

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Получение закрученного ультразвукового пучка с помощью фазовой пластины с угловой зависимостью толщиныМ. Е. Терзи^а, С. А. Цысарь, П. В. Юлдашев, М. М. Карзова, О. А. Сапожников^б*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^а me.terzi@physics.msu.ru, ^б oleg@acs366.phys.msu.ru*

Статья поступила 22.06.2016, подписана в печать 29.06.2016.

Закрученные волновые пучки — это пучки, переносящие момент количества движения. Особенностью таких пучков является кольцеобразный характер поперечного распределения интенсивности волны, при котором интенсивность на оси равна нулю. В настоящей работе предложен метод получения ультразвукового закрученного пучка с помощью соединения одноэлементного излучателя с неоднородной по толщине фазовой пластиной. Метод исследован теоретически и реализован экспериментально. При теоретическом анализе использовался метод расчета акустического поля, основанный на интеграле Рэлея. Эксперименты проводились в воде с использованием фокусирующего пьезокерамического источника частотой порядка 1 МГц, излучение которого пропускалось через 12-секторную фазовую пластину из оргстекла. Закрученность пучка обеспечивалась подбором толщины секторов. С помощью сканирования поля миниатюрным гидрофоном показано, что распределения амплитуды и фазы созданного волнового поля действительно соответствовали закрученному пучку. Продемонстрирована способность полученного пучка приводить во вращение рассеиватели, удерживаемые в фокальной области пучка.

Ключевые слова: ультразвук, радиационная сила, закрученный пучок.

УДК: 534-143. PACS: 43.40.Rj.

Введение

Закрученные пучки известны в оптике с 1990-х гг. [1, 2]. Они отличаются от обычных волновых пучков тем, что переносят не только энергию и импульс, но и момент импульса. В закрученном пучке в выражении для комплексной амплитуды волны имеется дополнительный фазовый множитель вида $\sim e^{il\varphi}$, где φ — полярный угол, а l — целое число, называемое орбитальным числом или «топологическим зарядом» [3]. В результате волновой фронт имеет вид винтообразной поверхности (геликоида). При $l=0$ закрученность отсутствует. При $l=\pm 1$ имеется всего одна поверхность равной фазы, причем она имеет винтообразный вид с шагом винта, равным длине волны. Для большего значения величины орбитального числа поверхностями равной фазы является семейство l геликоидов, вложенных друг в друга без пересечений так, что в продольном направлении расстояние между соседними поверхностями также равно длине волны. Направление закрутки геликоидов определяется знаком орбитального числа.

В закрученных пучках, наряду с компонентой в направлении распространения, вектор Пойнтинга имеет и азимутальную компоненту, т.е. энергия переносится не вдоль оси пучка, а вдоль спирали, закрученной вокруг оси — отсюда и название «закрученные» пучки. Из-за указанного характера потока

энергии закрученный пучок переносит крутящий момент. Если рассмотреть плоскость, поперечную оси пучка, то интенсивность волны в ней изменяется характерным образом: на оси пучка интенсивность равна нулю, при удалении от оси она сначала нарастает, достигает максимума, а затем спадает. В результате поперечное распределение интенсивности имеет кольцеобразный характер с нулевой интенсивностью на оси. Диаметр кольца увеличивается с ростом орбитального числа.

Как известно, волны способны оказывать на препятствия радиационное давление, величина которого пропорциональна интенсивности. Благодаря этому эффекту отмеченный выше кольцеобразный характер распределения интенсивности в закрученном пучке позволяет захватывать частицы, удерживать их на оси и перемещать в заданном направлении [4]. На этом принципе основано такое широко применяющееся в исследовательской и медицинской практике устройство, как оптический пинцет [2]. Акустический пинцет еще не получил широкого распространения в практике, но в последнее время активно исследуется [5–7]. Более того, благодаря наличию углового момента закрученные пучки обладают способностью приводить во вращение небольшие частицы из поглощающего материала. Таким образом, с помощью закрученных пучков можно фиксировать частицу, смещать ее в нужном направлении и даже вращать. Это может применяться для

измерения момента инерции частиц, для интенсификации процесса растворения вещества и ускорения химических реакций.

