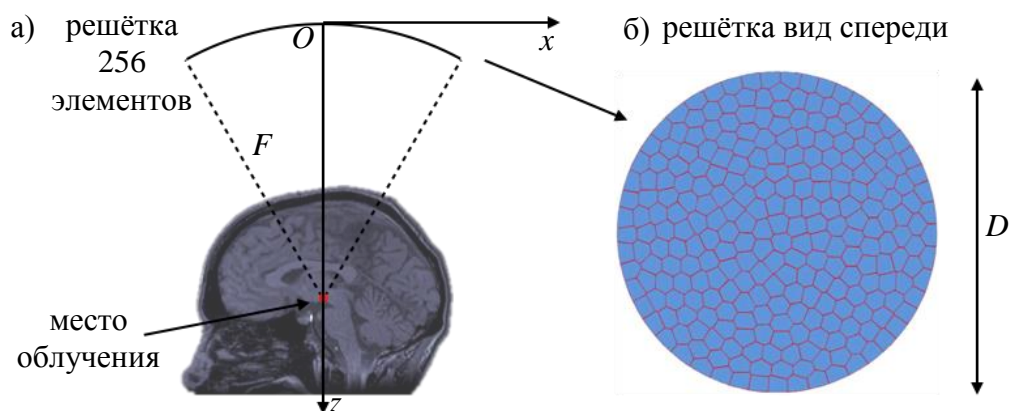


Рис.1. Геометрия облучения (а) и схема используемой решётки, состоящей из (б) 256 элементов; диаметр $D = 200$ см, радиус кривизны $F = 200$ см, рабочая частота $f = 1$ МГц, зазор между элементами 0.5 мм.

Затем полученные на плоскости результаты использовались как граничное условие для численного моделирования поля в воде вне головы и далее расчёт поля до поверхности решётки проводился численным методом, основанным на вычислении интеграла Рэлея в однородной среде [5]. Фазы колебательной скорости, полученные в центрах элементов, инвертировались, и прямой расчёт акустического поля проводился с использованием тех же моделей, но в обратном порядке.

На рис. 2а представлен результат расчёта безразмерной амплитуды давления p_A/p_0 ($p_0 = \rho_0 c_0 v_0$ – характерная амплитуда на элементе) в плоскости, проходящей через ось решётки при фокусировке в центр головы. Видно, что компенсация aberrаций позволяет создать узкий сфокусированный пучок. Также были получены одномерные распределения относительной амплитуды p_A/p_0 вдоль оси решетки z для четырёх глубин облучения: центр мозга (рис. 2б сплошная линия), выше центра на 1 и 2 см (штриховая и пунктирная линии соответственно) и на 1 см ниже центра (штрихпунктирная линия). Для более глубоких структур расчёты не проводились, так как их облучение не имеет практического применения.

Из полученных данных следует, что при уменьшении и увеличении глубины фокусировки на 1 см интенсивность в фокусе практически не меняется. Однако при уменьшении глубины фокусировки на 2 см интенсивность в фокусе падает на 20% и появляются побочные максимумы поля вблизи черепа. Таким образом, перемещение решётки без побочных дифракционных эффектов возможно в пределах 1 см относительно центра головы. Для увеличения области облучения необходимы дополнительные методы компенсации aberrаций или новые конструкции решёток.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00035, стипендий фонда развития теоретической физики «Базис» и Президента РФ СП 2644.2018.4.

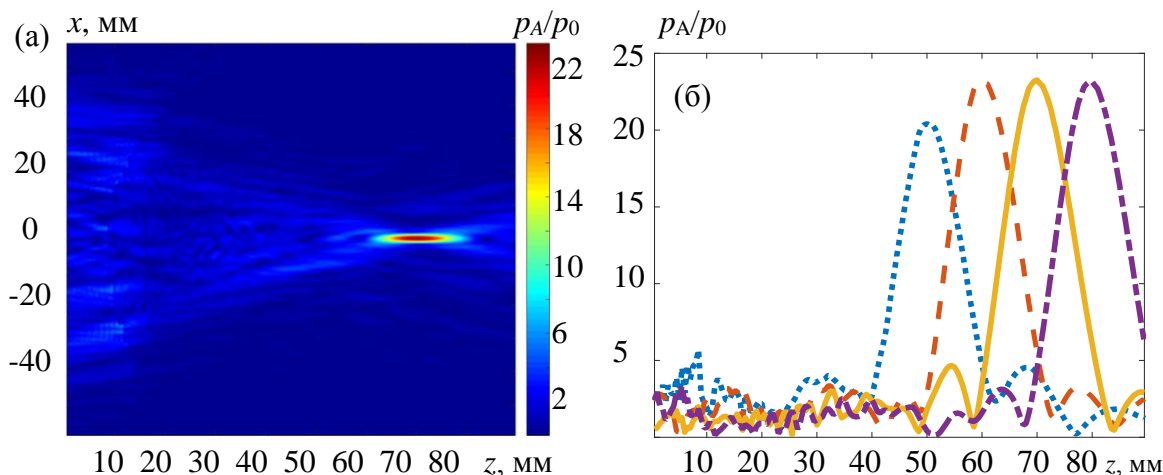


Рис.2. (а) Двумерное распределение амплитуды давления p_A/p_0 , нормированной на начальную амплитуду на элементе, в случае облучения центра мозга. (б) Одномерное распределение вдоль оси решётки. Пунктир – фокус расположен на 2 см выше центра мозга, штрих – на 1 см выше, сплошная линия – в центре мозга, штрихпунктир – на 1 см глубже центра мозга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Р. Гаврилов “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине” М.: Фазис, 2013.
2. P.B. Rosnitskiy et al. // IEEE UFFC, 2018, V. 65, N. 4, P. 630-637.
3. B.E. Treeby, B.T. Cox // J. Acoust. Soc. Amer., 2014, V. 136, N. 4, P. 1499-1510.
4. B.E. Treeby et al. // IEEE IUS, 2014, P. 146-149.
5. С.А. Ильин и др. // Акуст. журн., 2015, Т. 61, № 1, С. 57–64.

Характеризация поглощающего слоя с использованием акустической голографии

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

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

da.nikolaev@physics.msu.ru

В большинстве случаев применения ультразвука необходимо знать акустические характеристики среды распространения, такие как скорость звука и коэффициент поглощения в определенном диапазоне частот. По определению эти параметры относятся к задаче распространения плоской волны [1]. Большинство методов измерения таких характеристик используют плоские приемные и передающие излучатели [2]. Однако никакие реальные источники не излучают плоскую волну, вместо этого они генерируют ограниченные акустические пучки с гетерогенной пространственной структурой. Это делает акустические измерения в плосковолновом приближении неточными, а иногда даже невозможными, особенно в ближнем поле. Метод акустической голографии [3] может быть использован для реализации плосковолнового режима для передачи ультразвука через слой конечной апертуры.

