АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2010, том 56, № 4, с. 441–446

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

УДК 534.222

О ДЕТЕКТИРОВАНИИ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ СХОДЯЩЕГОСЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

© 2010 г. М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин*

Научно-исследовательский радиофизический институт
603950 Нижний Новгород, Большая Печёрская 25/12а
E-mail: da_kasyanov@nirfi.sci-nnov.ru
**Нижегородский государственный университет*
603000 Нижний Новгород, пр. Гагарина 23
E-mail: kurin@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 16.03.09 г.

Экспериментально исследованы дифракционные эффекты, проявляющиеся при нелинейных преобразованиях в неоднородных акустических полях. Рассмотрен случай сходящегося сферического волнового фронта, распространяющегося в однородной нелинейной среде, детектирование акустического поля в фокусе и прием продетектированного сигнала в области начальной апертуры волнового фронта. В качестве фокусирующего устройства в экспериментах использовался сферический пьезокерамический концентратор. На экспериментальной установке, где был реализован импульсный режим работы концентратора в воде, были зарегистрированы сигналы "нелинейного рассеяния". Исследованы амплитудная зависимость продетектированного в фокальной области сигнала и его форма от направления рассеяния, а также от расстояния между фокусом и точкой приема.

Ранее [1] было экспериментально показано, что в однородной квадратично-нелинейной среде можно зафиксировать сигнал, являющейся результатом взаимодействия акустических пучков, в направлении даже противоположном направлению "максимального синхронизма". В дальнейшем для удобства будем называть данные сигналы "сигналами нелинейного рассеяния". Здесь нет никаких противоречий с положениями классической нелинейной акустики. Данный эффект проявляется в существенно неоднородных акустических полях, когда пространственный размер неоднородности акустического поля меньше или порядка характерной длины волны сигнала, появляющегося в результате нелинейной трансформации сигнала накачки. Другими словами, эффект имеет дифракционный характер. Вполне вероятно, что рассматриваемое явление может оказаться полезным для целей нелинейной диагностики сред, особенно в случае, когда доступ к изучаемому фрагменту среды ограничен.

Настоящая работа посвящена исследованию основных закономерностей нелинейного рассеяния при детектировании импульсного акустического сигнала в фокусе сходящегося волнового фронта, распространяющегося в воде.

Сфокусированное поле в экспериментах создавалось сферическим пьезокерамическим концентратором, имеющим радиус кривизны 48 мм и полный угол раскрытия апертуры 37°. Концентратор был демпфирован, в качестве демпфера использовалась конусообразная ловушка из материала с сильным затуханием на рабочей частоте концентратора (3.6 МГц) и высоким акустическим импедансом. В результате подобного демпфирования удалось достигнуть добротности концентратора $Q \sim 6$ и достаточно равномерного распределения амплитуды по начальной апертуре концентратора. Эксперимент проводился в воде, в ванне, имеющей форму параллелепипеда с размерами 1300 × 500 × 500 мм, использовалась прокипяченная вода, прошедшая тщательную очистку от механических примесей. Была применена двухступенчатая очистка, во второй ступени использовался картридж, дающий степень очистки 99.9% по частицам, с размерами, превышающими 1 мкм (фильтрующий элемент CRE – 10, фирма PENTEC). Кроме того, перед проведением измерений вода отстаивалась трое суток, что должно гарантировать порог кавитации в наших экспериментах не менее 16 МПа [2].

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Сигналом накачки служила последовательность радиоимпульсов с большой скважностью, гарантирующей при используемых интенсивностях излучаемого сигнала невозможность образования акустических течений. Для генерации последовательности прямоугольных импульсов длительностью $\tau = 10$ мкс (50 мкс) и периодом следования $T = 10$ мс, а также непрерывного гармонического сигнала с частотой $f = 3.6$ МГц, использовался цифровой генератор