Закрученность может быть создана разными способами. В оптике предложено несколько подходов [8, 9]. В акустике наиболее широко применяются матрицы излучателей [10], позволяющих создавать пучки с заданным топологическим зарядом. Однако подобные устройства стоят дорого и поэтому не всегда доступны. Для создания бесселевых пучков, являющихся разновидностью закрученных пучков, применяется пропускание плоских волн через различные линзы, такие как конические линзы, линзы Френеля и другие [11]. Примечательно, что хотя работы о закрученных пучках в акустике начали публиковаться сравнительно недавно [12–15], их исследование актуально, так как для акустических волн все особенности проявляются гораздо сильнее благодаря намного более низкой частоте. Можно показать, что для фиксированной мощности волны момент импульса, переносимый пучком с заданным орбитальным числом, обратно пропорционален частоте. Частота ультразвуковой волны мегагерцового диапазона ($\sim 10^6$ Гц) меньше частоты видимого света ($\sim 10^{15}$ Гц) на 9 порядков, т. е. закрученный ультразвуковой пучок способен переносить на 9 порядков больший момент импульса. Другим преимуществом акустических пучков является меньший нагрев частиц в устройствах типа пинцетов [16].

Целью настоящей работы является исследование ультразвуковых закрученных пучков. Решаются следующие задачи:

- экспериментальное изучение амплитудно-фазовых характеристик поля ультразвуковой волны мегагерцового диапазона после прохождения фазовой пластины из оргстекла;
- теоретическое исследование способа создания закрученного пучка с использованием одноэлементного излучателя, сопряженного с фазовой пластиной, состоящей из секторов разной толщины;
- экспериментальное создание закрученного ультразвукового пучка с помощью теоретически изученного способа.

1. Теоретическое исследование способа создания закрученного пучка с использованием одноэлементного излучателя, сопряженного с фазовой пластиной

1.1. О возможности создания закрученности с использованием фазовой пластины

Как отмечалось во Введении, для создания закрученного пучка в выражении для комплексной амплитуды волны должен присутствовать фазовый множитель вида $\sim e^{i\Phi(\varphi)} = e^{il\varphi}$, т. е. фаза должна линейно зависеть от полярного угла: $\Phi(\varphi) = l\varphi$. На практике это не всегда просто осуществить. Для упрощения указанную линейную зависимость можно приблизить более удобной кусочно-постоянной

зависимостью. Если такую зависимость создавать фазовой пластиной, то нетрудно видеть, что соответствующие участки с постоянным фазовым сдвигом представляют собой секторы. Поскольку количество секторов является целым, то все секторы должны быть одинаковыми по угловому размеру. Чем больше секторов, тем ближе угловая зависимость фазы к линейной. В то же время чрезмерно большое количество секторов усложняет процесс изготовления фазовых пластин. В настоящей работе использовались 12-секторные фазовые пластины. Более подробно параметры пластин описаны в разд. 2. В данном разделе теоретически исследуются особенности формирования акустического поля после прохождения через такую многосекторную фазовую пластину исходно незакрученного пучка, излучаемого круглыми источниками на частоте 1 МГц.

1.2. Моделирование закрученного пучка от фокусирующего излучателя

Для того чтобы закрученный пучок можно было использовать в практических целях (фиксировать частицу, крутить ее и т. д.), нужно сконцентрировать его энергию в небольшой области пространства. Это можно осуществить с помощью фокусирующего излучателя ультразвука. Рассмотрим этот случай более подробно. Пусть имеется фокусирующий излучатель в виде сферической чаши, поверхность которой гармонически колеблется с циклической частотой ω . Амплитуда нормальной скорости колебаний V предполагается одинаковой во всех точках поверхности. На некотором расстоянии z_1 располагается многосекторная пластина, которая вносит фазовый сдвиг, закручивающий пучок.

Моделирование проводилось в два этапа: 1) сначала рассчитывалось поперечное распределение комплексной амплитуды p исходного фокусированного пучка на входе в пластину; 2) затем фаза полученного распределения давления сдвигалась в соответствии с локальной толщиной фазовой пластины и проводился расчет акустического поля за пластиной.

На первом этапе для численного нахождения комплексной амплитуды p акустического давления использовался интеграл Рэлея [17]:

$$p = -i \frac{\rho_0 c_0 k}{2\pi} \int dS \frac{V e^{ikR}}{R}, \quad (1)$$

где ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в воде, $k = \omega/c_0$ — волновое число, R — расстояние от элементарной площадки интегрирования dS до точки наблюдения, V — амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости поверхности источника. Предполагалось, что она постоянна вдоль поверхности источника, т. е. величину V можно было вынести за знак интеграла. Рассматривался излучатель, соответствующий экспериментальному источнику. Он имел следующие параметры: диаметр 100 мм, радиус кривизны поверхности $F = 100$ мм,

частота $f = \omega/(2\pi) = 1.092$ МГц. Для проведения численного интегрирования рассматривалась квадратная область на плоскости (x, y) размером 100×100 мм, включающая излучатель (его диаметр равен 100 мм). Для замены интеграла (1) суммой эта область разбивалась на квадратные элементы со стороной $h = 0.5$ мм. Этот шаг выбирался исходя из его малости по сравнению с длиной волны излучения $\lambda \approx 1.5$ мм. Передняя поверхности фазовой пластины предполагалась отстоящей от внешнего края излучающей чаши на расстояние $z_{01} = 10$ мм, т. е. с учетом глубины чаши $z_{00} = 13.4$ мм выбранное расстояние от центра излучателя до фазовой пластины было равным $z_1 = z_{00} + z_{01} = 23.4$ мм (рис. 1). На указанной поверхности выбиралась квадратная сетка с тем же шагом $h = 0.5$ мм. Расчет комплексной амплитуды акустического давления на фазовой пластине $p(x, y, z_1 - 0)$ проводился на квадратной области размером 150×150 мм.