Реальный ультразвуковой источник имеет сложную пространственную структуру, угловой спектр такого поля может быть определен из 2D голографического сканирования поля с помощью гидрофона малого размера. Угловой спектр волны [4] при распространении в воде на расстояние H изменяется согласно формуле (1). При распространении на такое же расстояние, в случае, если параллельно излучателю установлена пластинка толщиной h , угловой спектр изменяется согласно формуле (2).

$$S_1(k_x, k_y, \omega) = S_0(k_x, k_y, \omega) e^{iH(\sqrt{(k_1 + i\alpha_1)^2 - k_x^2 - k_y^2})} \quad (1)$$

$$S_2(k_x, k_y, \omega) =$$

$$S_0(k_x, k_y, \omega) e^{i(H-h)\left(\sqrt{(k_1 + i\alpha_1)^2 - k_x^2 - k_y^2}\right) + ih\left(\sqrt{(k_2 + i\alpha_2)^2 - k_x^2 \frac{c_2}{c_1} - k_y^2 \frac{c_2}{c_1}}\right)} T_{12} T_{21} \quad (2)$$

где S_0 – угловой спектр в некоторой плоскости Z , k_x, k_y – компоненты волнового вектора в воде вдоль осей x и y соответственно, ω – угловая частота волны, α_1, α_2 – коэффициенты поглощения волны в воде и исследуемой пластине соответственно для частоты ω , $k_1 = \frac{\omega}{c_1}, k_2 = \frac{\omega}{c_2}$ – волновые числа в воде и материале, c_1, c_2 – скорость звука в воде и в исследуемом материале, T_{12}, T_{21} – коэффициенты прохождения волны через границу раздела вода-пластина и пластина-вода.

В линейном режиме эти плоские волны распространяются через поглощающий слой независимо друг от друга. К тому же, для ограниченных акустических пучков такой слой конечной апертуры можно считать бесконечным в поперечном направлении. Следовательно, нормальное прохождение плоской волны через бесконечный слой может быть реализовано путём выделения перпендикулярной составляющей углового спектра реального волнового пучка.

Образец из мягкой резины был исследован в следующем эксперименте (рис.1). Широкополосный излучатель Panamatrix с резонансной частотой $f_0 = 1\text{МГц}$, апертурой $D = 1.5''$ и фокусным расстоянием $F = 2.5''$ был помещен в предварительно дегазированную воду. Излучатель возбуждался коротким импульсом с частотой заполнения f_0 длиной 5 периодов. Спектр такого импульса является достаточно

широким, что позволяет получать зависимости искомых параметров от частоты в широкой полосе при однократном измерении. Измерения проводились на параллельной излучателю плоскости размером $L_x = L_y = 75\text{мм}$ с помощью гидрофона Onda HGL-0200 с диаметром чувствительного элемента 200 мкм. Гидрофон перемещался с помощью системы позиционирования Precision Acoustics UMS-3 в плоскости с шагом $dx = dy = 0.5\text{мм}$. Плоскость измерения находилась между образцом и фокусом преобразователя на расстоянии $H = 45\text{мм}$. Первое измерение голограммы проведено без исследуемого слоя, второе измерение проведено после установки слоя между излучателем и плоскостью измерения вдоль той же поверхности. Толщина слоя $h = 19.5\text{мм}$.

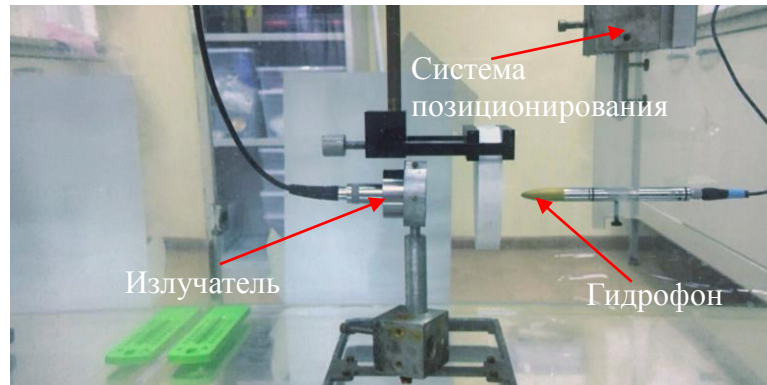


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Из полученных измерений можно рассчитать угловой спектр двух голограмм и найти их отношение. Из формул (1), (2) это отношение имеет вид

$$\frac{S_2(k_x, k_y, \omega)}{S_1(k_x, k_y, \omega)} = e^{-ih\left(\sqrt{(k_1 + i\alpha_1)^2 - k_x^2 - k_y^2}\right) + ih\left(\sqrt{(k_2 + i\alpha_2)^2 - k_x^2 \frac{c_2}{c_1} - k_y^2 \frac{c_2}{c_1}}\right)} T_{12} T_{21} \quad (3)$$

Фаза соотношения (3) содержит информацию о скорости звука в материале слоя в диапазоне частот работы излучателя. Предполагая, что поглощение мало на масштабе длины волны, получим зависимость скорости звука в материале от частоты:

$$c_2(\omega) = \left(\left(\text{phase}(S_2(k_x, k_y, \omega)/S_1(k_x, k_y, \omega))/h + \sqrt{k(\omega)_2^2 - k_x^2 - k_y^2} \right)^2 + k_x^2 + k_y^2 \right)^{1/2} \quad (4)$$

Также с помощью фазы отношения (3) возможно определить компоненты k_x, k_y плоской волны, которая падает перпендикулярно исследуемому слою. Для такой волны $T_{12} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}, T_{21} = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1}$, где Z_1, Z_2 – акустический импеданс воды и материала соответственно. Для такой волны фаза соотношения 3 принимает максимальное значение (см. рис.2а).

Модуль соотношения (3), представленный на рис. 2б, содержит информацию о коэффициенте поглощения волны в материале в зависимости от частоты. В приближении слабого поглощения из уравнения (3) получим зависимость поглощения от частоты:

$$\alpha_2(\omega) = \left(\frac{-\ln(\text{abs}(S_2(k_x, k_y, \omega)/S_1(k_x, k_y, \omega))T_{12}T_{21})}{h} + \alpha_1(\omega) / \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_1^2}} \right) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_2^2}} \quad (5)$$

Коэффициент поглощения и скорость звука рассчитаны для плоской волны, падающей перпендикулярно образцу. Для выделения перпендикулярной плоской волны на каждой частоте, такая волна находится сначала на основной частоте работы преобразователя f_0 , на основе этого значения вычисляются углы $\varphi_x = \frac{k_x}{k_1}$, $\varphi_y = \frac{k_y}{k_1}$, далее по этим значениям рассчитываются значения пространственных частот k_x , k_y для остальных временных частот. В данном эксперименте расчет показал, что отклонение нормали резинового слоя от нормали плоскости голограммы равен $\varphi = 3^\circ$.