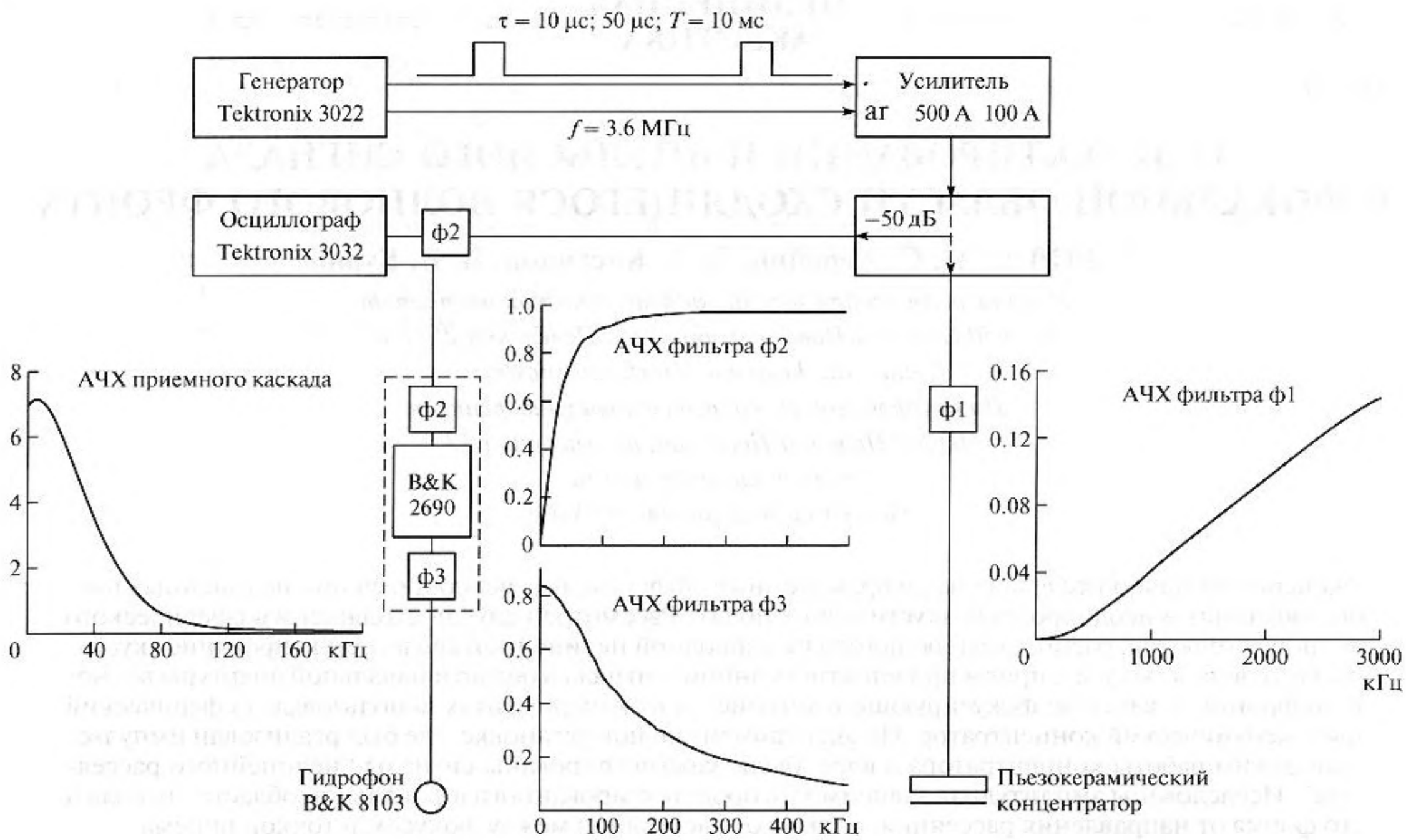

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Tektronix AFG 3022. Далее сформированные сигналы подавались на встроенный модулятор усилителя AR 500A100A (фирмы Amplifier Research, США), где образовывалась последовательность прямоугольных радиоимпульсов. Затем усиленный сигнал подавался на пьезокерамический концентратор. Напряжение, подаваемое на излучатель, контролировалось с помощью цифрового осциллографа Tektronix 3032, который был подсоединен к цепи усилитель-излучатель через ответвитель с ослаблением 50 дБ. В цепи возбуждения присутствовал также специальный фильтр, который использовался для подавления возможных низкочастотных помех, образующихся в цепях возбуждения. Акустический сигнал нелинейного рассеяния из фокальной области сферического концентратора принимался гидрофоном B&K 8103. Принятый гидрофоном сигнал усиливался кондиционирующим усилителем B&K Nexus 2690. Дальнейшая регистрация сигнала производилась осциллографом Tektronix 3032.

Предварительно было снято линейное поле концентратора, которое представлено на рис. 2. Там же показаны теоретические распределения поля, полученные различными способами. При исследовании линейного поля концентратора использовался миниатюрный калиброванный гидрофон MHA9 с предусилителем #315 производства фирмы Force Technology, Дания, со следующими характеристиками: чувствительность 501.2 нВ/Па ± 2 дБ в полосе от 1 до 40 МГц, активный элемент – PVDF пленка толщиной 9 мкм, эффективный размер 150 мкм. Амплитуда акустического поля в фокусе не поднималась выше 1 МПа (рабочие давления в фокальной области были $3...5 \times 10^5$ Па), что на данных частотах гарантирует отсутствие кавитационных явлений. Акустические течения в фокальной области также не зарождались, что было проверено с помощью техники PIV [3].

В ходе эксперимента по исследованию нелинейного рассеяния из фокальной области сферического концентратора были проведены измерения, схема которых представлена на рис. 3, где отмечены всевозможные положения гидрофона относительно фокальной области. Была исследована зависимость амплитуды сигнала нелинейного рассеяния от направления рассеяния (угла φ на рис. 3), а также – зависимость формы сигнала нелинейного рассеяния и его амплитуды от длительности сигнала накачки. Также проверялись зависимость амплитуды нелинейно рассеянного сигнала от амплитуды напряжения на концентраторе и ее зависимость от расстояния до геометрического фокуса концентратора.

