

АКУСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ

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

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

*e-mail: mironov_ma@mail.ru

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 29.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

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

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

DOI: 10.31857/S032079192103014X

ВВЕДЕНИЕ

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

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

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

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

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

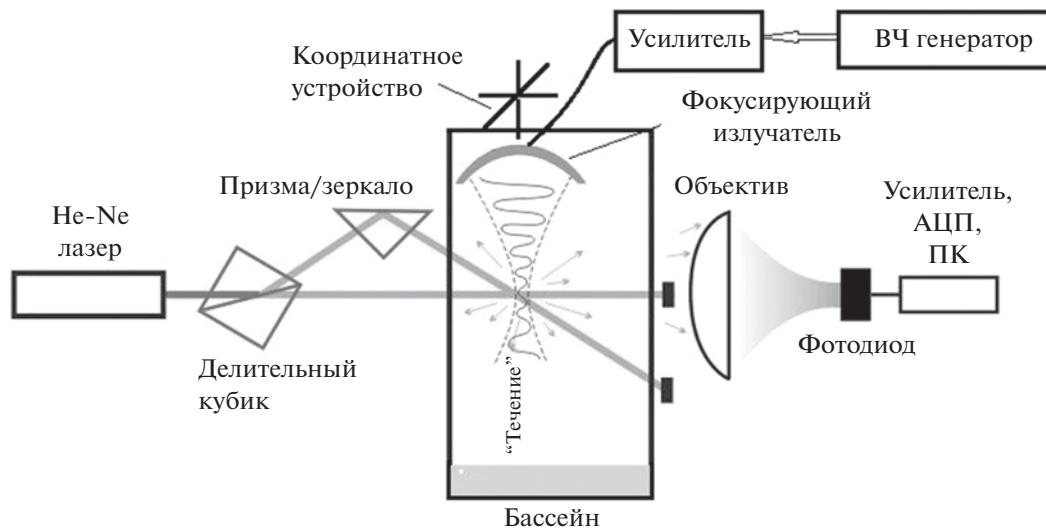


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

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

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

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

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

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

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

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

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

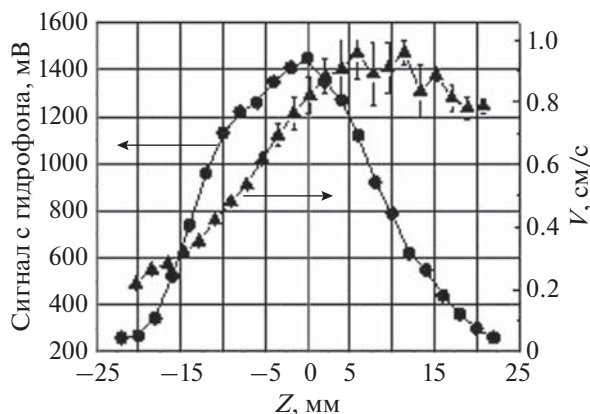


Рис. 2. Распределение амплитуды акустического поля и величины скорости течения потока вдоль направления распространения акустической волны при напряжении генератора $U = 4$ В. Расчетная чувствительность микрофона $1 \text{ бар} = 0.52$ В.

либровался, сигнал с него измерялся осциллографом.