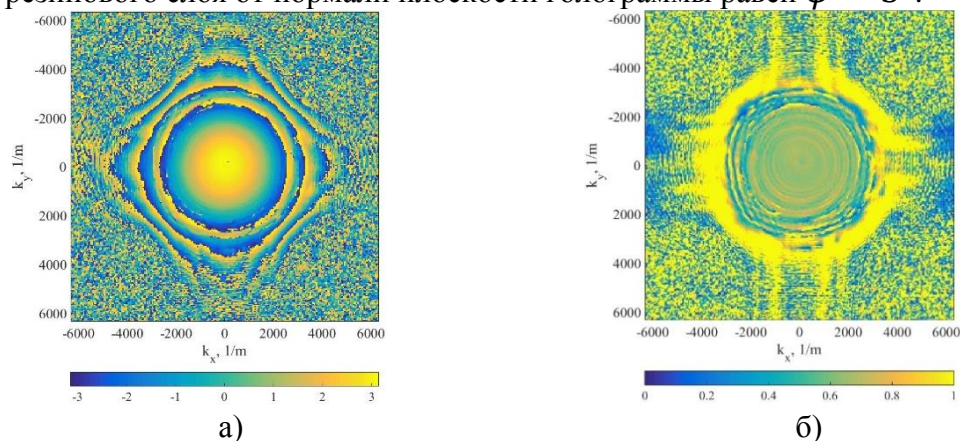
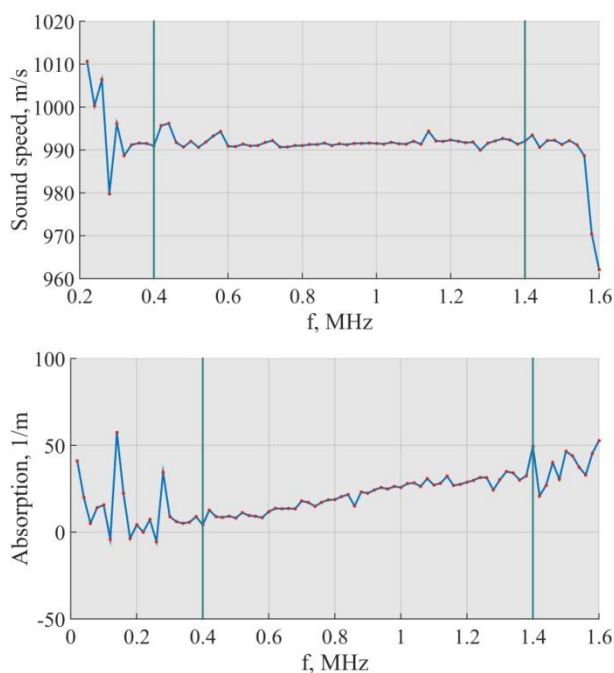


Рис. 2. Фаза (а) и амплитуда (б) отношения угловых спектров согласно соотношению (3), рассчитанных из голограмм, измеренных со слоем и без.

При известных акустических параметрах воды, измеренной методом замещения плотности материала слоя и рассчитанной по формуле (4) скорости звука в резине, возможно вычислить коэффициенты пропускания плоской волны T_{12} , T_{21} , падающей перпендикулярно на границу раздела. В работе рассмотрен случай однократного прохождения, импульс подобран таким образом, чтобы его длина была меньше удвоенной толщины слоя, следовательно, сигнал не перекрывался с отраженным от границ раздела. Из формул (4), (5) получены зависимости скорости звука и поглощения в исследуемом материале (рис. 3).



а) б)

Рис. 3. Частотные зависимости скорости (а) и коэффициента поглощения (б) плоской акустической волны в исследуемом материале.

Вертикальными линиями на частотах 0.4 МГц и 1.4 МГц ограничена область, в которой измерения обладают достаточной точностью, вследствие наличия ненулевых компонент сигнала в этой спектральной области. На рис.4 изображены нормированные спектры плоской волны, падающей перпендикулярно образцу при наличии образца и без него. Вне этой границы, а также в областях около нулевых значений, спектральная мощность мала, и при расчете большое влияние оказывают шумы измерений. Ширину спектра можно увеличить, уменьшив длительность подаваемого импульса на излучатель, при этом уменьшается точность измерений, т.к. уменьшается спектральная мощность сигнала. При необходимости можно использовать другие излучатели с более высокой или низкой резонансной частотой или использовать усилители сигнала. Если необходимо точно получить акустические характеристики материала на одной частоте, можно провести измерения при работе излучателя в непрерывном режиме, в таком случае будут получены наиболее точные результаты, но только для одной частоты, так как многократные переотражения в слое не позволят чётко разделить принимаемые спектральные компоненты

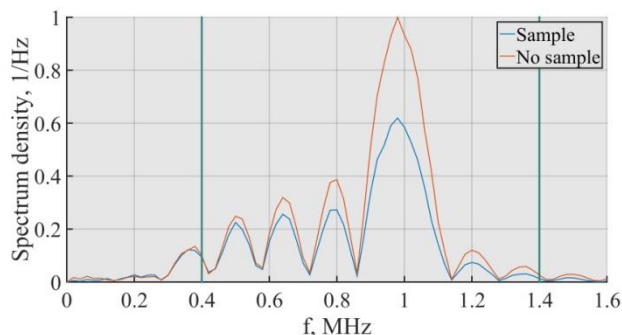


Рис. 4. Спектры плоской волны, перпендикулярной образцу при наличии образца (синяя линия) и без него (красная линия).

Для измерений был выбран фокусирующий излучатель, т.к. он обладает достаточно широким угловым спектром. На практике это означает, что можно найти такую угловую компоненту, которая будет падать перпендикулярно образцу даже при неизбежных отклонениях во взаимной ориентации излучателя и исследуемого слоя при их установке и при этом будет иметь достаточно большую спектральную мощность. Подбором апертуры и фокусного расстояния излучателя, а также выбором усилителя можно регулировать уровень ошибки измерений. При измерениях с плоским излучателем необходимо выставлять параллельность с высокой точностью, что не всегда возможно. Другое преимущество фокусирующего излучателя заключается в том, что при его использовании можно уменьшить размер голограммы, тем самым уменьшив время сканирования.

Для данного материала было проведено дополнительное измерение акустических свойств на частоте $f_0 = 1$ МГц следующим методом: образец известной толщины помещался между двумя преобразователями, один из которых возбуждался коротким импульсом, вторым преобразователем фиксировался прошедший сигнал, сравнивая этот сигнал со случаем без слоя, были вычислены скорость звука и поглощение на частоте заполнения импульса, подаваемого на преобразователь, получены следующие результаты: $c = 990 \pm 5$ м/с, $\alpha = 22.6 \pm 1.2$ м⁻¹. С помощью описанного в

работе метода на данной частоте получены следующие значения: $c = 991.5 \pm 5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$,
 $\alpha = 24.6 \pm 1.2 \text{ м}^{-1}$.