В результате измерений во всей области рассеяния были зарегистрированы сигналы, время прихода которых соответствует времени, за кото-

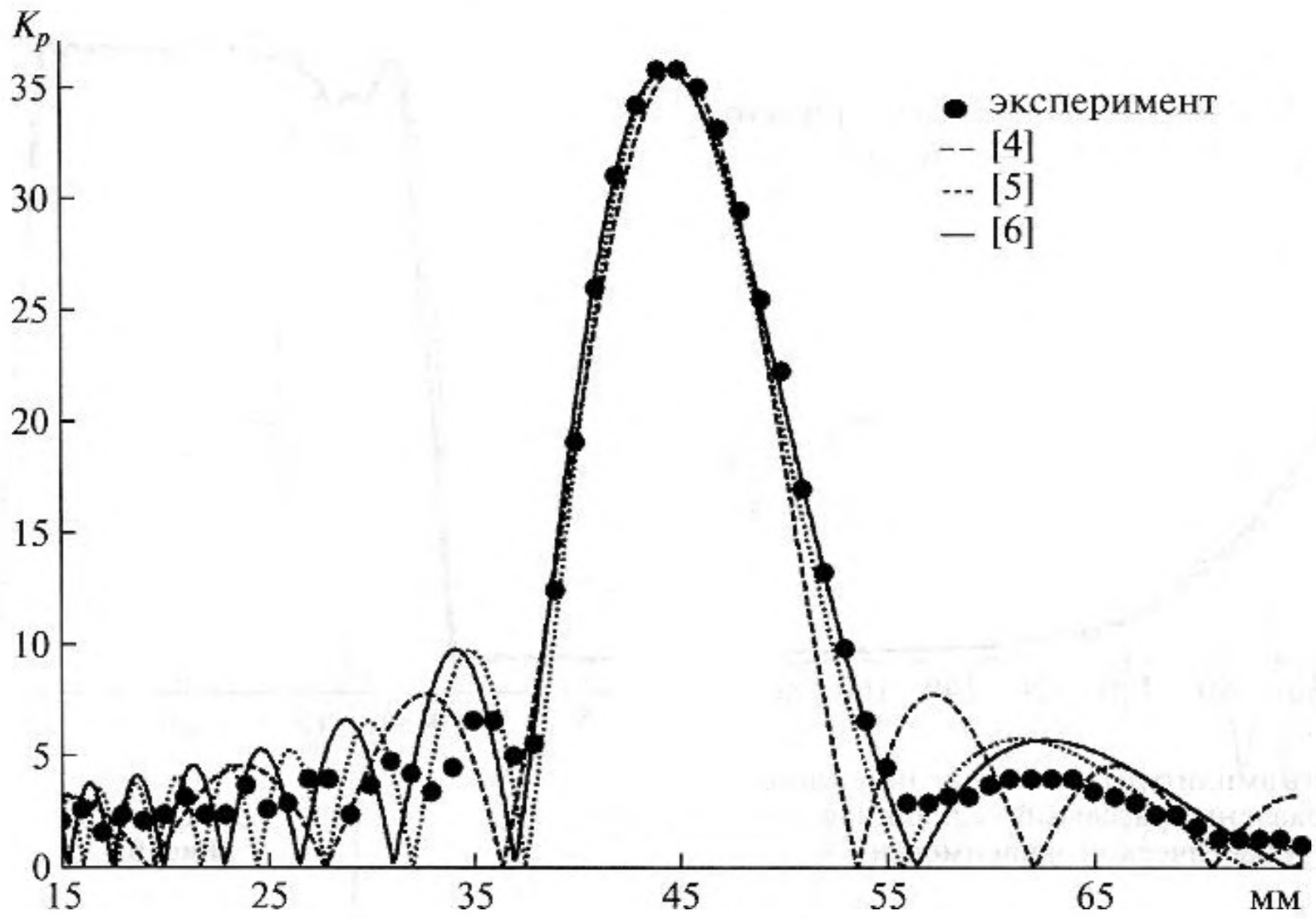

Рис. 2. Распределение поля концентратора. 1 – экспериментальная зависимость; 2 – теоретическая зависимость, полученная методом Дебая [4]; 3 – теоретическая зависимость, полученная из [5]; 4 – теоретическая зависимость, полученная из [6].

рое акустический сигнал проходит расстояние от поверхности концентратора до фокальной области плюс от фокальной области до гидрофона. Амплитуда зарегистрированных сигналов квадратично зависит от амплитуды сигнала накачки, а при удалении гидрофона от фокуса падает обратно пропорционально расстоянию. Перечисленные факты, учитывая, что при подготовке эксперимента было уделено большое внимание сохранению однородности среды в фокальной области концентратора, говорят о том, что принимаемые сигналы – это дифракционно рассеянные сигналы в результате нелинейного преобразования в фокусе.