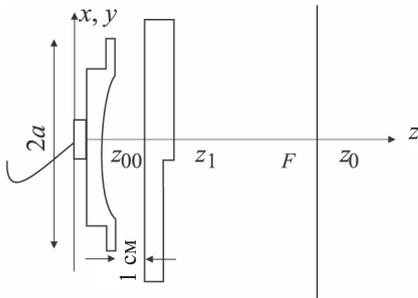


Рис. 1. Схема численного моделирования распространения сферической волны после прохождения фазовой пластины

На втором этапе рассчитанное распределение корректировалось по фазе и проводился расчет поля за пластиной. Неоднородная по толщине пластина для удобства вычислений приближенно представлялась в виде бесконечно тонкого фазового экрана. В результате поле за экраном $p(x, y, z_1 + 0)$ получалось из поля перед экраном $p(x, y, z_1 - 0)$ путем умножения на фазовый множитель: $p(x, y, z_1 + 0) = p(x, y, z_1 - 0)e^{i\Phi(\varphi)}$, где $\varphi = \arctg(y/x)$ — полярный угол, а зависящий от него фазовый сдвиг Φ соответствует локальной толщине пластины. Зависимость $\Phi(\varphi)$ выбиралась кусочно-постоянной, при этом фазовая пластина разбивалась на секторы постоянной толщины.

После этого полученное распределение акустического давления становилось исходным для следующего расчета (второй этап), также осуществляемого с помощью интеграла Рэлея. Использовалась форма интеграла Рэлея, позволяющая выразить давление через давление [18]:

$$p(\mathbf{r}) = \int_{S_1} p(\mathbf{r}_1) K(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) dS_1, \quad (2)$$

где ядро

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) = \frac{1}{2\pi} \frac{z_0 - z_1}{R} \left(\frac{-ik}{R} + \frac{1}{R^2} \right) e^{ikR},$$

$z_0 = F$ — фокусное расстояние, R — расстояние между центром \mathbf{r}_1 элемента интегрирования dS_1 и точкой наблюдения \mathbf{r} , а $p(\mathbf{r})$ и $p(\mathbf{r}_1)$ — соответствующие комплексные амплитуды акустического давления.

Расчет проводился с помощью программы, написанной в среде MATLAB. Программа рассчитывает характеристики акустического поля в произвольной точке пространства за фазовой пластиной. Поле ультразвука от фокусирующего излучателя по завершении моделирования двух этапов иллюстрирует рис. 2, где приведены распределения действительной амплитуды A и фазы Φ волны ($p = Ae^{i\Phi}$). Из рис. 2, а, где представлено распределение амплитуды давления в плоскости поперечной оси пучка, можно видеть, что в центре наблюдается область малых давлений (на оси пучка — минимум), что является характерной чертой закрученного пучка.

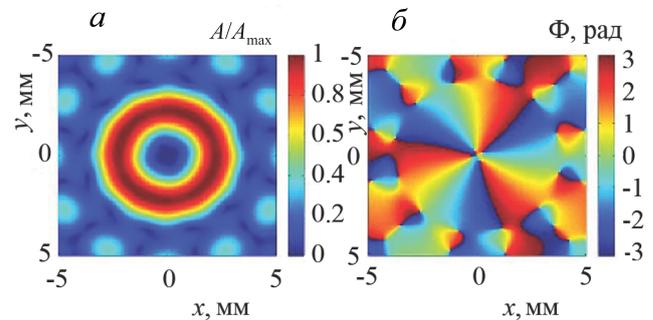


Рис. 2. Двумерные распределения нормированной амплитуды A/A_{\max} (а) и фазы Φ акустического давления фокусированного излучения (б) в фокальной плоскости $z = z_0$

Распределение фазы давления (рис. 2, б) имеет вид трех чередующихся секторных участков, с плавным изменением фазы в каждом из секторов в диапазоне от $-\pi$ до π . Это означает, что поверхность равной фазы такой волны по форме является тремя вложенными друг в друга винтообразными поверхностями, т. е. получился закрученный пучок с топологическим зарядом $l = 3$. Так как это определяющие характеристики закрученного пучка, то моделирование подтверждает корректность метода.