В заключение можно отметить, что в ряде приложений ультразвука, в частности терапевтических, для увеличения эффективности и безопасности, для расчета количества энергии, доставляемой в область воздействия и т.д. необходимо точно знать свойства тканей, в том числе и их фантомов, через которые распространяется ультразвук. В данной работе представлен эффективный метод для измерения акустических характеристик различных материалов в широкой спектральной области. Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00991.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория Волн. М.:Наука 1977.
2. С.Р. Hill, J.C. Bamber, G.R. ter Haar. Physical Principles of Medical Ultrasonics, John Wiley & Sons, March 2004
3. О.А. Sapozhnikov, S.A. Tsysar, V.A. Khokhlova, W. Kreider. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // Journal of the Acoustical Society of America. — 2015. — Vol. 138, no. 3. — P. 1515–1532.
4. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // Акуст. журн., 2011, Т. 57, № 3, с.337-347.

Эксперимент по выявлению модового состава прибрежного волновода на арктическом шельфе

К.В. Дмитриев¹, И.А. Панков¹, С.Н. Сергеев^{1,2}

¹МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический Факультет

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

sergeev@aesc.msu.ru

Распространение звука в арктических морях носит сложный характер, в первую очередь по причине их мелководности. Большинство северных морей России имеют глубину, не превышающую десятков метров на протяжении 100-мильной зоны, представляющей особый интерес в хозяйственных, природоохранных и иных целях. Использование акустических методов мониторинга в таких морях затруднено из-за сильного влияния дна и поверхности (часто покрытой льдом), однако именно звуковые волны являются единственным видом излучения, способным распространяться на большие расстояния и, следовательно, несущем информацию о неоднородностях (температурных, течениях, параметрах дна и ледовой поверхности) зондируемого региона.

Целью проводимых авторами экспериментов было изучение волноводных свойств акустической трассы, образованной однолетним льдом и каменистым дном. Эксперименты проводились 7-9 апреля 2019 года на побережье Белого моря в точках с географическими координатами Глубины моря в месте проведения эксперимента составляли 8-10 метров, море было покрыто слоем однолетнего льда толщиной 42 см. Эксперимент проводился с использованием изготовленного авторами оборудования. Оборудование состояло из излучающей и записывающей систем. Сигналы с двух гидрофонов писались одновременно по двум каналам, что обеспечивало их временную синхронизацию. Регистратором служил автономный рекордер TASCAM DR-60DMK2 с частотой дискретизации 44.1 кГц, который мог более суток автономно работать. Измерения велись в точках, расположенных на расстояниях от 10 до 200 м от источника. На каждом расстоянии во льду бурилась лунка, и гидрофон опускался в неё вдоль вертикальной направляющей с шагом по глубине 10 см. Тем самым была синтезирована вертикальная «антенная решетка», все элементы которой имеют равную АЧХ. Такой подход позволил использовать некалиброванный гидрофон для восстановления профиля мод. На глубине 1/3 от полной глубины в точке излучения помещался самодельный излучатель, подключённый к микроконтроллеру, с помощью которого генерировался ЛЧМ сигнал в диапазоне 100-10000 Гц с периодом 20 сек. После излучения каждой ЛЧМ посылки приёмный гидрофон перемещался по глубине. Такой прием позволяет записать сигналы во всех точках синхронно, т.е. без потери информации о фазе сигнала. В дальнейшем это важно при разложении измеренного поля по отдельным модам, когда используются данные, полученные одновременно в разных пространственных точках.

Записанный в каждой точке сигнал коррелировался с излученным сигналом, максимум полученной корреляционной функции пропорционален амплитуде акустического поля. Соответственно, есть возможность построить распределение давления акустического поля по глубине, рассматривая корреляционные функции в различных точках водного слоя.

Рассматриваемый в данном эксперименте волновод можно считать изоскоростным, поскольку регион обладает малой глубиной и отсутствием сильно выраженного температурного градиента из-за сильного приливного течения. Это значит, что в данном

приближении, прибегая к модовому описанию акустического поля, моду можно аппроксимировать участками синусов.

Таким образом, полученный вертикальный профиль может быть аппроксимирован некоторым количеством мод, профили которых являются участками синусов. Для этой цели использовался метод наименьших квадратов. Подробное описание данного метода можно найти в статье [1].

На рисунке 1 представлен профиль амплитуды акустического поля на расстоянии 20 м от источника в водном слое, покрытым льдом и его аппроксимация, выполненная при разложении по первым модам.

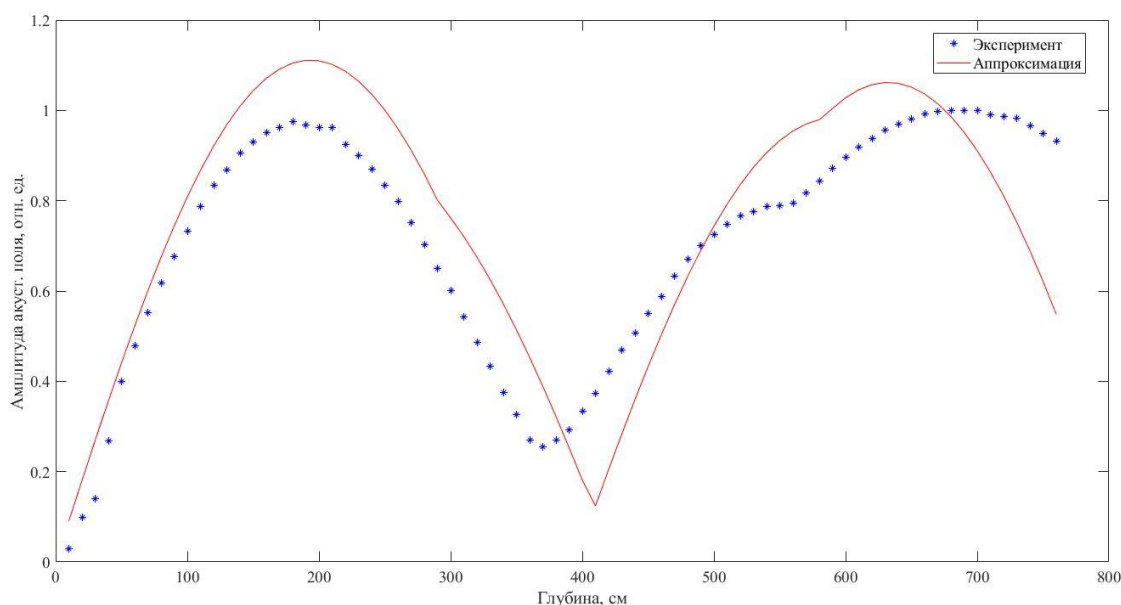


Рис. 1. Профиль акустического поля на расстоянии 20 м (точки) и его аппроксимация при разложении по первым модам

Таким образом, распространение звука в мелком водоеме оказывается довольно сложным, однако выявленная постоянность в модовой структуре вдоль горизонтального расстояния позволяет сделать вывод о возможности использования представления звукового поля в виде разложения по модам. Ледовая поверхность, как и в предыдущих экспериментах авторов в естественных водоёмах Подмосковья [1], обеспечивает мягкое граничное условие. В отличие от экспериментов [1], где дно имело сложную неизвестную структуру, покрытую слоем осадков, коренные породы Белого моря обеспечили жёсткую нижнюю границу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-05-00737.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев К.В. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. С. 1550-1554.

