

УДК 577.353, 534.6.08

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ФОКУСИРОВАНИЕ ПУЧКОВ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Е.А.Баранник, О.С.Костырева, А.И.Марусенко

*Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, 61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31
barannik@pht.univer.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 29 мая 2009 г.

Принята 24 июня 2009 г.

В работе исследовано поведение фокусированных ультразвуковых пучков, пространственное распределение интенсивности и амплитуды давления, сдвиг положений максимумов интенсивности и давления по отношению к геометрическому фокусу. Особенностью настоящей работы является тот факт, что измерения проводились для реального ультразвукового датчика, применяемого в диагностических аппаратах, который обеспечивает двойное цилиндрическое фокусирование пучка. Для данного случая выведены формулы расчета дифракционных максимумов и экспериментально показано, что положение реальных максимумов интенсивности и давления в значительной степени зависит от вклада нелинейных эффектов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: двойное цилиндрическое фокусирование, нелинейность, акустическое поле.

NONLINEAR EFFECTS INFLUENCE TO ULTRASOUND BEAMS SPATIAL DISTRIBUTION AND FOCUSING

E. A. Barannik, O. S. Kostyрева, A. I. Marusenko

*The Kharkiv National University named V.N.Karazin, 61108, Kharkiv, Kurchatov av., 31
barannik@pht.univer.kharkov.ua*

In present paper the behavior of focused ultrasound beams, spatial distribution of intensity and pressure amplitude, intensity and pressure maxima location shift relatively to geometrical focuses were researched. A feature of this work is that measures were made for real ultrasound transducer, which is used in diagnostics and provides double cylindrical beam focusing. For this case formulas for diffraction maxima are derived and the next fact has been experimentally revealed: a location of real intensity and pressure maxima extensively depends on nonlinear effects.

KEYWORDS: double cylindrical focusing, nonlinearity, acoustic field.

ВПЛИВ НЕЛІНІЙНИХ ЕФЕКТІВ НА ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ТА ФОКУСУВАННЯ ПУЧКІВ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ

Є. О. Бараннік, О. С. Костирєва, А. І. Марусенко

*Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, 61108, м. Харків, пр. Курчатова, 31
barannik@pht.univer.kharkov.ua*

У роботі досліджено поведінку фокусованих ультразвукових пучків, просторовий розподіл інтенсивності та ампліуди тиску, зсув положень максимумів інтенсивності та тиску по відношенню до геометричного фокусу. Особливістю даної роботи є той факт, що вимірювання проводилися для реального датчика, що застосовується в діагностичних апаратах та забезпечує подвійне циліндричне фокусування пучка. Для даного випадку виведено формули розрахунку дифракційних максимумів та експериментально показано, що положення ельаних максимумів інтенсивності та тиску значною мірою залежать від внеску нелінійних ефектів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: подвійне циліндричне фокусування, нелінійність, акустичне поле.

В настоящее время характеристики ультразвуковых фокусированных пучков волн различной интенсивности продолжают оставаться актуальным объектом теоретических и экспериментальных исследований [1-8] несмотря на большое количество публикаций, посвященных этому вопросу за последние 20 лет [9-15]. В значительной степени это обстоятельство связано с тем, что фокусирование волн является основой всех известных методов ультразвуковой клинической диагностики [9,16]. Одновременно с этим для реализации некоторых наиболее современных режимов диагностики,

включающих, например, зондирование на гармониках излучения, уровни интенсивности излучения в импульсных режимах зондирования неуклонно повышаются, что позволяет с наибольшей эффективностью использовать акустическую нелинейность биологических сред [14-16]. В результате возникает не только проблема обеспечения безопасности применения фокусированных волн, но и вопрос о реальном пространственном распределении акустической интенсивности, истинном положении фокальной области и, как следствие, о реальном пространственном разрешении ультразвуковых диагностических систем.