На рис. 4 изображена зависимость амплитуды сигнала нелинейного рассеяния (под амплитудой понимается максимальное значение модуля поля), от направления рассеяния. Данная зависимость снималась на расстоянии 9 см от геометрического фокуса концентратора, на направлениях от 135° до 45° к акустической оси, см. рис. 3.

На рис. 4 приведена и теоретически рассчитанная зависимость, соответствующая условиям эксперимента. Теоретические оценки проводились следующим образом: использовалось приближение "заданного поля", а в качестве вторичных источников брались виртуальные источники, образуемые полем накачки в фокальной области, определенной по первым нулям поля, теоретически полученного для рассматриваемого концентратора методом Дебая. В этом приближении нелинейно преобразованный сигнал P_2 описывается линейным волновым уравнением с правой частью, определяемой первичным полем, описывающим распределение вторичных источников [7]:

$$\Delta P_2 - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}P_2 = -\frac{\varepsilon}{4\pi\rho_0 c_0^4}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\langle P_1 P_1^* \right\rangle, \qquad (1)$$

где ρ_0 – плотность воды, c_0 – равновесная скорость звука, ε – коэффициент квадратичной нелинейности, P_1 – распределение линейного поля акустического давления в фокальной области. Звездочкой в выражении (1) обозначено ком-

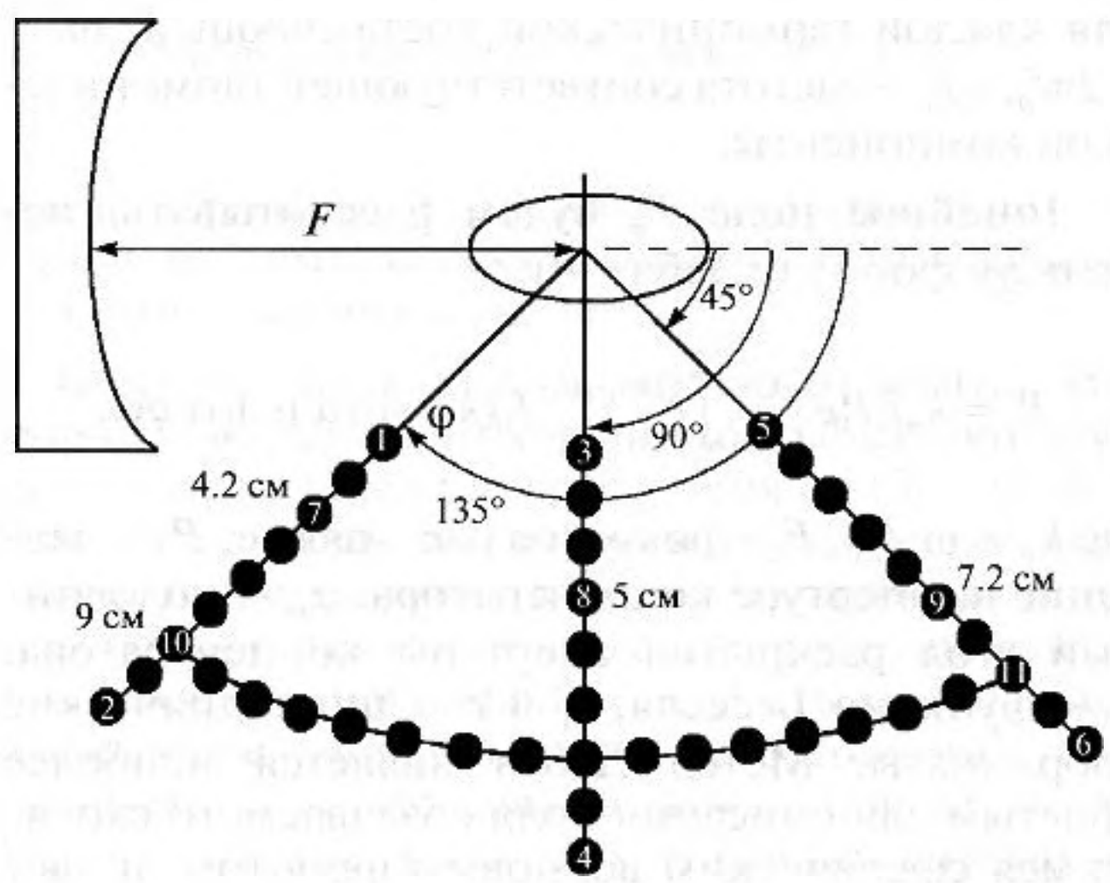

Рис. 3. Схема измерений.