Разделение мод морского волновода, образующегося на арктическом шельфе, методами шумовой интерферометрии

С.Н. Сергеев^{1,2}, А.С. Шуруп^{1,2}

¹МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический Факультет

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

sergeev@aesc.msu.ru

В последние годы возник серьезный интерес к исследованию арктического шельфа, в том числе и акустическими методами. Значимость акустики определяется тем фактом, что звуковые волны под водой распространяются на большие (сотни и тысячи километров) расстояния по причине образования подводного звукового канала. К настоящему времени можно считать хорошо изученным процесс волноводного распространения звука в глубоком океане, в котором волновод образуется за счет наличия минимума значения скорости звука на некоторой глубине, при этом роль границ (дна и поверхности) не играет существенной роли. В мелководных морях, к которым относится большинство морей российского арктического шельфа, как раз наоборот, волновод образуется дном и поверхностью, которые характеризуются высокой пространственной и временной изменчивостью.

Для описания распространения полей в морском волноводе удобно использовать модовое разложение. Рассматривая распространение отдельных мод на перекрестных трассах, можно, решив так называемую обратную задачу, восстановить характеристики волновода: профили скорости звука (а фактически, температуры) и течений, параметры дна. «Стандартным» подходом к выделению мод в акустическом эксперименте является использование вертикальных антенн, перекрывающих всю глубину волновода (используется свойство ортогональности мод на всей глубине), что делает эксперимент выходящим за рамки разумного как по цене, так и по технической сложности. Для выделения мод из эксперимента возможен другой подход [1], получивший развитие в последние годы под названием «шумовая интерферометрия» [2].

Ранее на основе обработки экспериментальных данных была продемонстрирована возможность разделения модовых сигналов, распространяющихся между одиночными гидрофонами [1] на основе частотно-временного анализа функции взаимной корреляции шумов, зарегистрированных этими гидрофонами. Суть развиваемого пассивного подхода (не требующего использования активного источника) заключается в возможности оценки фазы функции Грина двух точек на основе анализа функции взаимной корреляции естественных шумов моря, записанных в этих точках. Строго говоря, в таком подходе возможно оценить и амплитуду функции Грина, т.е. получить полный объем данных рассеяния для решения обратной задачи. Однако для этого требуется достаточно точно знать пространственное распределение спектральной плотности мощности шумовых источников, формирующих регистрируемое шумовое поле, что в условиях гидроакустического эксперимента вряд ли представляется возможным. По этой причине для решения обратной задачи в обсуждаемом подходе используется информация только о фазе, или, что эквивалентно в случае многочастотного режима зондирования, о временах распространения сигналов.

Для выделения отдельных мод по данным с одиночных гидрофонов (без использования вертикальных антенн) изначально предполагалось использовать дисперсионное разбегание мод, если горизонтальное расстояние между приёмными гидрофонами позволяет модам разбежаться вследствие дисперсии, которая тем больше, чем меньше глубина волновода.

Проведенное численное исследование особенностей спектрограммы функции взаимной корреляции шумов и сопоставление полученных результатов с данными натуральных измерений продемонстрировало [3], что дисперсионные кривые, наблюдаемые в спектрограмме в случае больших расстояний между гидрофонами, при уменьшении этого расстояния трансформируются в отдельные максимумы, локализованные как по частоте, так и по временной задержке. Сопоставление данных эксперимента в Баренцевом море с результатами численного моделирования показало, что наблюдаемые локализованные максимумы обусловлены наличием точки стационарной фазы вблизи минимума групповых скоростей мод, а также возникают за счет интерференции мод, что в большей мере проявляется при небольших расстояниях между гидрофонами, на которых влияние дисперсии несущественно. Анализ модельных и экспериментальных данных показал, что работа с сигналом в полосе частот, где заведомо возбуждена только низшая гидроакустическая мода, обладает рядом преимуществ [3]. Во-первых, в этом случае удастся однозначно интерпретировать наблюдаемый максимум спектрограммы (он всегда соответствует точке стационарной фазы в виду того, что межмодовая интерференция исключена в этом случае), что дает дополнительную информацию для решения обратной задачи; во-вторых, подтверждено, что время накопления шумового сигнала, требуемое для достижения приемлемого (для оценки времен распространений) значения отношения «сигнал/помеха», существенно уменьшается при рассмотрении именно этого частотного диапазона (где поле формируется только первой модой), что соответствует полученным ранее теоретическим результатам о преимуществе одномодовой корреляционной обработки шумового поля [4]. Оригинальным результатом, полученным на основе анализа модельных и экспериментальных данных, является идентификация выраженных скачков фазы функции взаимной корреляции шумов. Проведенное исследование показало, что наблюдаемые скачки могут соответствовать критическим частотам гидроакустических мод [5]. Получаемая экспериментальная оценка критических частот мод разных номеров также может использоваться в качестве исходной информации для решения обратной задачи.

Таким образом, в результате проделанных численных вычислений и обработки данных эксперимента в Баренцевом море можно сделать вывод о возможности выделения отдельных мод в пассивной схеме при использовании двух пространственно разнесённых гидрофонов (рис. 1): 1) в том случае, когда расстояние между гидрофонами достаточно для того чтобы можно было выделить моды по результатам их дисперсионного разбегания, моды выделяются по соответствующим им отдельным корреляционным пикам (или отдельным полосам на спектрограмме); в том случае, когда расстояние между отдельными гидрофонами мало и моды дисперсионно не разбегаются, необходимо работать в частотной полосе, соответствующей первым модам, и выделять моды по фазовым скачкам, проявляющимся на критических частотах отдельных мод.