В общем случае на формирование пространственного распределения интенсивности излучения в реальных акустических пучках волн влияют многие факторы и эффекты, такие как дифракционная расходимость пучков, нелинейность среды распространения, степень фокусирования и начальное распределение амплитуды колебаний на рабочей поверхности ультразвукового преобразователя [9]. Взаимодействие этих факторов является достаточно сложным для полного теоретического анализа и по-прежнему содержит открытые вопросы и необъясненные аспекты. При этом одной из важнейших характеристик структуры акустического поля в фокусированном пучке является положение максимума амплитуды акустического давления на оси излучения по отношению к геометрическому фокусу.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования в работе использован ультразвуковой диагностический сканер Ultima PA производства «Радмир» ДП ОАО НИИРИ (г. Харьков). Исследования проводились для конвексного преобразователя с номинальной несущей рабочей частотой 4МГц при импульсном режиме излучения. Измерения создаваемых полей акустического давления производились в акустической ванне с большим объемом воды с помощью миниатюрного акустического гидрофона, который размещался в заданных точках измерения, включая точки вблизи рабочей поверхности преобразователя. Электрический сигнал с акустического гидрофона записывался цифровым осциллографом автоматически в виде значения величины напряжения, генерируемого на гидрофоне акустическим полем в каждый момент времени. Для измерений гидрофон устанавливался на определенной глубине z в акустической ванне под излучающей поверхностью ультразвукового преобразователя. В процессе проведенных измерений акустического поля варьировались следующие параметры излучения: напряжение, подаваемое на ультразвуковой преобразователь, величина геометрического фокуса при приеме волн и, соответственно, степень фокусирования пучка, частота излучения и число периодов несущей частоты в зондирующем импульсе. Для каждого набора параметров в автоматическом режиме происходила запись сигнала с гидрофона.

По полученным данным производился расчет акустических полей в ванне, при этом амплитуда акустического давления определялась в зависимости от несущей частоты ультразвуковых импульсов. Для пересчета напряжений в давления использовалась следующая формула: $P = U/S$, где P – акустическое давление, U – напряжение на гидрофоне и S – чувствительность гидрофона. Чувствительность рабочего элемента гидрофона в виде миниатюрного пьезоэлемента является функцией акустической частоты. Для использованного гидрофона значение чувствительности на частоте $f = 4\text{МГц}$ составляло величину $S = 44,8 \cdot 10^{-9} \text{В/Па}$.

Для определения пространственной структуры поля из временных зависимостей, снятых гидрофоном для каждой точки вдоль оси пучка, находилось максимальное значение положительного и отрицательного давления, а также импульсная интегральная интенсивность:

$$I_{pi} = \int Idt \cong T^{-1} \sum \frac{P^2}{\rho \cdot c} \Delta t, \quad (1)$$

где ρ – плотность воды, c – скорость звука в воде и Δt^{-1} – частота дискретизации записанных сигналов. Интегральная сумма рассчитывалась по длительности зондирующих импульсов T .

Наиболее существенным отличием проведенных в настоящей работе экспериментов от известных [3,4] являлось наличие двух геометрических фокусов R_1 и R_2 , что соответствует реально используемым в медицинской диагностике ультразвуковым преобразователям и режимам зондирования. Первый фокус был динамическим и варьировался в пределах $4,1\text{мм} < R < 131\text{мм}$ путем электронного фазирования двумерной решетки ультразвукового преобразователя. Второй фокус $R_2 = 45\text{мм}$ формировался при статическом фокусировании с помощью акустической линзы в направлении, перпендикулярном к направлению электронного фокусирования. Таким образом, речь идет о фокусировании, близком к двойному цилиндрическому.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как известно [9], влияние дифракционной расходимости пучков волн при фокусировании сводится к тому, что реальные фокальные расстояния $F_{1,2}$ фокусирующих систем всегда меньше их геометрических фокусов $F_{1,2} < R_{1,2}$. В частности, теоретическая формула для расчета положения реального фокуса аксиально симметричного пучка волн, получающаяся с использованием точного решения параболического уравнения теории дифракции, имеет вид [17]:

$$F = \frac{R}{1 + R^2/l_f^2} = \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} R < R, \quad (2)$$

где $\gamma = \frac{l_f}{R}$ – степень фокусирования волн, $l_f = \frac{\pi a^2}{\lambda}$ – длина зоны Френеля, λ – длина волны и a – эквивалентный радиус излучающей апертуры.