2. Экспериментальное создание закрученного ультразвукового пучка с помощью теоретически изученного способа

2.1. Экспериментальное изучение амплитудно-фазовых характеристик поля ультразвуковой волны мегагерцового диапазона частот после прохождения фазовой пластины из оргстекла

Чтобы создать закрученный пучок, нужно каким-то образом вращать фазу волны. Как было отмечено в предыдущей главе, в настоящей работе фаза вращается при прохождении звука через твердотельную пластину. Требуется заметное различие скоростей звука в пластине и среде, в которой

проводится эксперимент (в нашем случае это вода), чтобы набег фазы волны после пластины был существенным. Также важно, чтобы поглощение звука в материале пластины было относительно невелико, иначе амплитуда поля будет заметно ослабляться, что мешает фиксировать факт закрученности пучка.

Возможным кандидатом для изготовления фазовых пластин было оргстекло. Требовалось измерить его поглощение и скорость звука, чтобы исследовать возможность его использования для вращения фазы волны. С этой целью были изготовлены два плоскопараллельных образца в виде круглых дисков диаметром 80 мм и толщинами $l_1 = 10$ и $l_2 = 20$ мм. Использование двух образцов разной толщины было необходимо для устранения влияния отражений на границах пластин на точность измерения коэффициента поглощения.

Измерения проводились импульсным методом двумя способами. В первом, более простом в реализации способе пластины прижимались через согласующий гель к плоскому преобразователю (Olympus, USA) диаметром 38 мм, имеющему частотную полосу примерно от 0.5 до 1.5 МГц. Скорость звука и коэффициент поглощения измерялись на основе параметров эхо-импульса, отраженного от внешней границы оргстекло–воздух. Некоторым недостатком этого метода было то обстоятельство, что один и тот же преобразователь использовался и в качестве источника, и в качестве приемника. Это приводило к тому, что на отраженный сигнал накладывался «хвост» от излучаемого сигнала, что несколько понижало точность измерений.

Чтобы повысить точность, была выбрана другая схема измерений, при которой использовались раздельный излучатель и приемник. Применялись два плоских широкополосных преобразователя (также фирмы Olympus, USA), которые располагались соосно в ванне с водой на расстоянии около 10 см друг от друга. Между ними помещался исследуемый образец, поверхности которого устанавливались параллельно поверхностям источника и приемника. Проводились измерения прошедшего импульса в воде без образца и при его наличии. Сравнивая эти сигналы, можно было рассчитать скорость звука и коэффициент поглощения.

Скорость звука в оргстекле, измеренная по задержке начала импульсов, оказалась равной 2720 ± 30 м/с.

Поглощение ультразвука измерялось в схеме на прохождение. Обработка сигналов при этом основывалась на анализе спектров импульсов.

Важно отметить, что поглощение в оргстекле оказалось сравнительно слабым: на частоте $f = 1$ МГц коэффициент поглощения при измерениях в схеме на прохождение оказался равным $\alpha = 16$ м⁻¹. Измерения в схеме на отражение дали близкий результат:

$\alpha = 19$ м⁻¹. Таким образом, оргстекло оказалось подходящим материалом для изготовления фазовой пластины.

2.2. Изготовление многосекторной фазовой пластины

Фазовые пластины для получения закрученных пучков были выточены на фрезерном станке. Каждая из них представляет собой круглый диск диаметром 128 мм, изготовленный из оргстекла и разделенный на плоскопараллельные секторные участки разной толщины (рис. 3). Всего были изготовлены три пластины, позволяющие создать фазовую закрутку с орбитальными числами $l = 1, 2$ и 3 .