На основе полученных результатов была предложена схема пассивного мониторинга и восстановления параметров мелководного волновода по данным с одиночных гидрофонов [1-5]. В тех случаях, когда моды смогли «разбежаться», используется стандартный подход, основанный, например, на методах теории возмущений. В тех случаях, когда дисперсия ещё не позволяет модам «разбежаться»: 1) Корреляционная обработка шумового поля производится в частотном диапазоне, где поле сформировано низшей модой (это позволяет сократить время накопления шума по сравнению с другими частотными диапазонами). 2) В качестве исходных данных для решения обратной задачи используются: фаза функции взаимной корреляции шумов (в рассматриваемой полосе частот это соответствует оценке фазы первой моды), критические частоты различных мод, а также частота и временная задержка, соответствующие минимуму групповой скорости первой моды (последние оцениваются

по локализованному максимуму в спектрограмме функции корреляции шума). 3) Решение обратной задачи основывается на минимизации многопараметрического функционала невязки, определяющего близость (например, в смысле среднеквадратичного отклонения) исходных данных, оцененных из экспериментально измеренных шумов, и результатов численного моделирования для волновода с варьируемыми параметрами задачи. Проведенная серия численных экспериментов подтвердила работоспособность метода в том числе, при добавлении шума в исходные данные.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-05-00737.

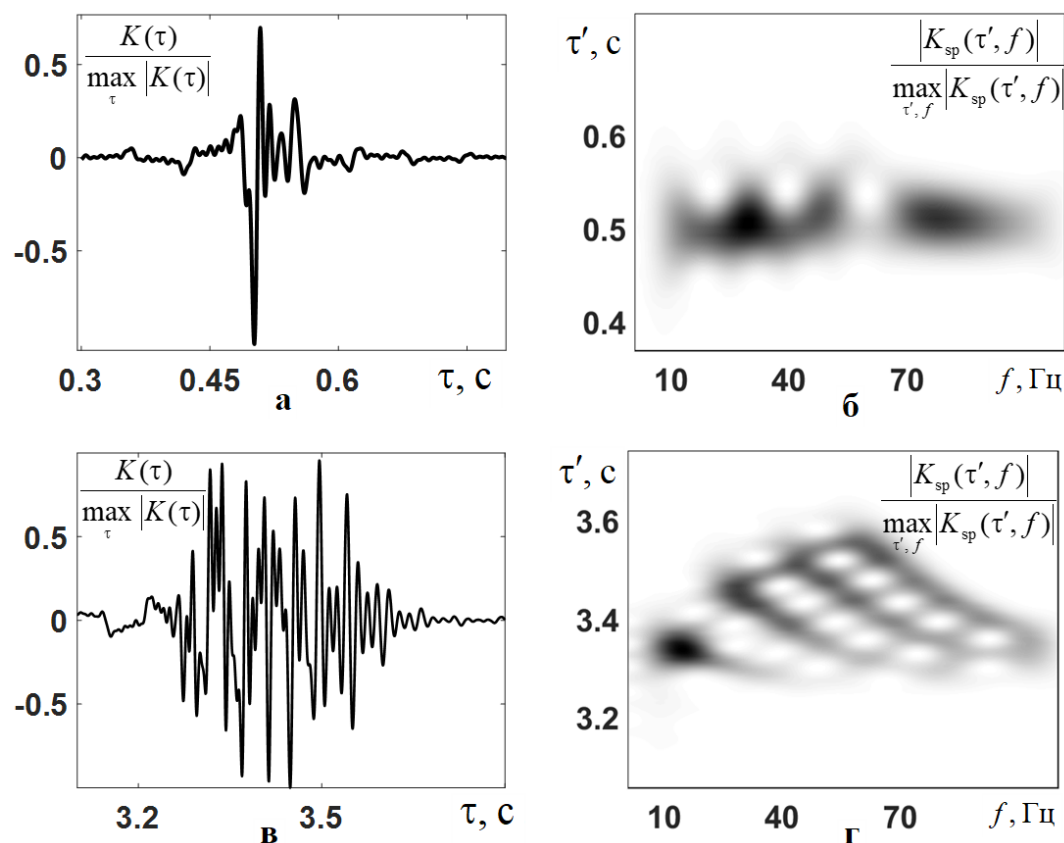


Рис. 1. Нормированные временные зависимости $K(\tau)/\max_{\tau} |K(\tau)|$ (а, в) и модули спектрограмм $|K_{sp}(\tau', f)|/\max_{\tau', f} |K_{sp}(\tau', f)|$ (г, д) [1] акустических полей, сформированных первыми четырьмя модами, для двух случаев, когда моды не «разбежались» по временам приходов: (а, б) преобладают эффекты межмодовой интерференции, а также вклад точки стационарной фазы; (в, г) наблюдаются дисперсионные зависимости отдельных мод при частотно-временном анализе акустического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сергеев С.Н. и др. // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 73–83.
2. Гончаров В.В. и др. // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 4. С. 431–411.
3. Гринюк А.В. и др. // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750113-1 – 1750113-4.
4. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. // Акуст. журн. 2008. Т.54. №1. С. 51-61.
5. Муханов П.Ю. и др. // Акустика океана. М.: ГЕОС. 2018. С.247-250.

Электронная микроскопия крови после осмотического шока и анализ коагуляции крови в капле и объеме

М.Е. Мелашенко¹, С.К. Багинский¹, А.М. Яковлева¹, А.В. Команова¹, А.С. Бобина²,
Е.М. Пономарчук², С.В. Буравков³

¹Лицей «Вторая школа»

^{2,3}Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины, кафедра экологической и экстремальной медицины, Москва, Россия

E-mail: marymelashenko@gmail.com

На данный момент одной из современных клинических проблем все еще остается проблема образования объемных гематом в теле человека в результате различных травм или хирургических операций. Основные современные методы лечения включают в себя хирургическое удаление гематомы с помощью установления многодневного дренажа, либо же долгосрочное ожидание самостоятельного рассасывания гематомы, что часто сопровождается постоянной болью пациента в области гематомы. Недавно был предложен метод механического разжижения гематомы мощным ультразвуковым пучком с последующим удалением продуктов разрушения через тонкую иглу, вводимую в область разрушенной гематомы [1-2].

Однако, для введения подобных хирургических манипуляций в клиническую практику, необходима экспериментальная отработка этого метода. Такая отработка может содержать в себе различные виды воздействий на образцы, которые предварительно могут быть получены, а также содержаться, в различных условиях. Это необходимо для получения наиболее приближенной к реальной гематоме модели. Для того, чтобы убедиться в эффективности исхода того или иного эксперимента, необходимо детальное сравнение содержимого разрушения, полученного в гематоме, с изначальным, так называемым, контрольным образцом гематомы. Часто перед экспериментом не представляется возможным взять часть облучаемого образца для контроля, поэтому контрольный образец в таких случаях необходимо готовить отдельно. Контрольным образцом гематомы является коагулированная кровь.