Аналогично [17] параболическое уравнение теории дифракции несложно решить и в случае двойного цилиндрического фокусирования пучка волн. С учетом затухания решение для амплитуды колебаний на оси пучка волн описывается выражением

$$P(z) = P_0 \left[\left(1 - \frac{z}{R_1}\right)^2 + \frac{z^2}{l_f^2} \right]^{-\frac{1}{4}} \left[\left(1 - \frac{z}{R_2}\right)^2 + \frac{z^2}{l_f^2} \right]^{-\frac{1}{4}} e^{-\alpha z},$$

где P_0 – амплитуда колебаний на излучающей поверхности и α – линейный коэффициент затухания. Непосредственное дифференцирование по z этого выражения приводит к уравнению для экстремумов акустического поля, которое имеет вид

$$(z - F_1) \left[(z - F_2)^2 + F_2(R_2 - F_2) \right] + (z - F_2) \left[(z - F_1)^2 + F_1(R_1 - F_1) \right] + \\ + \alpha \left[(z - F_2)^2 + F_2(R_2 - F_2) \right] \left[(z - F_1)^2 + F_1(R_1 - F_1) \right] = 0 \quad (3)$$

где фокальные расстояния $F_{1,2}$ определяются по формуле (2) в зависимости от величины параметров фокусирования $\gamma_{1,2}$ и геометрических фокусов $R_{1,2}$.

В общем случае выражения для фокальных расстояний $F^{(1,2)}$ системы с двойным цилиндрическим фокусированием, которые описываются уравнением (3), не совпадают

с величинами $F_{1,2}$. В то же время, выбор в качестве среды распространения волн воды позволяет пренебречь последним слагаемым в уравнении (3) ввиду очень слабого затухания ультразвука. Кроме того, при сильном фокусировании волн параметры $\gamma_{1,2} \gg 1$, в результате чего влияние дифракционной расходимости пучка волн нивелируется, так что $F_{1,2} \rightarrow R_{1,2}$. В этом предельном случае решения уравнения (3) для реальных фокальных расстояний $F^{(1,2)}$ также стремятся, очевидно, к значениям для геометрических фокусов: $F^{(1,2)} \approx F_{1,2} \approx R_{1,2}$.

Уравнение (3) не учитывает нелинейных эффектов распространения волн, поэтому существенное отличие реально найденных в процессе измерений фокусных расстояний $\tilde{F}_{1,2}$ от $F^{(1,2)}$ следует интерпретировать как результат влияния нелинейных процессов, а отличие величин $F^{(1,2)}$ и $F_{1,2}$ от $R_{1,2}$ - как следствие дифракционной расходимости пучков волн в результате слабого фокусирования. На рис. 1 приведены характерные результаты измерений в случае сильного фокусирования $\gamma_1 = 10$, $\gamma_2 = 11$. Видно, что максимумы положительной и отрицательной фаз давления в целом достаточно хорошо согласуются в этом случае с расчетными, хотя и оказываются несколько смещенными, особенно для максимумов положительной фазы давления. Смещение происходит в сторону увеличения фокального расстояния, чего нельзя объяснить дифракцией волн. Этот результат обусловлен влиянием нелинейных эффектов распространения. Отметим, что аналогичный результат был обнаружен для системы

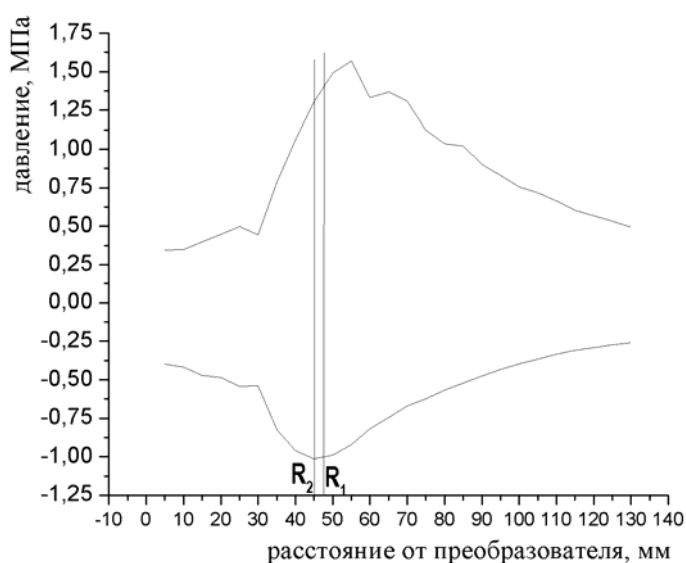


Рис. 1. Распределение амплитуды положительной (верхняя кривая) и отрицательной (нижняя кривая) фаз давлений вдоль оси преобразователя при напряжении на преобразователе 49% (условные единицы).