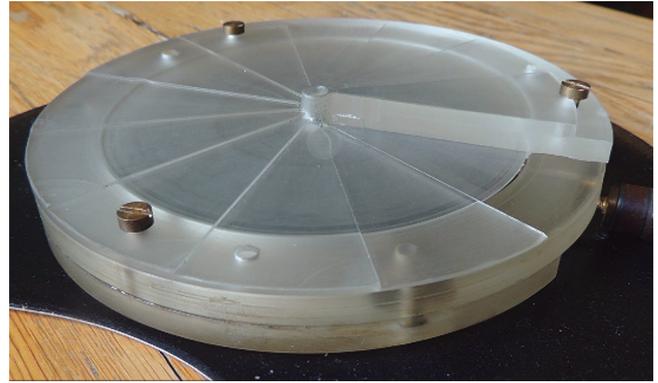


Рис. 3. Фазовая пластина

Толщины секторов увеличивались равномерно таким образом, чтобы волны, излучаемые 1-м и 12-м секторами, различались по фазе на $2\pi l$. Набег фаз между секторами возникал из-за разных значений скорости звука в воде и оргстекле (1482 и 2720 м/с соответственно). Толщины секторов рассчитывались исходя из предположения, что плоская волна падает на пластину в воде (рис. 4). Пусть f — частота падающей волны, c_0 и c_1 — скорости звука в воде и в пластине (оргстекле), N_s — число секторов пластины, H — наибольшая толщина пластины, m — номер сектора, Φ_m — фазовый набег на выходе из m -го сектора пластины, h_m — толщина m -го сектора пластины. Тогда фазовый набег на выходе из m -го сектора пластины с одной стороны находится из 1-го уравнения системы (3), а с другой — разность фаз между 1-м и последним секторами равна $2\pi l$:

$$\begin{cases} \Phi_m = \frac{2\pi f}{c_1} h_m + \frac{2\pi f}{c_0} (H - h_m), \\ \Phi_m - \Phi_{m+1} = \frac{2\pi l}{N_s}. \end{cases} \quad (3)$$

Решая систему (3), получаем рекуррентную формулу для толщины сектора:

$$h_m = h_1 + \frac{l}{f N_s (c_0^{-1} - c_1^{-1})}. \quad (4)$$

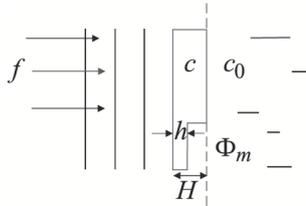


Рис. 4. Схема установки для расчета толщин секторов

Если положить $h_1 = 2$ мм, то формула (4) позволяет рассчитать толщины оставшихся секторов. Таблица иллюстрирует результат расчета для пластины с топологическими зарядами $l = 1, 2$ и 3. Полезно оценить относительный вклад поглощения ультразвука в оргстекле на потери сигналов при прохождении секторов различной толщины. Значение коэффициента поглощения в оргстекле измерялось и оказалось равным $\alpha = 16 \text{ м}^{-1}$ (разд. 2.1). Отметим, что есть еще потери, связанные с отражением на границах раздела. Чтобы оценить их, мы пользовались известными формулами для коэффициентов прохождения по амплитуде из воды в оргстекло T_{01} и, наоборот, T_{10} при нормальном падении [19]: $T_{10} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0}$, $T_{01} = \frac{2Z_0}{Z_1 + Z_0}$, где $Z_0 = \rho_0 c_0$ и $Z_1 = \rho_1 c_1$ — акустические импедансы воды и оргстекла соответственно, $\rho_{0,1}$ — их плотности. Для скорости звука в оргстекле использовалось измеренное значение ($c_1 = 2720 \text{ м/с}$), в качестве остальных параметров использовались табличные значения: скорость звука в воде при 20°C $c_0 = 1482 \text{ м/с}$, а плотности оргстекла и воды $\rho_1 = 1190 \text{ кг/м}^3$ и $\rho_0 = 998.2 \text{ кг/м}^3$ [19, 20]. Тогда результирующий коэффициент пропускания, учитывающий потери как на поглощение, так и на отражение, будет выражаться в зависимости от расстояния x , пройденного волной в веществе, следующим образом: $T(x) = T_{01} T_{10} e^{-\alpha x}$. Расчет показывает, что он изменяется в пределах от $T(L) = T_{01} T_{10} e^{-\alpha L} \approx 0.81$ до $T(0) = T_{01} T_{10} \approx 0.86$, где $L = 10.37 \text{ см}$ — толщина самого крупного сектора фазовой пластины. Таким образом, суммарные потери по амплитуде волны в оргстекле не превышают 20%, поэтому изготовление из него фазовой пластины для создания закрученного пучка можно признать корректным.

2.3. Экспериментальная установка для создания закрученных пучков и методика измерений

В эксперименте ультразвуковой пучок частоты $f = 1.092 \text{ МГц}$ создавался в воде вогнутым пьезокерамическим преобразователем диаметром 100 мм, сфокусированным на расстояние 100 мм. Фазовая пластина (рис. 5) крепилась к поверхности излучателя.