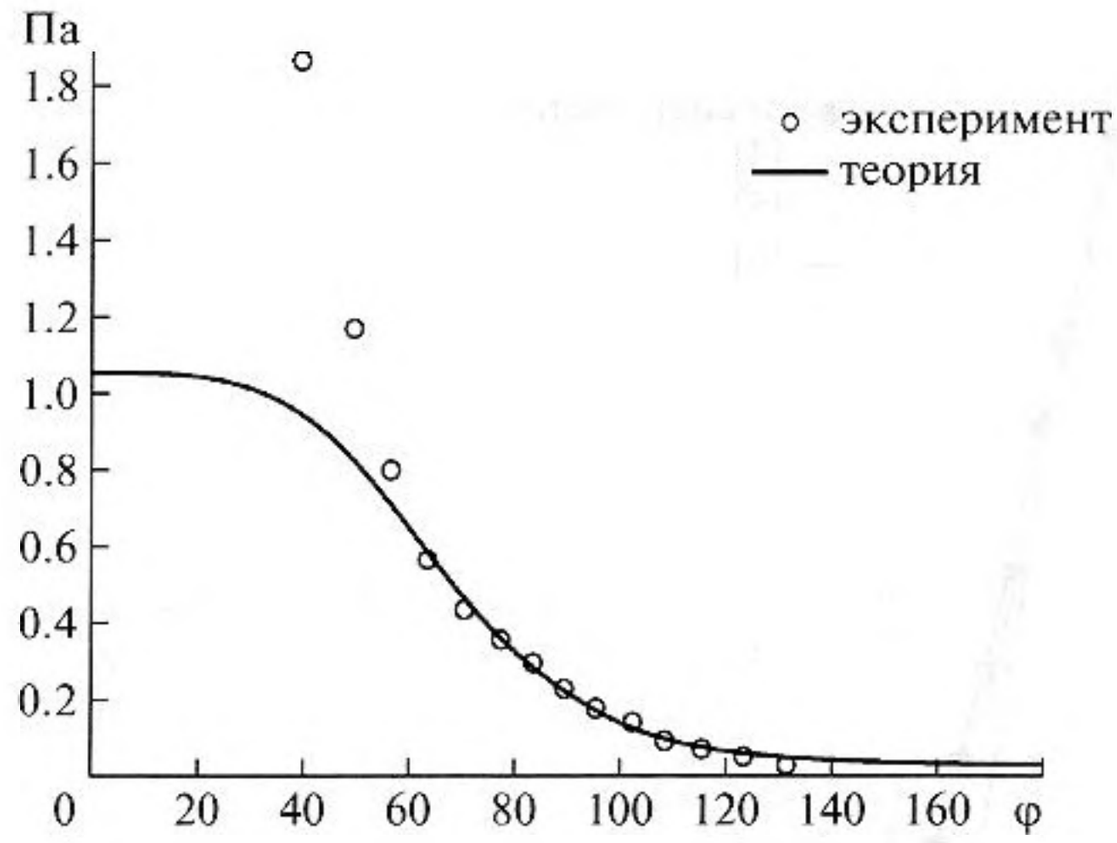

Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала нелинейного рассеяния от направления рассеяния. Сплошная линия соответствует теоретической зависимости.