с одной точкой фокусирования в работах [1,2]. При изменении амплитуды излучаемого ультразвукового импульса положения максимумов интенсивности и давления меняли свое положение, причем в некоторых случаях положения максимумов давления и интенсивности сдвигаются в противоположных направлениях, что также хорошо согласуется с результатами [1,2] и объясняется нелинейными эффектами.

Для оценки степени развития нелинейности можно использовать такую величину, как длина нелинейности [17]

$$l_s = \frac{\rho c^3}{2\pi f \epsilon P_0} \quad (4)$$

где для воды параметр нелинейности $\epsilon \approx 3,5$. Выражение (4) описывает расстояние, на котором в плоской волне формируется разрыв акустического давления между фазами сжатия и разрежения, что означает появление фронта ударной волны. Иными словами, чем больше расстояние от источника до точки по отношению к длине нелинейности, тем больше сказываются нелинейные эффекты. Из-за фокусирования амплитуда давления сильно зависит от глубины, поэтому для оценки можно взять некоторое среднее значение давления между амплитудным значением на рабочей поверхности преобразователя и значением давления в реальном фокусе. Рассчитанная таким способом длина нелинейности для описанного эксперимента составляет $l_s = 27$ мм, что свидетельствует о существенно нелинейном режиме распространения пучка волн.

С помощью рис. 2 можно оценить степень расхождения между расчетными значениями фокусных расстояний и полученными в измерениях положениями максимумов интенсивности и давления. Увеличение расхождения в положении максимумов давления и интенсивности указывают на деформации первоначального синусоидального сигнала и увеличение вклада нелинейных эффектов, проявляющихся, в частности, в росте гармонических составляющих.

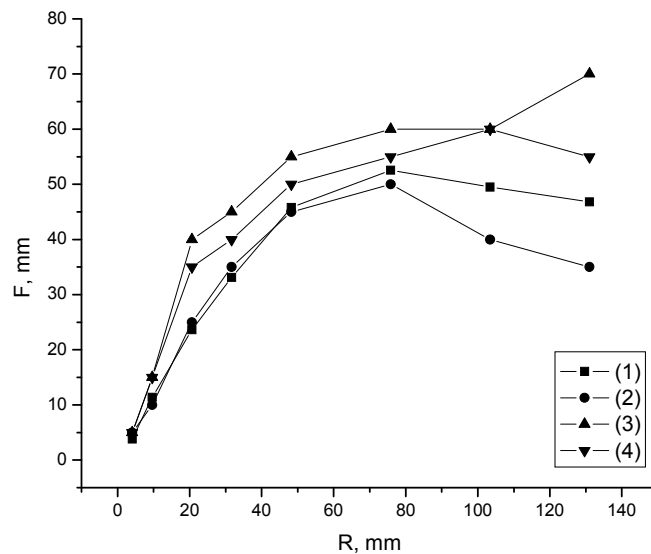


Рис.2. Глубина расположения точек максимума давления и интенсивности в зависимости от геометрического фокуса R. (1) – расчетное значение, (2) – максимумы интенсивности, (3) – максимумы положительного давления, (4) – максимумы отрицательного давления.

На рисунке 3 показана характерная зависимость максимального давления в фокусе от напряжения, подаваемого на пьезоэлемент ультразвукового преобразователя, при фокусе $R_1 = 37,2$ мм. Как видно из рисунка, с ростом напряжения и, соответственно, амплитуды колебаний на излучающей поверхности величина акустического давления в реальной фокальной точке возрастает непропорционально. Этот факт связан с

дополнительным поглощением в среде гармоник излучения, поскольку коэффициент затухания акустических волн растет с увеличением частоты. Отметим, что в

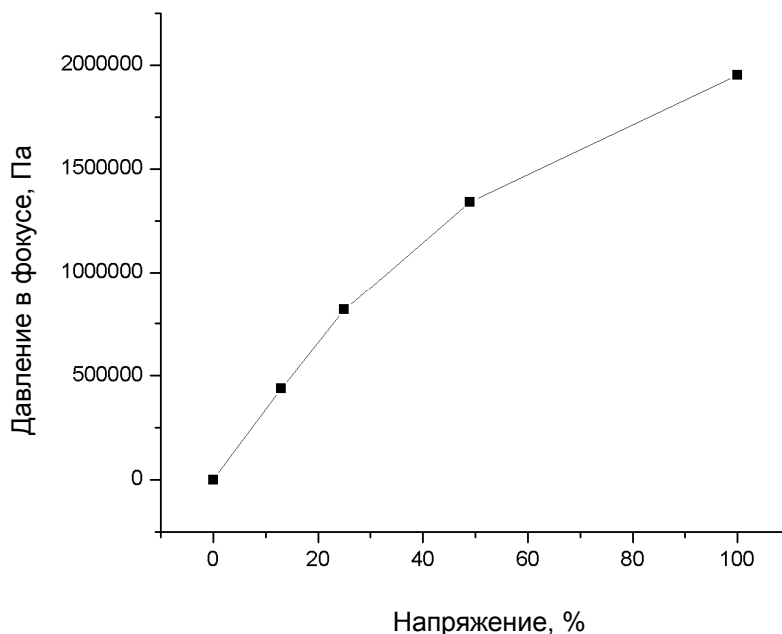


Рис.3. Зависимость амплитуды акустического давления в реальном фокусе от напряжения на ультразвуковом преобразователе.

биологических тканях линейный коэффициент затухания пропорционален частоте излучения [9]. По изгибу данной кривой можно судить о величине нелинейных эффектов при распространении ультразвука. Отклонение от линейной зависимости различно при различной степени фокусирования: при небольших фокусных расстояниях ($R_1 \sim 5$ мм) кривая практически не имеет изгиба. При фокусных расстояниях порядка $R_1 \sim 40$ мм появляется изгиб, свидетельствующий о заметной нелинейности процесса (рис. 1). При относительно больших фокусных расстояниях ($R_1 \sim 100$ мм) изгиб опять уменьшается.

Проведенные в соответствии с формулой (4) оценки показывают, что при небольших фокусных расстояниях значение длины нелинейности значительно больше величины как геометрического, так и реального фокусов системы при всех напряжениях. В результате нелинейные эффекты не оказывают существенного вклада на поведение волны в интересующей области. При увеличении глубины фокусирования значение длины нелинейности становится сопоставимым с реальным фокусным расстоянием при всех значениях напряжения и в этом случае нелинейность изменяет характер кривой зависимости давления в точке фокусирования от напряжения. При дальнейшем увеличении глубины фокусирования последняя при больших напряжениях превосходит длину нелинейности практически в несколько раз. Можно предположить, что к приходу в эту область происходит полное поглощение гармоник излучения, что существенно понижает амплитуду акустического давления и, следовательно, уменьшает влияние нелинейных эффектов. Иными словами, в этом случае возможен обратный переход к линейному режиму распространения ультразвуковых волн.

ВЫВОДЫ

В целом по результатам проведенных измерений можно сделать вывод о том, что положение реальных максимумов акустического поля – положительной и отрицательной фаз акустического давления P_{\pm} , а также усредненной по импульсу интенсивности излучения, в значительной мере зависят от проявления нелинейных свойств среды распространения излучения. При достаточно высоких мощностях излучения положение максимума величины P_{+} оказывается больше значений $R_{1,2}$, в то время как положение максимума P_{-} смещается за положение фокуса меньшего из фокусов ближе к поверхности преобразователя. При этом с ростом величины геометрического фокуса R_1 положение всех максимумов начинает сдвигаться к ультразвуковому преобразователю, что обусловлено, по-видимому, избыточным поглощением энергии высокочастотных гармоник в пилообразной волне.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что существующие современные теоретические подходы [1-4] к расчету полей качественно согласуются с наблюдаемыми эффектами в полях сложной конфигурации, включая случай двойного цилиндрического фокусирования. С другой стороны, полученные результаты указывают на необходимость корректного учета эффектов нелинейности при расчете оптимальных с точки зрения диагностических приложений акустических полей, создаваемых импульсными ультразвуковыми фокусированными пучками волн реальных диагностических систем. В целом обусловленные нелинейностью искажения ультразвуковых полей реальных диагностических систем, включая случай двухфокусного фокусирования, не приводят к существенным изменениям поля давлений, однако с учетом дополнительного поглощения гармоник могут приводить к нежелательным тепловым механизмам воздействия ультразвука на ткани.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. N. Makov, V. Espinosa, V. J. Sánchez-Morcillo, J. Ramis, J. Cruaños, F. Camarena. Strong on-axis focal shift and its nonlinear variation in low-Fresnel-number ultrasound beams // J. Acoust. Soc. Am. – 2006. – V.119, Issue 6. – P. 3618-3624.
2. Yu. N. Makov, V.J. Sa'nchez-Morcillo, F. Camarena, V. Espinosa. Nonlinear change of on-axis pressure and intensity maxima positions and its relation with the linear focal shift effect // Ultrasonics. – 2008. – V.48. – P. 678-686.
3. J. Wo'jcik, T. Kujawska, A. Nowicki, P.A. Lewin. Fast prediction of pulsed nonlinear acoustic fields from clinically relevant sources using time-averaged wave envelope approach: Comparison of numerical simulations and experimental results // Ultrasonics. – 2008. – V.48. – P. 707-715.
4. J. Wo'jcik, A. Nowicki, P.A. Lewin, P.E. Bloomfield, T. Kujawska, L. Filipczyn'ski. Wave envelopes method for description of nonlinear acoustic wave propagation // Ultrasonics. – 2006. – V.44. – P. 310-329.
5. V. F. Humphrey. Non-linear propagation for medical imaging // WCU 2003. – 2003. – P.73-80.
6. J. A. Jensen, Paul D. Fox, J. E. Wilhjelm, L. K. Taylor. Simulation of non-linear ultrasound fields // IEEE Ultrasound symposium. – 2002. – P. 1733-1736.
7. F. A. Duck. Nonlinear acoustics in diagnostic ultrasound // Ultrasound Med Biol. – 2002. – V.28. – P. 1-18.
8. С. С. Кашеева, О. А. Сапожников, В. А. Хохлова, М. А. Аверкью, Л. А. Крам. Нелинейное искажение и поглощение мощных акустических волн в среде со степенной зависимостью коэффициента поглощения от частоты // Акустический журнал. – 2000. – Т.46. – С. 211-219.
9. Применение ультразвука в медицине. Под ред. К. Хилла. – М.: Мир, 1989. – 568с.
10. J. N. Tjøtta, S. Tjøtta, E.H. Vefring. Effects of focusing on the nonlinear interaction between two collinear finite amplitude sound beams // J. Acoust Soc Am. – 1991. – V.89, Issue 3. P. 1017-1027.
11. B. G. Lucas, T. G. Muir. The field of a focusing source // J. Acoust Soc Am. – 1982. – V. 72. – P. 1289-1296.
12. D. R. Bacon. Finite amplitude distortion of the pulsed fields used in diagnostic ultrasound // Ultrasound Med. Biol. – 1984. – V.10, N1. – P. 189-195.

13. A. C. Baker, A. M. Berg, A. Sahin, J. N. Tjota. The nonlinear pressure field of plane, rectangular apertures: Experimental and theoretical results // *J. Acoust Soc Am.* – 1995. – V.97, N11. P. 3510-3517.
14. F. A. Duck. Acoustic saturation and output regulation // *Ultrasound Med Biol.* – 1999. – V.25, N4. – P. 1009-1018.
15. С. С. Кашеева, О. А. Сапожников, В. А. Хохлова, М. А. Аверкью, Л. А. Крам. Нелинейное искажение и поглощение мощных акустических волн в среде со степенной зависимостью коэффициента поглощения от частоты // *Акустический журнал.* – 2000. – Т.46. – С. 211-219.
16. О. В. Руденко, А. П. Сарвазян. Нелинейная акустика и биомедицинские приложения // *Биомедицинская радиоэлектроника.* – 2000. - №3. – С.6-19.
17. О. В. Руденко, С. И. Солюян. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975. – С. 228.