Исследование структуры пучка проводилось на основе метода акустической голографии. Для этого в плоскости, отстоящей от центра излучателя на расстоянии $z_H = 60 \text{ мм}$, измерялось поперечное распределение акустического давления с помощью

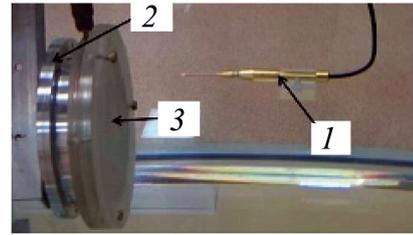


Рис. 5. Фотография экспериментальной установки для создания и исследования закрученных ультразвуковых пучков: 1 — игольчатый гидрофон для сканирования акустического поля, 2 — ультразвуковой излучатель, 3 — фазовая пластина

миниатюрного гидрофона с диаметром чувствительного участка 0.5 мм. Положение гидрофона задавалось трехкоординатной системой позиционирования, управляемой компьютером (Precision Acoustics, UK). В каждой точке снимался профиль периодического сигнала и с помощью прямоугольного преобразования Фурье (длительность окна $10/f$) по формулам (2) находились амплитуда и фаза волны (рис. 6). Такие измерения проводились с пространственным шагом 0.5 мм в области размером $80 \times 80 \text{ мм}$. Полученные распределения амплитуды и фазы акустического давления содержали полную информацию об акустическом поле, т.е. являлись голограммой пучка [18].

Распределение амплитуды давления в плоскости измерения голограммы $z_H = 60 \text{ мм}$ (рис. 6, а) имеет кольцеобразный вид с некоторыми искажениями, которые можно объяснить неодинаковым поглощением волны разными секторами экрана. Распределение фазы давления (рис. 6, б) имеет спиралевидный характер.

Измеренная голограмма позволяет рассчитать аналогичные поперечные распределения амплитуды и фазы на любой поперечной плоскости [18]. Указанная процедура выполнялась численно на основе интеграла Рэля (см. разд. 1.2).

На рис. 6, б отчетливо видны секторы фазовой пластины: они тем более темные, чем толще сектор. Фаза (рис. 6, д) по-прежнему закручена. Искажения в фазовом распределении связаны с конечностью области измерений. За фокусом (рис. 6, в) наблюдается область минимума амплитуды в центре пучка, что характерно для закрученных пучков, а фаза (рис. 6, е) остается спиралевидной, причем искажения на этом расстоянии исчезают благодаря дифракции.

Таким образом, распределение амплитуды акустического давления для полученного экспериментально волнового пучка имеет вид кольца с отчетливо выраженной областью низких давлений в центре. В распределении фазы при этом имеются три чередующихся секторных участка, с плавным изменением фазы в каждом из секторов в диапазоне от $-\pi$ до π . Поскольку именно так выглядят амплитудно-фазовые распределения для закрученного пучка с $l = 3$ согласно моделированию, описанному в разд. 1, то

Толщины секторов изготовленных фазовых пластин с $l = 1, 2$ и 3

№ сектора	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	Толщины, мм											
$l = 1$	2	2.25	2.51	2.76	3.01	3.27	3.52	3.78	4.03	4.28	4.54	4.79
$l = 2$	2	2.51	3.01	3.52	4.03	4.54	5.04	5.55	6.06	6.57	7.07	7.58
$l = 3$	2	2.76	3.52	4.28	5.04	5.81	6.57	7.33	8.09	8.85	9.61	10.37