Сама по себе коагуляция крови представляет собой процесс образования в крови нитей белка фибрина, который образует тромбы [3]. Однако на результат этого процесса могут повлиять условия проведения коагуляции. Например, хранение крови в растворе, оказывающем антикоагулянтное или консервационное действие. В таком случае важно правильно подобрать осмотическое давление окружающей среды. Поэтому одной из целей проведения настоящего эксперимента было детальное исследование изменения формы клеток образцов человеческой крови при их хранении в средах с концентрацией осмотически активных веществ, отличающейся от их концентрации в крови. Кроме того, в цели эксперимента входило детальное сравнение с помощью СЭМ результатов двух различных способов подготовки контрольного образца сгустка крови: коагуляции крови в капле и в объеме.

В более ранних исследованиях [4] для изучения процесса образования гематом на ультраструктурном уровне использовалась сканирующая электронная микроскопия (СЭМ). Помимо этого, СЭМ применялась для более детального исследования состава крови [5], в том числе с целью определения количества эритроцитов в деформированном и недеформированном состояниях [6].

В данном эксперименте использовалась цельная человеческая кровь, предварительно хранившаяся *ex vivo* в холодильнике при температуре +5°C в течение 15 дней с антикоагулянтом ЦФД и добавочным консервационным раствором САГМ. Для

исследования влияния гиперосмотической среды на морфологические характеристики крови, в соотношении 1:1 в нее добавлялся двукратный фосфатно-буферный раствор: 2 таблетки PSB на 100 мл дистиллированной воды. Соответственно, для анализа влияния гипоосмотической среды, к крови в соотношении 1:1 добавлялся полукратный фосфатно-буферный раствор: 1 таблетка PBS на 200 мл дистиллированной воды. Спустя 10 минут капли полученных растворов наносились на специальные стекла для последующей подготовки к СЭМ.

Для сравнения коагуляции крови в цельной капле и в объеме к 1 мл крови добавлялось 25 мкл 10% раствора хлорида кальция. Из получившегося раствора отделялась одна капля, которая сразу же наносилась на специальное стекло и помещалась во влажную камеру в термостат на 12 минут при температуре 37°C. Оставшийся объем также помещался в термостат. По завершении коагуляции крови, одна капля из цельного объема (гематомы) помещалась на специальное стекло для последующей подготовки к СЭМ. Также предварительно был взят контрольный образец цельной крови в виде капли на специальном стекле.

Для последующей сканирующей электронной микроскопии образцы на стеклах фиксировались в 2,5% растворе глутаральдегида на дистиллированной воде, обезжизивались в спиртах восходящей концентрации (50%, 70%, 96%) и высушивались в гексаметилдисилазане [7]. Затем образцы наносились на предметные столики, напылялись серебром и помещались в камеру сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-6380LA Analytical Scanning Electron Microscope (Япония).

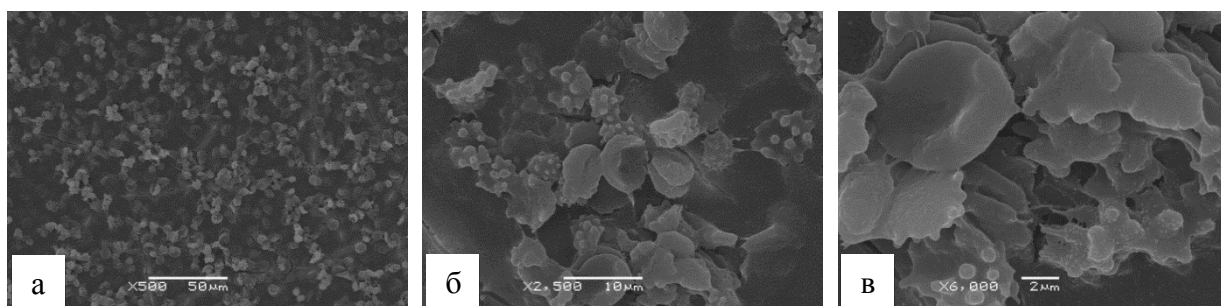


Рис. 1. Снимки СЭМ содержимого контрольного образца - цельной капли крови. Маркерные линии: (а) 50 мкм, (б) 10 мкм, (в) 2 мкм.

В контрольном образце цельной крови можно наблюдать как нормальные эритроциты, так и эхиноциты (Рис.1). Это можно объяснить недостаточным количеством АТФ внутри клеток в связи с тем, что кровь, используемая в эксперименте, предварительно хранилась с антикоагулянтом в течение 15 дней [8]. Также видно, что некоторые эритроциты начали слипаться, по-видимому, по той же причине (Рис.1в).

При обзорном исследовании с помощью СЭМ содержимого получившихся после гипоосмотического шока образцов было обнаружено, что часть эритроцитов, по-видимому, разрушилась (Рис.2а), однако в то же время наблюдается остаточный эхиноцитоз, как в изначальном образце цельной крови (Рис.1б). На Рис. 2б можно видеть разрушенный эритроцит.

При растворении цельной крови в гиперосмотической среде подавляющая часть эритроцитов сжалась, присутствует незначительное количество дискоцитов (Рис.2в). Также можно видеть несколько дискоцитов, не полностью деформированных под действием внешнего избыточного давления.

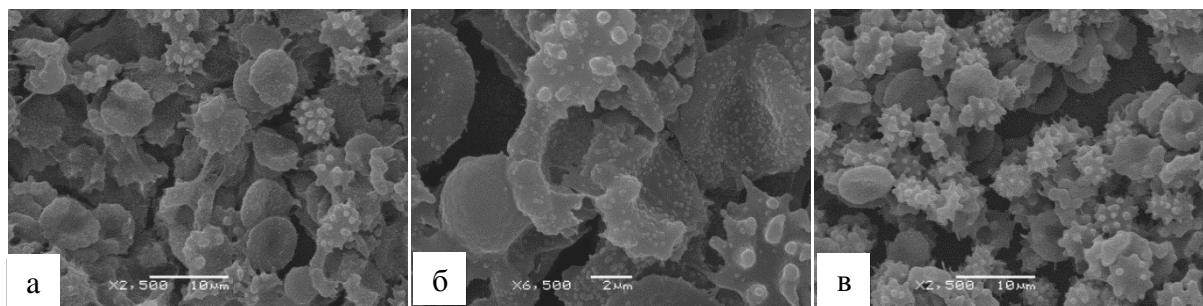


Рис. 2. Снимки СЭМ содержимого крови после гипо- (а,б) и гиперосмотического шока (в). Маркерные линии: (а,в) 10 мкм, (б) 2 мкм.

При обзорном исследовании с помощью СЭМ содержимого получившихся после коагуляции образцов было показано, что капля крови в процессе коагуляции покрылась пленкой, за которой, судя по множеству рельефных округлых областей, находятся эритроциты (Рис.3а). На большом увеличении можно заметить, что пленка состоит из плотно переплетенных фибриновых нитей (Рис.3б).