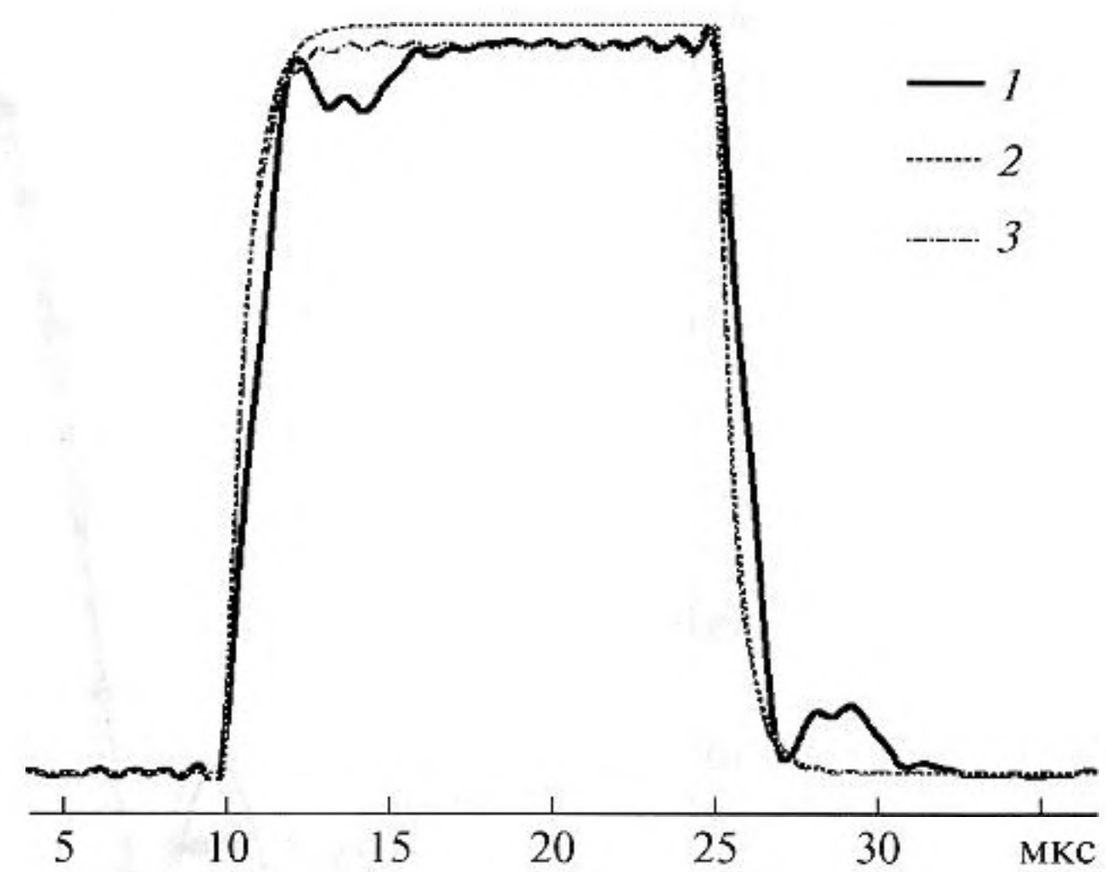

Рис. 5.

плексное сопряжение, а скобки означают усреднение по периоду высокой частоты.

Выражение (1) является следствием уравнения Эйлера, уравнения неразрывности и уравнения состояния среды, записанного до членов второго порядка малости. Можно показать [8], что с помощью уравнения (1) возможен анализ эффектов, связанных с нелинейным преобразованием акустического поля в фокальных областях достаточно широкоугольных концентраторов.

Зададим распределение линейного поля P_1 в виде выражения (2):

$$P_1 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n P_n e^{j\omega_n t}, \qquad (2)$$

где C_n – коэффициенты разложения в гармонический ряд сигнала накачки, P_n – линейное поле для каждой гармонической составляющей, $\omega_n = 2\pi f_n$, а f_n – частота соответствующей гармонической компоненты.

Линейное поле P_n будем рассчитывать, используя формулу Дебая [4]:

$$P_n = k_n F P_0 e^{-ik_n F} \int_0^{\alpha_m} e^{ik_n \eta \cos\alpha} J_0(k_n r \sin\alpha) \sin\alpha \, d\alpha,$$

где $k_n = \omega_n / c_0$, F – фокусное расстояние, P_0 – давление на апертуре концентратора, α_m – половинный угол раскрытия апертуры концентратора, J_0 – функция Бесселя, η и r – цилиндрические координаты. Метод Дебая является наиболее простым для описания поля создаваемого сходящимся сферическим волновым фронтом, и дает приемлемый результат в фокальной области концентратора.

Для того чтобы найти коэффициенты C_n в разложении (2), необходимо смоделировать форму огибающей сигнала, излучаемого реальным пьезокерамическим концентратором. По нашему мнению, описать реальную форму сигнала можно следующим выражением:

$$S = [1(t)(1 - e^{-\beta t}) - 1(t - \tau)(1 - e^{-\beta t} - e^{-\beta(t-\tau)})] e^{j\omega_0 t}, \qquad (3)$$

где $1(t)$ – единичная функция Хевисайда; τ – длительность прямоугольного импульса накачки; $\omega_0 = 2\pi f_0$; $\beta = \omega_0 / 2Q$, где Q – добротность концентратора.

Единственным неудобством при использовании выражения (3) является то, что производные функции S по времени имеют разрывы. Преодолеть это обстоятельство можно, ограничив спектр функции S сверху, взяв при этом количество гармоник достаточное для качественного описания реальной формы огибающей. Для примера на рис. 5 показана реальная форма огибающей радиоимпульса, излучаемого пьезокерамическим концентратором, используемым в эксперименте (кривая 1); форма огибающей, построенная с помощью выражения (3) (кривая 2) и форма, для построения которой использованы 1500 гармоник из спектра функции S (кривая 3).

Окончательно решение уравнения (1) для произвольной компоненты спектра нелинейно преобразованного сигнала будет выглядеть следующим образом:

$$P_{2n,m} = \frac{\varepsilon}{4\pi\rho_0 c_0^4} (\omega_n - \omega_m)^2 \times \\ \times C_n C_m \left(\int_V (P_1 P_1^*) \Phi \, dV \right) e^{j(\omega_n - \omega_m)t}, \qquad (4)$$

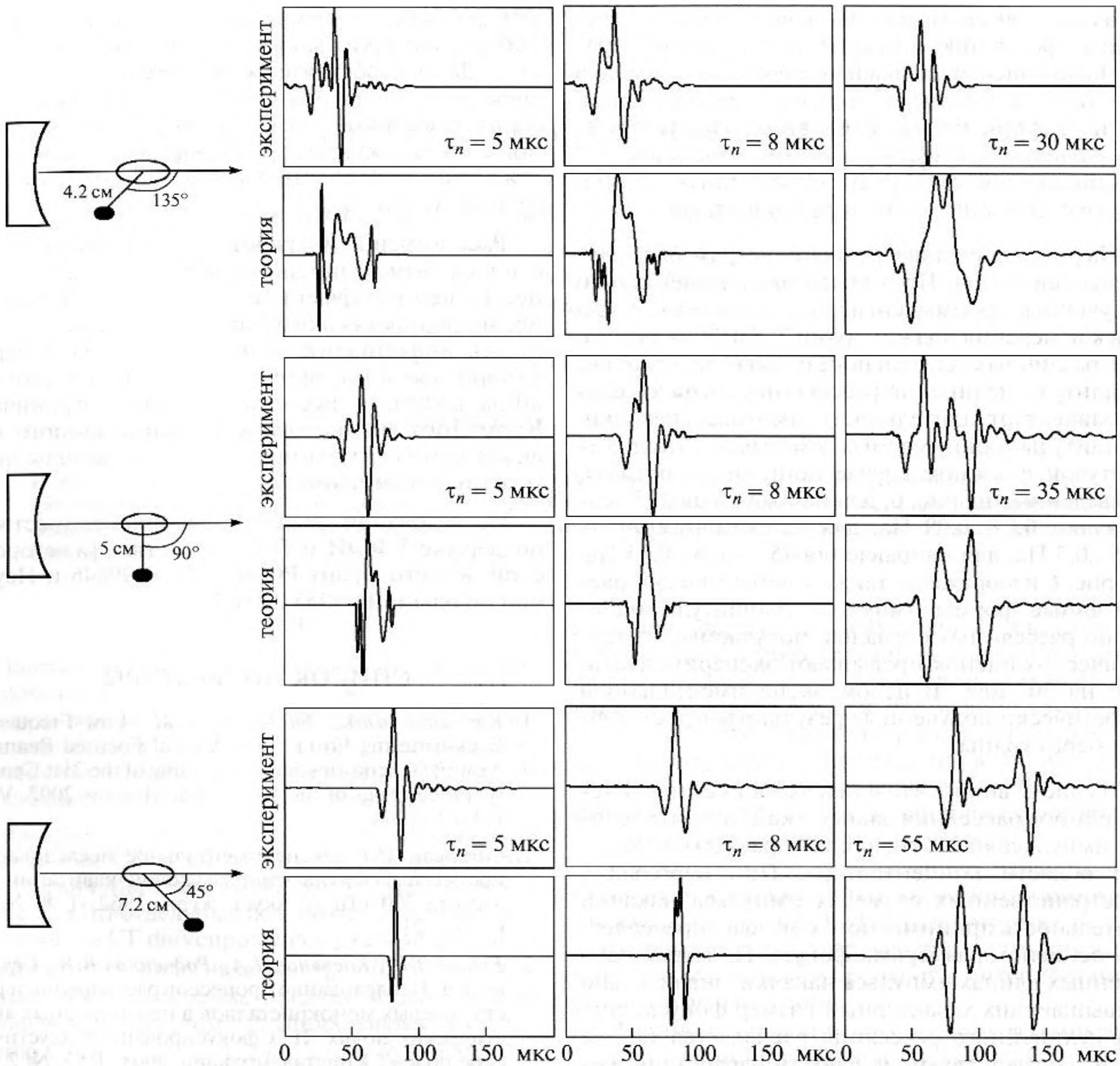

Рис. 6. Формы рассеянных сигналов (в эксперименте использовалось усреднение по 512 реализациям).

где Ф – функция Грина. Интегрирование в (4) ведется по объему вторичных источников излучения, в нашем конкретном случае – по фокальной области сферического концентратора. Учитывая цилиндрическую симметрию задачи, в качестве Ф удобно использовать функцию Грина кольца [9].

Выражение (4) описывает распределение вторичного поля, получаемое при нелинейном взаимодействии двух произвольных гармонических компонент в сфокусированном акустическом поле. Выражение (4) можно также использовать и для теоретического расчета непрерывного режима работы излучателя. В нашем случае, чтобы из (4) получить решение для импульсного режима, нужно произвести двойное суммирование по всем n, m гармоническим компонентам излученного импульсного сигнала.

Возвращаясь к рис. 4, можно отметить, что теория и эксперимент хорошо соответствуют друг другу в диапазоне углов рассеяния от 135° до 60°. При малых углах рассеяния к акустической оси теория и эксперимент заметно расходятся. Данное обстоятельство связано с тем, что в приведенных теоретических оценках не учитывается поле, создаваемое "виртуальными источниками", находящимися за пределами фокальной области. Анализ полей, создаваемых этими источниками, не входит в задачи данной работы, так как ее основная цель показать, что именно при больших

углах рассеяния можно выделить сигнал, несущий информацию о нелинейных свойствах среды, находящейся в фокальной области и только в ней. В области малых углов этого сделать нельзя. Сигнал, зафиксированный в этой области, принципиально будет нести в себе информацию о нелинейных свойствах среды, накопленную по всей трассе распространения первичного поля.

На рис. 6 представлены осциллограммы исследуемых сигналов. Приведены экспериментально полученные формы сигналов, характерные для точек измерения под номерами 7, 8 и 9 (см. рис. 3), при различных длительностях сигнала накачки. Амплитуды нелинейно рассеянных сигналов слабо зависят от длительности импульса накачки. Амплитуды принимаемых импульсов (под амплитудой в данном случае понимается размах), приведенных на рис. 6, для направления 135° составляют 0.07...0.09 Па, для направления 90° – 0.25...0.3 Па, для направления 45° – 0.8...0.85 Па. На рис. 6 изображены также и теоретически рассчитанные формы импульса. Амплитуды нелинейно рассеянных сигналов, получаемые из теоретических оценок превышают экспериментальные на 30–40%. В целом экспериментально и теоретически полученные результаты в достаточной мере сходны.

Из рис. 6 видно, что длительность сигнала нелинейного рассеяния зависит как от длительности импульса накачки, так и от размера фокальной области концентратора. При небольших пространственных размерах импульса накачки длительность принимаемого сигнала определяется в основном размерами фокуса. При пространственных длинах импульса накачки, значительно превышающих характерный размер фокуса, сигнал нелинейного рассеяния распадается на две части, соответствующие фронту нарастания импульса накачки и фронту спадания. Данная структура следует также и из теоретических оценок. Известно, что при использовании приближения "заданного поля" в правой части волнового уравнения стоит вторая производная от квадрата огибающей поля накачки, которая в данном случае не равна нулю только для областей нарастания и спадания импульса накачки. Следует отметить, что есть еще один параметр, существенно влияющий на характер сигнала нелинейного рассеяния – это добротность излучателя, которая во многом определяет форму излучаемого концентратором импульса.

Из рис. 6 видна еще одна особенность нелинейно рассеянного сигнала. Его форма сильно зависит от направления рассеяния, чем меньше угол рассеяния к акустической оси, тем короче принимаемый сигнал. Получается, что назад рассеиваются более низкие частотные составляющие сигнала накачки, вперед – более высокочастотные. Данное обстоятельство обусловлено некой спектральной избирательностью фокальной области, связанной с дифракцией, т.е. важно соотношение характерных размеров фокальной области и длин волн спектральных составляющих рассеянного сигнала.

Рассмотренный в работе эффект можно отнести к слабым нелинейным эффектам. Тем не менее, используя эффект нелинейного рассеяния на неоднородностях акустического поля, можно получать информацию о нелинейных параметрах однородных сред, причем в сложных ситуациях, когда доступ к исследуемой среде ограничен. Кроме того, знание о существовании данного эффекта поможет уточнить некоторые методы диагностики нелинейных сред.

Исследования выполнены при совместной поддержке РФФИ и Правительства Нижегородской области, грант РФФИ 08-02-99046 и Научной школы НШ-1055.2008.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kas'yanov D.A., Shalashov G.M.* Low-Frequency Backscattering From Focal Area of Focused Beam // Nonlinear acoustics at the beginning of the 21st Century, Proceedings of the 16thISNA. Moscow 2002. V. 2. P. 1201–1204.
2. *Сиротюк М.Г.* Экспериментальное исследование процесса развития ультразвуковой кавитации на частоте 500 кГц // Акуст. журн. 1962. Т. 8. № 2. С. 216–219.
3. *Ершов В.П., Касьянов Д.А., Родченков В.И., Сергеев Д.А.* Исследование процессов растворения и роста солевых монокристаллов в неоднородных акустических полях. II. Сфокусированное акустическое поле // Кристаллография. 2008. Т 53. № 2. С. 370–376.
4. *Каневский И.Н.* Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977. 336 с.
5. *Lukas B.G., Muir T.G.* The field of a focusing source // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 72. № 4. P. 1289.
6. *Левин В.М. и др.* Поле сферического фокусирующего преобразователя с произвольным углом раскрытия // Акуст. журн. 1987. Т. 33. №1. С. 140–144.
7. *Westervelt P.J.* Parametric Acoustic Array // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 4. P. 535.
8. *Дерябин М.С., Касьянов Д.А.* Детектирование импульсного сигнала в фокальной области сходящегося волнового фронта // Сб. трудов XVIII сессии РАО. М.: ГЕОС, 2006. С. 152–156.
9. *Касьянов Д.А.* Некоторые замечания относительно функции Грина кольца // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 5. С. 949–951.