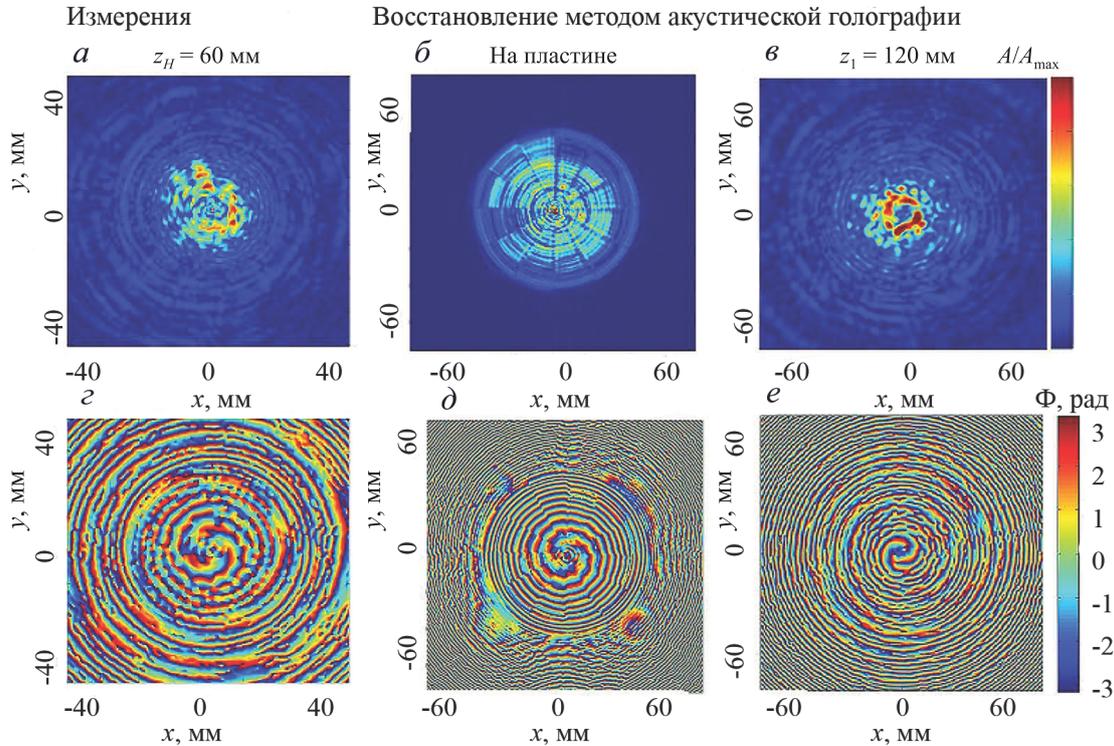


Рис. 6. Распределение амплитуды (а–в) и фазы (г–е) давления на разных расстояниях от излучателя: в плоскости измерения голограммы $z_H = 60$ мм (слева), на поверхности фазовой пластины $z_1 = 23.4$ мм (в центре) и за фокусом $z = 120$ мм (справа)

можно заключить, что исследованный в настоящей работе метод фазовой пластины создания закрученных пучков работает корректно.

2.4. Вращение объектов закрученным пучком

В эксперименте по наблюдению вращения небольших объектов ультразвуковым пучком сфокусированный акустический преобразователь с закрепленной на нем фазовой пластиной помещался горизонтально в ванну с водой и излучал вертикально вверх так, чтобы его фокус располагался в области вблизи поверхности воды, где плавала мишень (пенопластовый шарик диаметром 1 см). При определенной мощности подаваемого сигнала шарик приводился во вращение в направлении, соответствующем увеличению толщины секторов (рис. 7). При «опрокидывании» пластины (т. е. установке фазовой пластины так, чтобы ее плоская часть оказывалась сверху) направление вращения шарика изменялось на противоположное.

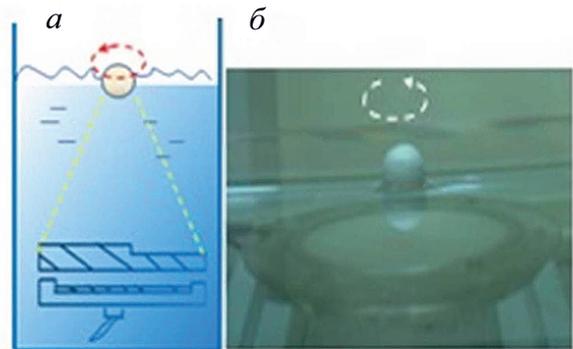


Рис. 7. Схема (а) и фотография (б) эксперимента по наблюдению вращения объектов сантиметрового размера ультразвуковым закрученным пучком. В нижней части изображений под водой виден излучатель. К нему прикреплена фазовая пластина. В верхней части изображений виден пенопластовый шарик, плавающий на поверхности и приводимый во вращение направленным на него ультразвуковым пучком

Это стало наглядной демонстрацией закрученности созданного пучка. Отметим, что данный экс-

перимент требовал тонкой настройки, так как при небольшом изменении расстояния от излучателя до шарика шарик выскакивал из области фокусировки. Это объясняется малостью области фокусировки, не способной удержать такой большой шарик. Также шарик выскакивал, увеличивая скорость вращения, при увеличении мощности акустического импульса из-за действия центробежной силы. Для применения эффекта на практике важно точно рассчитать необходимые интенсивности и расстояния, на которые стоит фокусировать пучок.

Заключение

В настоящей работе предложен новый способ создания закрученного ультразвукового пучка с помощью сопряжения одноэлементного акустического источника с круглой фазовой пластиной, имеющей угловую зависимость толщины. Проведено теоретическое исследование в среде MATLAB амплитудно-фазовых характеристик волнового поля, полученного пропусканием аксиально симметричного пучка через многосекторную фазовую пластину с угловой зависимостью фазового сдвига. Расчеты показали, что при этом в области за пластиной образовывалась кольцевидная структура двумерного распределения амплитуды волны и винтообразное распределение фазы, что указывало на закрученность пучка.

Изготовлены многосекторные фазовые пластины из оргстекла и с их использованием созданы фокусированные и нефокусированные источники закрученных пучков в мегагерцовом диапазоне частот. Методом сканирования ультразвукового поля миниатюрным гидрофоном проведено экспериментальное исследование амплитудно-фазовых характеристик полученного закрученного пучка. За исключением потерь, связанных с отражением от краев секторов, результаты измерений подтвердили структуру акустического поля, получающуюся при численном моделировании. Экспериментально исследовано воздействие закрученного ультразвукового пучка на помещенные на его пути рассеиватели. Продемонстрирована способность пучка мегагерцового диапазона дистанционно вращать в жидкости объекты сантиметрового размера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00426) и гранта Президента РФ по Программе поддержки ведущих научных школ (НШ-7062.2016.2).