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

$$W = 0.0376U^2.$$

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

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

РЕЗУЛЬТАТЫ

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

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

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

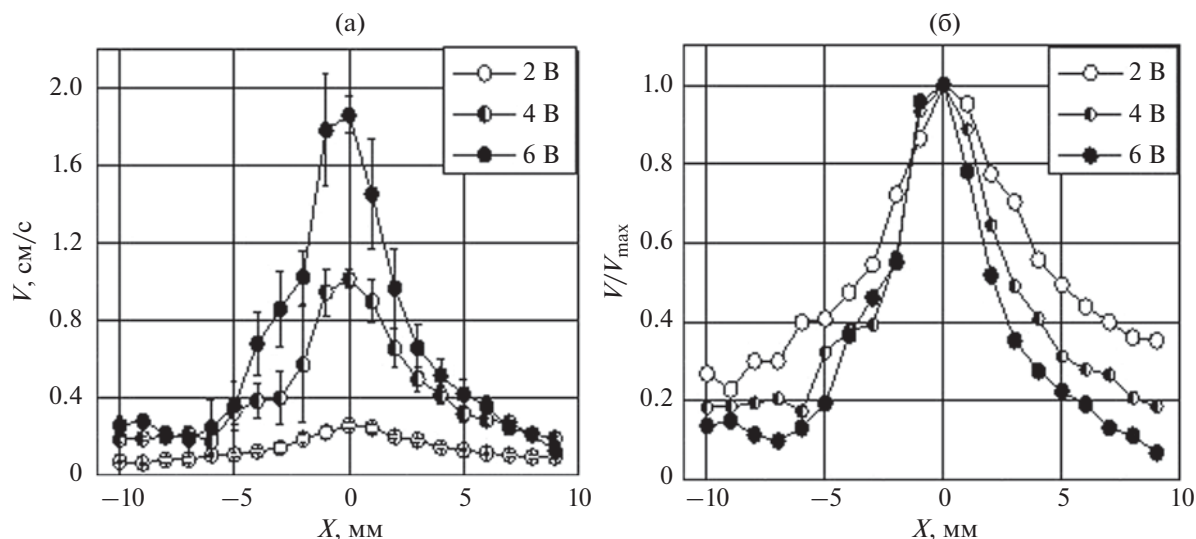


Рис. 3. Профили скорости течения в поперечном сечении фокальной области при значениях напряжения $U = 2, 4, 6$ В: (а) – в абсолютных значениях скорости V , (б) – нормированные значения V/V_{max} .

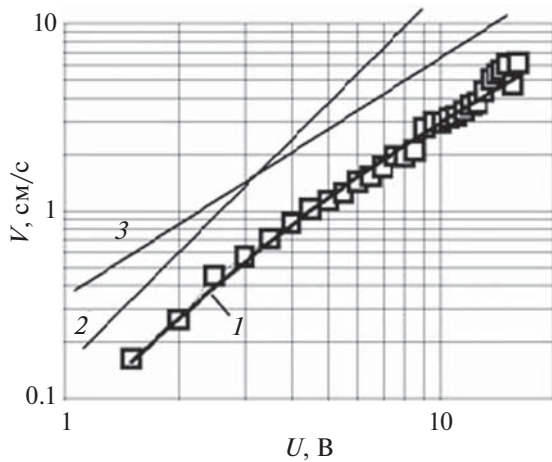


Рис. 4. Зависимость скорости течения потока V от напряжения U на входе усилителя. \square – эксперимент, 1 – расчет по формуле (4) (см. ниже), 2 – квадратичная зависимость, 3 – линейная зависимость.

нии напряжения, степень зависимости снижается и становится линейной.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

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

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

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

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

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

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

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

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

$$F_z = \frac{2\alpha}{c} J_z, \tag{2}$$

где J_z – z -компонента плотности потока мощности в фокальном пятне, α – коэффициент затухания звука, c – скорость звука. Выражение (2) имеет очевидный физический смысл – теряемый при поглощении звука импульс передается среде. Рассматривая стационарный режим течения, $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = 0$, сравним слагаемые $(\nabla \nabla) \mathbf{V}$ и $\nu \Delta \mathbf{V}$ в (1).

Пусть V_0 – характерная скорость АТ в фокальном пятне, δ – характерный поперечный пространственный масштаб – полуширина фокального пятна (на рис. 2, 3), l – характерный продольный масштаб – величина, пропорциональная длине фокального пятна. Будем считать, что именно на этой длине происходит передача волнового импульса течению. Численные значения параметров δ и l , обеспечивающие хорошее совпадение с экспериментальными значениями рис. 4, приведены ниже. Квадратичное по скорости слагаемое в (1) оценивается величиной $V_0^2 / (2l)$, линейное по скорости слагаемое оценивается величиной $\nu V_0 / \delta^2$. Отношение квадратичного слагаемого к линейному, иначе – отношение силы инерции к силе вязкости – равно гидродинамическому числу Рейнольдса АТ:

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

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

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

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

Решая это квадратное уравнение, получим:

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

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

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

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

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

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

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

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

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

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

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

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

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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