В гематоме же, напротив, фибриновой пленки, покрывающей клетки, не наблюдается (Рис.3в), в то время как отчетливо видны отдельные эритроциты. Однако нити белка фибрина можно заметить лишь в немногих местах и только при достаточно большом увеличении (Рис.3г,д), что может быть связано с недостаточным временем ожидания коагуляции для образования большого числа фибриновых нитей в центральной части объемной гематомы.

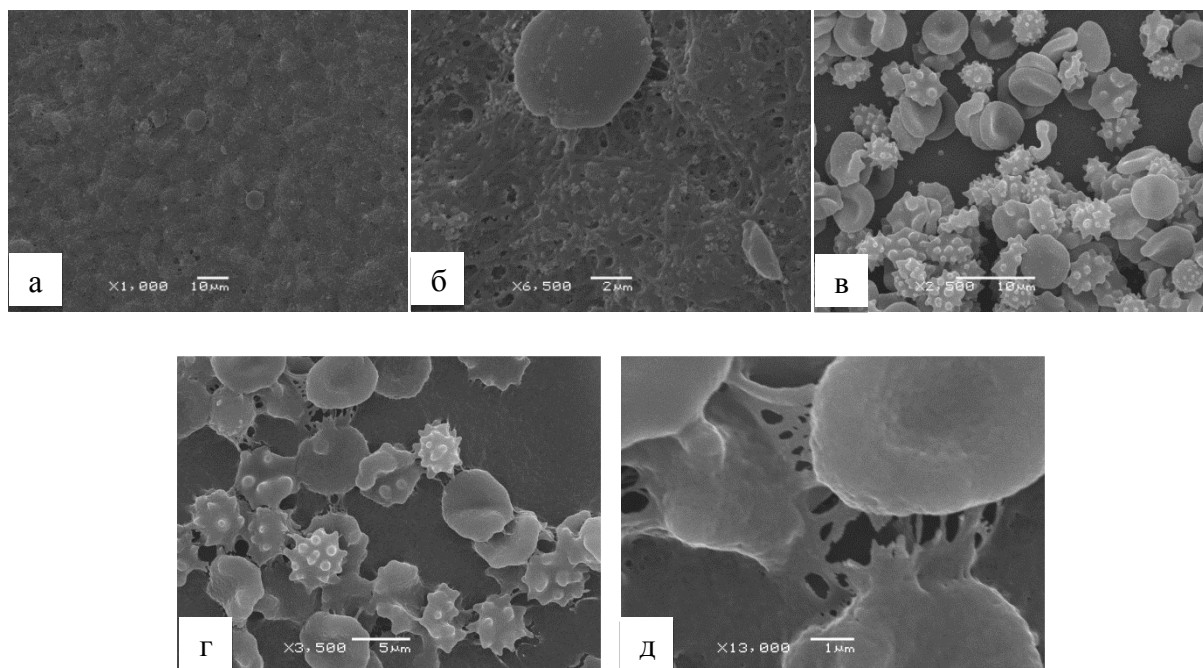


Рис. 3. Снимки СЭМ свернувшейся капли крови (а,б) и содержимого объемной гематомы (в-д). Маркерные линии: (а,в) 10 мкм, (б) 2 мкм, (г) 5 мкм, (д) 1 мкм.

Стоит также отметить, что во всех образцах на поверхности клеток наблюдаются гранулы, по-видимому, образовавшиеся в силу длительного хранения крови *ex vivo* в течение 15 дней (Рис.4).

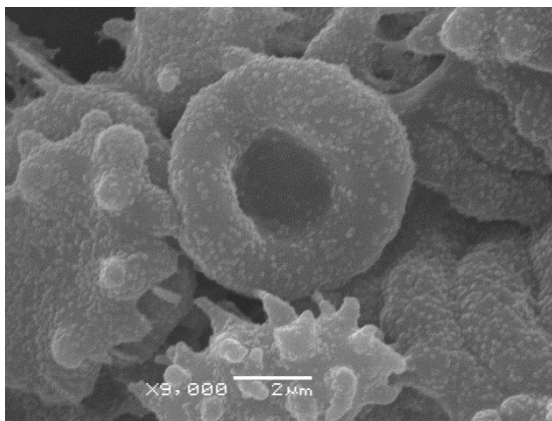


Рис. 4. Снимок СЭМ содержимого капли крови после гипосмотического шока. Маркерная линия: 2 мкм.

Таким образом, в настоящей работе было проведено детальное сравнение с помощью СЭМ результата коагуляции человеческой крови в капле и в объеме, а также результаты влияния гипо- и гиперосмотической сред на растворенную в них жидкую кровь. Было показано, что при коагуляции капли образец покрывается пленкой, состоящей из плотно переплетенных нитей фибрина, чего не наблюдается в образце, взятом из середины объемной гематомы. Также было показано, что за 15 минут в объеме крови не образуется достаточного количества фибриновых нитей. В итоге, было обнаружено, что коагуляция крови в капле и в объеме дает различные результаты, что необходимо учитывать при изготовлении контрольных образцов. Исследование получившихся после гипосмотического шока образцов показало, что набуханию подверглась лишь небольшая часть эритроцитов. Исходя из теоретических данных, предполагается, что эритроциты с более высоким осмотическим давлением по отношению к окружающей среде должны расширяться. Однако, данные настоящего эксперимента, по-видимому, показывают, что полукратная концентрация осмотически активных веществ раствора недостаточно отличалась от их концентрации в крови. В то же время, при исследовании образцов, исследованных после гиперосмотического шока было показано, что сжатию подверглось большинство эритроцитов. Исходя из этого, можно предположить, что двукратная концентрация осмотически активных веществ раствора значительно отличается от их концентрации в крови и оказывает влияние на морфологические характеристики ее клеток, что также должно быть учтено при изготовлении контрольных образцов гематомы.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

ЛИТЕРАТУРА

1. T.D. Khokhlova et al. // *Ultrasound in Med. & Biol.* 2016. V. 42, No 7. P. 1491–1498.
2. Е.М. Пономарчук и др. // Сборник трудов XVI Всероссийской школы-семинара «Волны в неоднородных средах» имени профессора А.П. Сухорукова. 2018. С. 49–52.
3. В.А. Лавриненко, А.В. Бабина «Физиология крови для студентов КРИ» Новосибирск, 2015.
4. E. Schurgers et al // *PLOS ONE*. 2016. V. 11. No 2.
5. P. Hortola // *Microscopy and Analysis*. 1994. V. 40. P. 19-21.
6. P. Hortola // *Forensic Science International*. 1992. V. 55. No 2. P. 139-159.
7. S.V. Buravkov et al. // *Bull. Exp. Biology and Medicine*. 2011. V. 151. No 3. P. 378-382.
8. Б.И. Ткаченко «Нормальная физиология человека» М.: Медицина, 2005.