Авторы благодарны В. А. Рожкову за помощь в изготовлении фазовых пластин.

Список литературы

1. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. // *Phys. Rev. A*. 1992. **45**. P. 8185.
2. Watson A. // *Science*. 2002. **296**. P. 2316.
3. Soskin M.S., Gorshkov V.N., Vasnetsov M.V. // *Phys. Rev. A*. 1997. **56**, N 5. P. 4064.
4. Marzo A., Seah S.A., Drinkwater B.W., Sahoo D.R. et al. // *Nature Comm.* 2015. **6**, N 8661. P. 4.
5. Ding X., Peng Z., Lin S.-C.S., Geri M. et al. // *PNAS*. 2014. **111**, N 36. P. 12992.
6. Baresch D., Thomas J.-L., Marchiano R. // *J. Appl. Phys.* 2013. **113**, N 184901. P. 1.
7. Li Y., Hwang J.Y., Shung K.K. // *Acoustics Today*. 2013. **9**. P. 10.
8. Padgett M., Courtial J., Allen L. // *Physics Today*. 2004. **57**, N 5. P. 37.
9. Turnbull G.A., Robertson D.A., Smith G.M., Allen L. et al. // *Optics Comm.* 1996. **127**, N 39236. P. 183.
10. Demore C.E.M., Yang Z., Volovick A., Cochran S. et al. // *Phys. Rev. L.* 2012. **108**, N 194301. P. 1.
11. Choe Y., Kim J.W., Shung K.K., Kim E.S. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. **99**, N 233704. P. 1.
12. Mitri F.G. // *IEEE Int. Ultrasonics Symp. Proc.* 2014. P. 1988.
13. Volke-Sepulveda K., Santillan A.O., Boullosa R.R. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. **100**, N 024302. P. 1.
14. Zhang L., Marston P. // *Phys. Rev. E*. 2011. **84**, N 065601. P. 1.
15. Mitri F.G. // *IEEE UFFC Trans.* 2014. P. 191.
16. Anhäuser A., Wunenburger R., Brasselet E. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **109**, N 034301. P. 1.
17. Крылов В.В. Основы теории излучения и рассеяния звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
18. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. // *JASA*. 2015. **138**, N 3. P. 1528.
19. Красильников В.А. Введение в акустику. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992.
20. Чубик И.А., Маслов А.М. Справочник по теплофизическим характеристикам пищевых продуктов и полуфабрикатов. М.: Пищевая промышленность, 1970.

Generation of a vortex ultrasonic beam with a phase plate with an angular dependence of the thickness

M. E. Terzi^a, S. A. Tsysar, P. V. Yuldashev, M. M. Karzova, O. A. Sapozhnikov^b

Department of Acoustics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a me.terzi@physics.msu.ru, ^b oleg@acs366.phys.msu.ru.

Vortex-wave beams are beams that carry angular momentum. Their specific feature is a ring-like transverse distribution of wave intensity with zero intensity at the axis. A method for generating an ultrasonic vortex beam by combining a single-element transducer and a phase plate with a nonuniform thickness is proposed. The method is examined theoretically and tested experimentally. In the theoretical analysis, the acoustic field was calculated using the Rayleigh integral. Experiments were performed in water with a focusing piezoceramic source with a frequency of the order of 1 MHz; the radiation from it was transmitted through a 12-sector organic-glass phase plate. The beam vorticity was established by setting the correct thickness

of sectors. The results of scanning the field with a miniature hydrophone confirmed that the amplitude and phase distributions of the generated wave field were in fact consistent with a vortex beam. The capacity of the obtained beam to induce the rotation of scatterers positioned in the focal region was demonstrated.

Keywords: ultrasound, radiation force, vortex beam.

PACS: 43.40.Rj.

Received 22 June 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 1. Pp. 61–67.

Сведения об авторах

1. Терзи Марина Евгеньевна — студентка; e-mail: me.terzi@physics.msu.ru.
2. Цысарь Сергей Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-29-52, e-mail: sergeyt@physics.msu.ru.
3. Юлдашев Петр Викторович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-29-52, e-mail: petr@acs366.phys.msu.ru.
4. Карзова Мария Михайловна — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-29-52, e-mail: masha@acs366.phys.msu.ru.
5. Сапожников Олег Анатольевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-29-52, e-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru.