АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2010, том 56, № 4, с. 463–471

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

УДК 534.2

ИСКАЖЕНИЕ ПОЛЯ СФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ ЗА СЛУЧАЙНЫМ ФАЗОВЫМ СЛОЕМ

© 2010 г. П. В. Юлдашев, Л. М. Крутянский*, В. А. Хохлова, А. П. Брысев*, Ф. В. Бункин*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991 Москва, Ленинские горы
E-mail: {petr, vera}@acs366.phys.msu.ru

**Научный центр волновых исследований учреждения Российской академии наук Института общей физики им. А.М. Прохорова (филиал)*
119991, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: {krut,brysev}@orc.ru

Поступила в редакцию 17.09.09 г.

Экспериментально и численно исследовано поле спектральных компонент сфокусированного ультразвукового пучка конечной амплитуды в воде за слоем, вносящим постоянный по величине и случайно распределенный в плоскости фазовый сдвиг. На основе полученных фокальных распределений поля и предложенного критерия определена степень сохранения фокусировки первых шести гармоник пучка, излучаемого на частоте 1.1 МГц. Рассмотрено несколько положений слоя по дальности от излучателя. Показано, что фокусировка высших гармоник может быть менее подвержена разрушению фазовым слоем, чем фокусировка волны основной частоты. Приведено сравнение расчета и эксперимента для двух частных случаев: 90-градусного и 180-градусного фазового слоя. Для последнего случая продемонстрировано избирательное разрушение фокусировки нечетных гармоник.

I. ВВЕДЕНИЕ

Случайный фазовый слой является распространенной моделью для изучения эффектов распространения волн в случайно-неоднородной среде [1–7]. В теоретических расчетах и при моделировании достаточно часто область случайно-неоднородной среды конечной толщины стягивается в бесконечно тонкий фазовый слой (фазовый экран) [2, 5–7]. В акустике модель фазового слоя используется для описания распространения звука через приземную атмосферную турбулентность, через кожу и жировые ткани при диагностических УЗ исследованиях и т.д. [1, 3, 4, 6, 7].

К настоящему времени большая часть результатов с моделью случайного фазового слоя получена в теории и для линейного распространения волн [2]. Сравнительно недавно были разработаны методы для исследования статистики плоских пилообразных волн и ударных импульсов за фазовым слоем [6, 7]. С практической точки зрения большое значение имеют задачи, связанные с исследованием волновых пучков [3, 4, 8, 9]. Так, задача о прохождении ультразвукового пучка конечной амплитуды через случайно-неоднородную среду представляет интерес как с общеволновой точки зрения, так и в связи с многочисленными приложениями в биомедицине [1], в неразрушающем контроле и пр. Например, в ультразвуковой гипертермии и хирургии на пути интенсивного пучка встречаются существенные неоднородности – слои кожи и жира, соединительные ткани, кости. Неоднородности искажают фокусировку, реализуемую классическими методами, уменьшая полезное воздействие или приводя к нежелательным побочным эффектам из-за поражения здоровых тканей. В современной медицинской диагностике все большее распространение получают ультразвуковые приборы, в которых применяются режимы работы, использующие нелинейность среды распространения. Характерным примером является сканирование с использованием вторичной тканевой гармоники, когда распространение волны сопровождается генерацией высших гармоник [10, 12]. Искажение фокусировки упомянутыми неоднородностями уменьшает в такой аппаратуре пространственное разрешение, чувствительность и увеличивает ошибки измерений [3, 4, 9, 11].

Прохождение нелинейных пучков через фазовый слой в основном изучалось численными методами [11]. Недавно были выполнены первые работы по аналитическому описанию нелинейного пучка за фазовым слоем [9], а также эксперименты по прохождению нелинейных пучков через неоднородный фазовый слой [8, 9]. Результаты этих работ позволяют предположить, что

при определенных условиях фокусировка гармоники в неоднородной среде может иметь преимущества по сравнению с обычной фокусировкой пучка, излучаемого на частоте гармоники. Другими словами, одна и та же неоднородность может сильнее разрушать фокусировку пучка частоты f, чем фокусировку n-ой гармоники частоты f/n, генерируемой в пучке.

Параллельно в нелинейной акустике недиспергирующих сред давно обсуждается проблема контроля каскадных процессов генерации гармоник, приводящих к усиленному нелинейному поглощению акустических волн. Эта проблема актуальна в ультразвуковой технике и, особенно, в тех биомедицинских приложениях, где требуется доставка высокой акустической мощности в заданную область пространства. Такой контроль можно осуществлять, например, путем введения резонансных поглотителей на выбранных гармониках [13, 14]. Для этой же цели предлагалось введение фазового сдвига между гармониками (предискажение профиля) [15, 16]. По аналогии со вторым методом специально подобранный фазовый слой для избирательной расфазировки выделенной гармоники может представлять интерес как еще один перспективный метод управления процессом генерации гармоник.

Следует особо отметить, что создание слоя с заданными статистическими свойствами представляет собой отдельную интересную и важную задачу. Сходные проблемы возникают, например, при разработке случайных УЗ решеток для медицинских приложений [17]. Существенной особенностью здесь является необходимость учета технологических ограничений и, как следствие, применение псевдослучайного алгоритма и его оптимизация.

В данной работе рассматривался фазовый слой, состоящий из множества случайно расположенных в плоскости одинаковых круглых областей, дающих фиксированный фазовый сдвиг. Подобная модель была использована в работе [9] для экспериментального подтверждения выводов теории, основанной на модели фазового слоя с плавными изменениями фазы. При этом анализ проводился в условиях квазилинейного распространения пучка с учетом лишь первых двух гармоник и слабой модуляции фазы. Основное внимание при сравнении эксперимента и теории было уделено влиянию корреляционной длины слоя на фокусировку нелинейного пучка. Из общих соображений ясно, что такого рода фазовый слой при определенных величинах вносимого фазового сдвига должен обладать специальными свойствами в отношении фокусировки различных гармоник. В настоящей работе величина фазового сдвига подбиралась как раз такой, чтобы обеспечить специфические "резонансные" условия для определенных гармоник. Кроме того, анализируется более полный их набор, включающий шесть первых гармоник и позволяющий полнее изучить особенности фокусировки пучка конечной амплитуды в рассматриваемой схеме. Численное моделирование показало, что фазовый слой предложенного типа действительно приводит к избирательному воздействию на поле высших гармоник. Полученные результаты были также подтверждены экспериментально.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

А. Уравнение Вестервельта

Для описания нелинейных и дифракционных эффектов в сфокусированном ультразвуковом пучке использовалось уравнение Вестервельта, которое в сопровождающей системе координат можно записать в виде:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial\tau\partial z} = \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3}\frac{\partial^2 p^2}{\partial\tau^2} + \frac{c_0}{2}\Delta p. \qquad (1)$$

Здесь p – акустическое давление, z – выделенное направление вдоль оси пучка, $\tau = t - z/c_0$, t – время, $\Delta p = \partial^2 p/\partial z^2 + \partial^2 p/\partial y^2 + \partial^2 p/\partial x^2$, x и y – поперечные к z пространственные координаты; ρ_0, c_0 и β – соответственно плотность, скорость звука и коэффициент нелинейности в среде. Заметим, что в отличие от широко используемого уравнения Хохлова-Заболотской [4, 6, 7, 12] в уравнении (1) не делается предположения о малости углов дифракции. В данной работе характерные размеры исследуемых неоднородностей составляют всего несколько длин волн, поэтому дифракционные эффекты необходимо учитывать более точно.

Запись уравнения (1) в сопровождающей системе координат удобна для дальнейшего построения численного решения, в котором использовался метод расщепления по физическим факторам [4, 11]. Нелинейные и дифракционные эффекты рассчитывались последовательно на каждом шаге вдоль направления распространения волны z, моделирование проводилось в спектральном представлении [12], т.е. решалась система уравнений для конечного числа гармоник исходной волны.

$$p(\tau,x,y,z) = \sum_{n=-N}^{N} p_n(x,y,z)\exp(-i2\pi nf\tau). \qquad (2)$$

Здесь f – основная частота волны. Так как нелинейные эффекты предполагались достаточно слабыми, то типичный расчет проводился с использованием восьми гармоник, из которых анализировались первые шесть. Нелинейный оператор рассчитывался методом Рунге-Кутта четвер-

того порядка точности для каждого из узлов сетки по поперечным пространственным координатам. Дифракционный оператор рассчитывался для каждой из гармоник методом углового спектра [18–20]. В соответствии с этим методом поле давления $p_n(x,y,z)$ n-ой гармоники в плоскости (x, y) на расстоянии z с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) разлагается в двумерный спектр $\hat{p}_n(k_x,k_y,z)$ по пространственным частотам (k_x,k_y). Компоненты углового спектра на следующем шаге $\hat{p}_n(k_x,k_y,z+\Delta z)$

$$\hat{p}_n(k_x,k_y,z+\Delta z) = \hat{p}_n(k_x,k_y,z)H(k_x,k_y,\Delta z) \quad (3)$$

получаются умножением на соответствующий фазовый множитель,

$$H(k_x,k_y,\Delta z) = \exp[i\Delta z\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}], \quad (4)$$

который также называют передаточной функцией или пропагатором для данной компоненты углового спектра [20]. Обратное БПФ дает искомое поле $p_n(x,y,z+\Delta z)$. При достижении фазового слоя поле каждой гармоники умножается на фазовый множитель, задаваемый фазовым слоем: $p_n^{scr}(x,y,z) = p_n(x,y,z)\exp[in\varphi(x,y)]$, где $\varphi(x,y)$ – функция, описывающая вариации фазы в слое на основной частоте.

Использование метода углового спектра (3) для расчета свертки исходного поля с функцией Грина в интеграле Рэлея выгодно отличается по скорости вычислений от непосредственного суммирования интеграла Рэлея за счет использования БПФ [11, 19]. Наряду с этим достоинством методу углового спектра, как любому решению в виде интеграла Рэлея, присущи определенные ограничения. Во-первых, предполагается, что волна распространяется только в одном направлении (в данном случае в положительном направлении оси z) и, тем самым, рассеяние назад не учитывается. Однако, если рассеяние назад слабое, можно считать, что волновое поле описывается достаточно точно [21]. Другое ограничение метода углового спектра связано с использованием конечной пространственной области для представления поля $p_n(x,y,z)$. Размер области L определяет конечный шаг дискретизации в пространстве частот $\Delta k = 2\pi/L$. Заметим, что передаточный множитель (4) зависит от пространственных частот k_x и k_y осциллирующим образом, причем при $k_x^2 + k_y^2 \to k_0^2$ частота указанных осцилляций стремится к бесконечности, т.е. при дискретизации с конечным шагом $\Delta k = 2\pi/L$ описание неизбежно становится неточным. Обычно эта проблема решается путем обнуления передаточной функции, начиная с частот, которые не могут быть адекватно представлены отсчетами с шагом Δk [18, 19, 22]. При этом несколько понижается точность расчета дифракционного оператора, т.к. учитываются не все плоские волны с волновыми векторами, образующими угол с осью z в интервале от $-90°$ до $+90°$, а только их часть из этого диапазона. Тем не менее, во многих практически важных случаях такое приближение оказывается достаточно точным [22].

В расчетах размеры пространственных областей представления поля по координатам x и y были равны $L_x = L_y = 143.4$ мм. Обнуление передаточной функции при таких параметрах дает максимальный угол дифракции 36° при $z = 72$ мм (фокусное расстояние). Проверка точности алгоритма проводилась сравнением рассчитанного поля с аналитическим решением для линейного поля круглого сфокусированного поршневого излучателя. Относительная ошибка составила не более 1%. Шаги по пространственным координатам были равны $dx = dy = 0.14$ мм (1024 на 1024 точек), $dz = 0.5$ мм.

В качестве граничного условия использовалась как модель поршневого излучателя, так и полученные экспериментально данные по распределению амплитуды колебательной скорости на поверхности использованного преобразователя. Это распределение было получено с помощью метода акустической голографии [23] в условиях, когда на излучатель подавалось малое напряжение возбуждения, что обеспечивало линейный режим распространения волн. При этом в последующих измерениях предполагалось, что найденное таким образом распределение сохраняется и в случае больших уровней возбуждения преобразователя. В расчетах абсолютная величина амплитуды давления вблизи поверхности излучателя выбиралась так, чтобы фокальные распределения первой и второй гармоник для случая однородной среды (вода) наилучшим образом совпадали с измеренными значениями.

Б. Критерий сохранения фокусировки

Для определения степени сохранения (разрушения) фокусировки фазовым слоем используется энергетический критерий, сходный с введенным в работе [3]. В его основе лежит вычисление доли мощности пучка, сконцентрированной в пределах главного фокального максимума. Для минимизации ошибок измерений в настоящей работе рассчитывается отношение α_n мощности пучка на частоте n-ой гармоники в пределах главного фокального максимума W_n к полной мощности пучка W_{0n} на той же частоте: $\alpha_n = W_n/W_{0n}$, а не к суммарной мощности вне фокального максимума $W_{0n} - W_n$, как это делалось в [3].

Нормированная величина $Q_n = \alpha_n^{scr}/\alpha_n^0$, где α_n^{scr} рассчитано в присутствии слоя, а α_n^0 – без слоя,

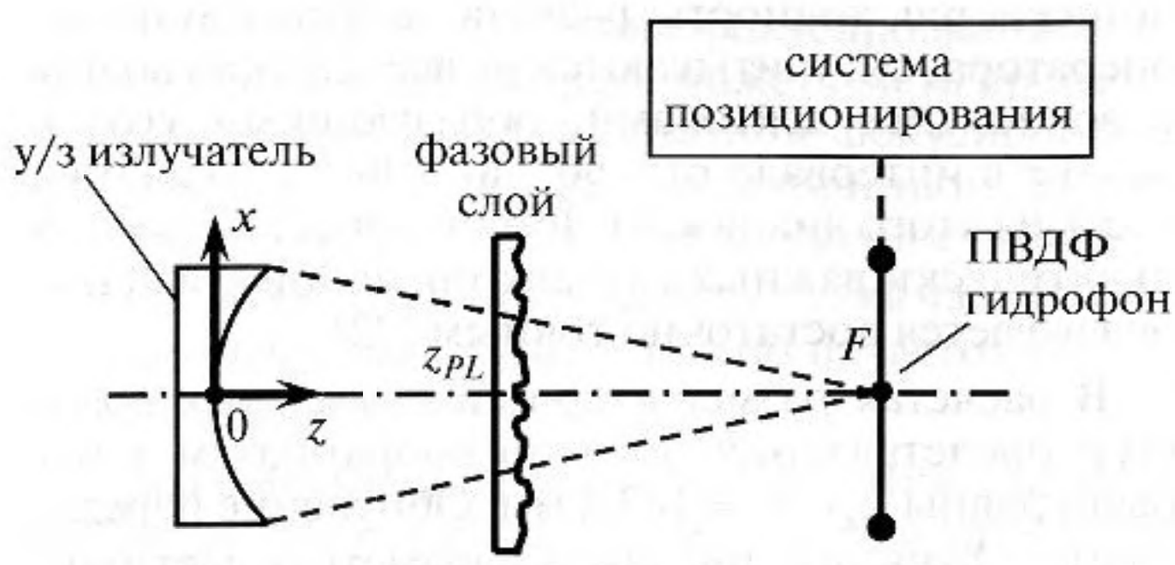

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

характеризует степень сохранения фокусировки n-ой гармоники пучка после прохождения через слой. Размер зоны центральной фокальной области выбирался по уровню –6 дБ от максимума по аналогии с принятыми методиками для определения средней по пространству интенсивности в фокусе [1]. Случаю полного разрушения фокальной области соответствует $Q_n \to 0$, а случаю фокусировки без фазового слоя $Q_n = 1$. Величины α_n^0, α_n^{scr} и Q_n вычислялись для первых шести гармонических компонент пучка.

Моделирование проводилось для различных положений слоя на оси пучка и величин фазового сдвига на неоднородностях слоя. Далее будут приведены наиболее показательные результаты для случаев 180-градусного и 90-градусного набега фазы по основной частоте.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОД

А. Экспериментальная установка

Упрощенная схема эксперимента представлена на рис. 1. Пьезокерамический ультразвуковой излучатель диаметром 40 мм, фокусным расстоянием 72 мм и резонансной частотой 1.1 МГц размещался в водном бассейне. Такие параметры ультразвуковых импульсов, как несущая частота $f = 1.1$ МГц, длительность 25 периодов (~23 мкс) и частота повторения 100 Гц, задавались установками генератора Tektronix AFG-3102. К его выходу был подключен специальный усилитель, за счет чего амплитуда радиоимпульсов возбуждения на преобразователе составляла 60 В. Это было необходимо, чтобы обеспечить эффективную генерацию гармоник вплоть до шестой при распространении ультразвукового пучка до фокальной плоскости. При указанных параметрах в отсутствие слоя измеренное положительное пиковое давление в фокусе составляло 2.14 МПа, а интенсивность пучка в фокусе – 300 Вт/см^2. Измерение акустического поля осуществлялось широкополосным мембранным гидрофоном GEC-Marconi с диаметром мембраны 100 мм и диаметром активной зоны 0.5 мм. В полосе частот 1–7 МГц неравномерность его частотной характеристики не превышала 3 дБ. Гидрофон перемещался в фокальной плоскости излучателя с помощью автоматизированной позиционирующей системы Velmex BiSlide. Сканирование осуществлялось, как правило, на области 50 × 50 мм с шагом 1 мм. При необходимости для центральной фокальной области использовалась дополнительная сетка сканирования с шагом 0.2 мм, при этом значения периферийных измерений с крупным шагом интерполировались на эту более мелкую сетку. Принятый гидрофоном сигнал через предварительный широкополосный усилитель поступал в цифровой осциллограф Tektronix TDS 340A. В каждой точке измеряемого поля производилось усреднение сигнала по 16 выборкам и последующий анализ Фурье с вычислением комплексных амплитуд p_n первых шести гармоник.

Для нахождения величины Q_n в фокальном распределении поля каждой n-ой гармоники в отсутствие слоя определялась область, где амплитуда составляла не менее –6 дБ от центрального максимума. В этой области по элементам сетки измерений вычислялась сумма квадратов модулей комплексных амплитуд $|p_n|^2$, пропорциональная мощности гармоники W_n в фокальном пятне. Величина W_{0n}, пропорциональная полной мощности гармоники, рассчитывалась аналогичным суммированием по всей измеряемой области. При этом значения $|p_n|$, не превосходящие амплитуду шумов, полагались равными нулю. Далее вычислялась величина Q_n на основе приведенных выше соотношений.

Б. Фазовый слой

Фазомодулирующий слой помещался между излучателем и фокусом ортогонально оси излучателя. Внешний вид одной из моделей слоя показан на рис. 2. Как и в работе [9], слой представлял собой пластинку из полиэтилена с одинаковыми цилиндрическими углублениями. Толщина пластинки составляла 4.4 мм, а диаметр углублений – 3 мм. Как было показано в серии предварительных расчетов на основе линейной модели, при прочих равных условиях с ростом диаметра углублений уменьшается искажение фокусировки и увеличивается дисперсия результатов по отдельным реализациям. Максимальные искажения достигаются при отношении площади углублений к общей площади слоя, равном 0.5. Именно это соотношение площадей и использовалось при изготовлении слоя. Было также проверено, что искажения фокусировки в такой системе нарастают с увеличением фазового сдвига на углублениях и

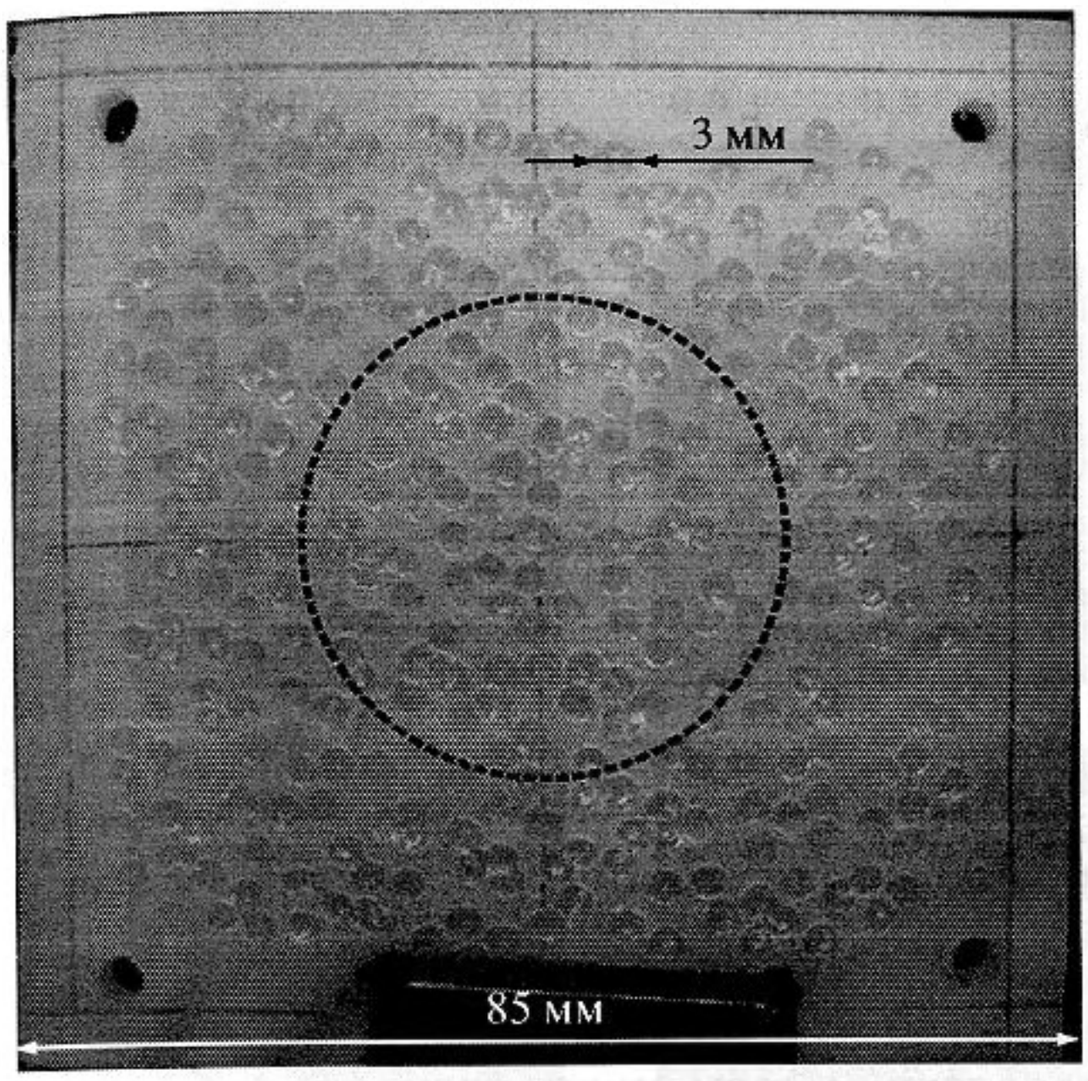

Рис. 2. Фотография модели фазового слоя. Глубина отверстий соответствует 90° фазовому сдвигу для основной частоты пучка. Окружностью показан размер излучателя.

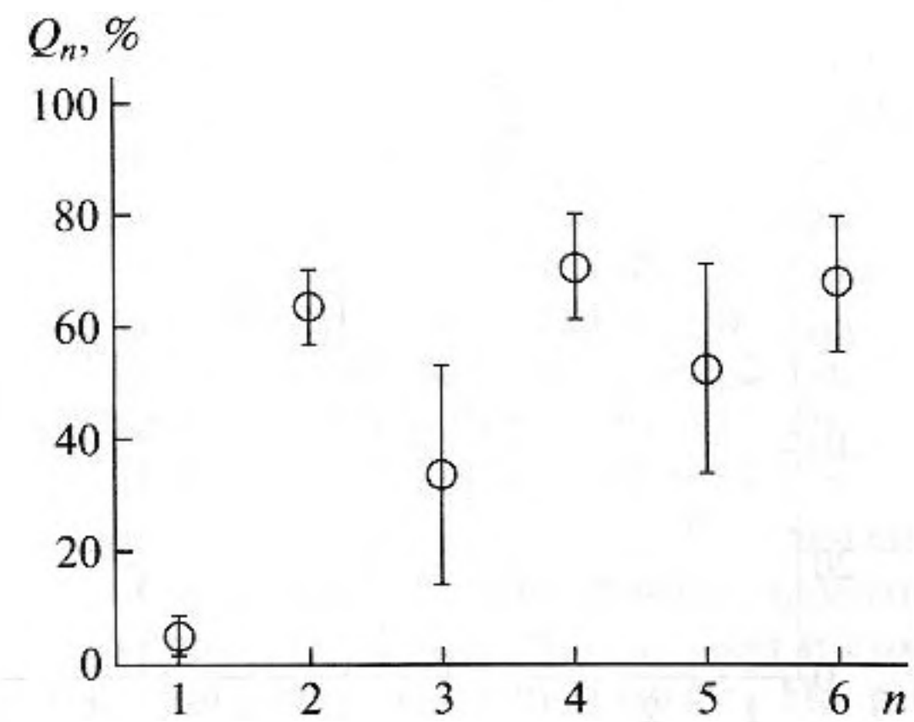

Рис. 3. Критерий сохранения фокусировки Q_n для первых шести гармоник за 180° фазовым слоем, расположенным на половине расстояния от излучателя, $z_{PL} = 0.5F$.

достигают максимума при сдвиге 180°. Значение диаметра углублений d = 3 мм было выбрано как компромисс между разумным для изготовления числом углублений и стремлением к достижению существенных искажений фокусировки в экспериментах.

Для нахождения координат центров углублений был реализован следующий алгоритм, отличающийся от использованного ранее в работах по созданию двумерных фазированных решеток со случайным расположением элементов [17]. Алгоритм предполагал разбиение поверхности на сетку, состоящую из равносторонних треугольников со стороной $D = d\sqrt{\pi/\sqrt{3}}$, с последующим случайным и независимым друг от друга отклонением центров отверстий из узлов сетки в пределах заданного круга. Радиус круга для случайного отклонения выбирался таким образом, чтобы перекрытия отверстий отсутствовали или были незначительными. Характерное значение этого радиуса равнялось $1.25 \cdot (D - d)$.

Слой был изготовлен из полиэтилена низкой плотности (PE-LD). Скорость продольных волн в слое составляла $c_{\text{pe}} = 1950$ м/с, плотность $\rho_{\text{pe}} = 920$ кг/м^3 [24], а акустический импеданс – $\rho_{\text{pe}} c_{\text{pe}} = 1.79 \times 10^6$ кг/м^{2}с. Близость импедансов полиэтилена и воды ($\rho_{\text{w}} c_{\text{w}} = 1.49 \times 10^6$ кг/м^{2}с) обеспечивала хорошее акустическое согласование этих двух сред. Поглощение ультразвука в слое было измерено в частотной области 1–7 МГц с помощью широкополосной модификации метода сравнения с эталоном [25] и составило для 1–6 гармоник соответственно 50 м$^{-1}$, 120 м$^{-1}$, 180 м$^{-1}$, 250 м$^{-1}$, 320 м$^{-1}$, 390 м$^{-1}$. Заметим, что учет поглощения в слое незначительно сказывается на всех приведенных ниже результатах. Коэффициент прохождения волны (по звуковому давлению), измеренный для плоскопараллельной пластинки полиэтилена толщиной 4.4 мм с учетом затухания на частоте 1.1 МГц при нормальном падении в воде, составил 0.79. В экспериментах использовались две модели фазового слоя, изготовленные по одной и той же реализации: с глубиной цилиндрических выемок 1.4 ± 0.1 мм и 2.8 ± 0.1 мм, что соответствовало фазовым сдвигам на неоднородностях слоя для основной частоты 90° и 180° с точностью не хуже 8% и 4%, соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты одного из расчетов критерия сохранения фокусировки Q_n для первых шести гармоник представлены на рис. 3. Слой располагался на половине фокусного расстояния $z_{PL} = 0.5F$, фазовый сдвиг составлял 180°, т.е. за слоем инвертировалась фаза основной частоты и всех нечетных гармоник. Излучение преобразователя считалось поршневым, потери на отражение и затухание в слое не учитывались. Все остальные параметры моделирования соответствовали описанной выше геометрии и условиям эксперимента. На рисунке показаны значения Q_n (кружки) и среднеквадратичные отклонения, полученные как результат усреднения десяти расчетов с различными реализациями распределений фазовых областей на слое. Как и предполагалось, характерной особенностью данного случая является

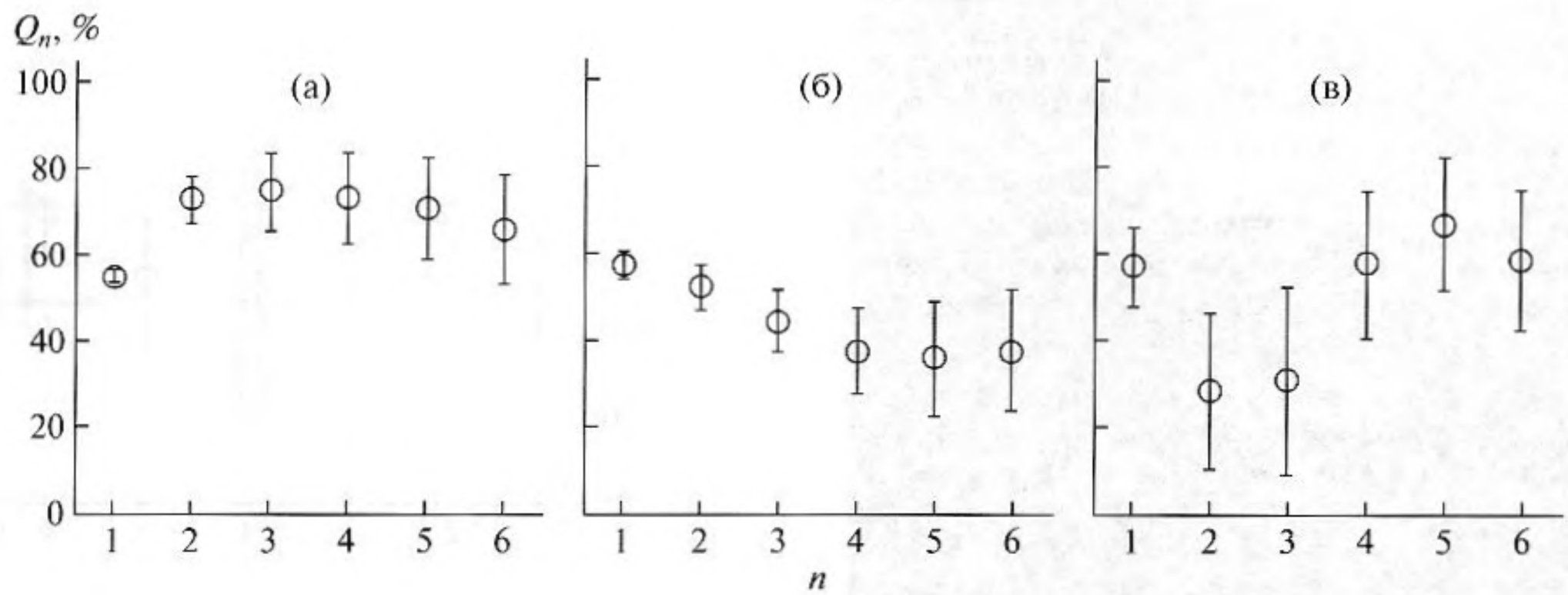

Рис. 4. Критерий сохранения фокусировки Q_n для первых шести гармоник за 90° фазовым слоем, расположенным на расстоянии $z_{PL} = 0.25F$ (а), $0.5F$ (б) и $0.75F$ (в) от излучателя.

сильное искажение фокусировки пучка на основной частоте и на нечетных гармониках. В то же время четные гармоники, фаза которых фактически не изменяется при прохождении слоя, искажены слабее. С повышением номера гармоник разброс между значениями Q_n для четных и нечетных гармоник уменьшается. Расчеты были также проведены для других положений слоя в пределах от $z_{PL} = 0.25F$ до $0.75F$ и дали качественно сходные результаты.

Более сложная картина искажений поля гармоник наблюдается, когда слой вносит 90-градусный фазовый сдвиг для основной частоты и инвертирование фазы происходит для второй гармоники. Как упоминалось выше, этот случай интересен тем, что может понизить эффективность каскадных процессов перекачки энергии волны вверх по спектру за счет случайной расфазировки и нарушения когерентности взаимодействия 1-ой и 2-ой гармоник. Ясно, что сильный эффект модулирующего воздействия слоя на вторую гармонику должен наблюдаться, когда ее амплитуда при падении на слой уже сравнительно велика, т.е. при положении слоя достаточно близко к фокусу. С другой стороны, если слой расположен слишком близко к фокусу, искажения будут слабее в силу сокращения расстояния, проходимого фазомодулированной волной от слоя до фокуса и из-за увеличения эффективного диаметра отверстий по отношению к поперечному сечению пучка. В пределе, при $z_{PL} = F$, величина Q_n должна быть близка к единице.

На рис. 4 представлены результаты расчетов величин Q_n для различных положений 90-градусного слоя: $z_{PL} = 0.25F$ (а), $0.5F$ (б) и $0.75F$ (в). Интересно, что даже такой сравнительно большой фазовый сдвиг, как 90°, не разрушает фокусировку основной гармоники полностью: Q_1 падает только до уровня порядка 60% для всех трех представленных на рис. 4 положений слоя.

Когда слой находится близко к излучателю ($z_{PL} = 0.25F$, рис. 4а), генерация гармоник происходит, в основном, за слоем в поле искаженной волны основной частоты. Амплитуда второй гармоники при падении волны на слой еще мала, и случайное инвертирование ее фазы не вносит заметного эффекта. Видно, что фокусировка высших гармоник сохраняется лучше, чем фокусировка первой ($Q_n > Q_1$ при $n > 1$). Таким образом, предположение о возможности существования условий, при которых высшие гармоники в среде с неоднородностью фокусируются лучше, чем фундаментальная компонента, подтверждается проведенными численными расчетами для данного положения слоя. Заметим, что величина Q_n не связана напрямую с мощностью n-й гармоники, а характеризует лишь степень сохранения ее фокусировки. Например, хотя Q_n для второй гармоники в рассмотренном ранее случае 180° фазового слоя велика, полная мощность пучка на второй гармонике на 7 дБ ниже, чем в отсутствие слоя.

При положении слоя посередине между излучателем и фокальной плоскостью ($z_{PL} = 0.5F$, рис. 4б) амплитуда второй гармоники при падении на слой уже достаточно высока. Ее сильная модуляция приводит к нарушению синфазности, необходимой для каскадной перекачки энергии вверх по спектру при дальнейшем распространении пучка. При этом фокусировка высших гармоник оказывается разрушенной сильнее, чем у компоненты основной частоты.

При дальнейшем смещении слоя по направлению к фокусу ($z_{PL} = 0.75F$, рис. 4в) амплитуды

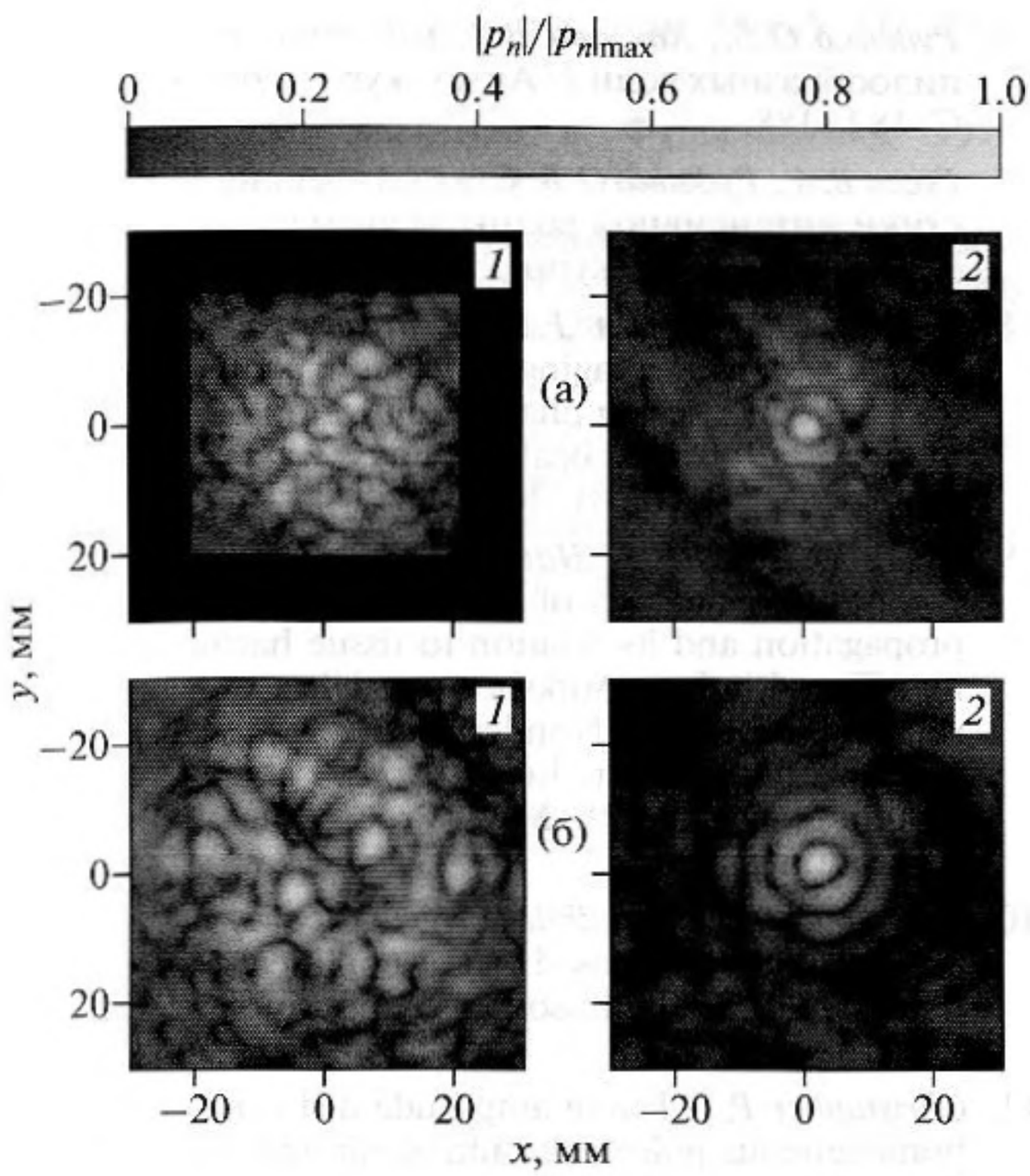

Рис. 5. Пространственные распределения амплитуд 1-й и 2-й гармоник, измеренные (верхний ряд) и рассчитанные (нижний ряд) в фокальной плоскости за 180° фазовым слоем, расположенным на расстоянии $z_{PL} = 0.5F$ от излучателя.

уже не только второй, но и более высоких гармоник достаточно высоки, и потому и в этих гармониках происходит случайная фазовая модуляция слоем. Для рассматриваемого положения слоя расчет предсказывает особенно резкое уменьшение значение параметра Q_n на 2-ой и 3-ей гармониках; на 4-ой гармонике, напротив, Q_n растет, что, вероятнее всего, объясняется нулевым фазовым сдвигом (360°) для этой частоты.

Для теоретически рассмотренных выше случаев "резонансного" искажения поля гармоник за фазовым слоем, как наиболее интересных и показательных, было проведено сравнение с экспериментом. Данные измерений распределения поля 1-ой и 2-ой гармоник в фокальной плоскости излучателя для случая, когда 180-градусный слой находится в положении $z_{PL} = 0.5F$, показаны на рис. 5а. Эксперимент демонстрирует практически полное разрушение фокусировки 1-ой и сохранение фокусировки 2-ой гармоники. На рис. 5б показан соответствующий расчет для использовавшейся в эксперименте реализации слоя и для измеренного распределения колебаний на излучателе. Видно, что эксперимент и расчет качественно хорошо согласуются друг с другом, хотя и не совпадают в деталях, поскольку установить точное положение фазового слоя в плоскости (x, y) оказалось затруднительно.

На рис. 6 приведены измерения и расчет зависимости критерия Q_n от номера гармоники для фазовых слоев 90° (а) и 180° (б) при их положении $z_{PL} = 0.75F$. Для 90° слоя наблюдаются все предсказанные моделью качественные особенности: разрушение фокусировки 2-ой и 3-ей гармоники на фоне сохранения фокусировки 1-ой, и подъем для 4-ой гармоники, испытывающей сдвиг на 360°. В то же время модель по сравнению с экспериментом несколько занижает значения Q_n для первых двух гармоник и завышает его для гармоник с номерами с 4-го по 6-ой.

Для 180° слоя (рис. 6б) соответствие эксперимента и расчета, предсказывающего провалы на нечетных гармониках, наблюдается для трех первых гармоник, при этом, как и прогнозирует расчет, разрушение фокусировки 1-ой гармоники

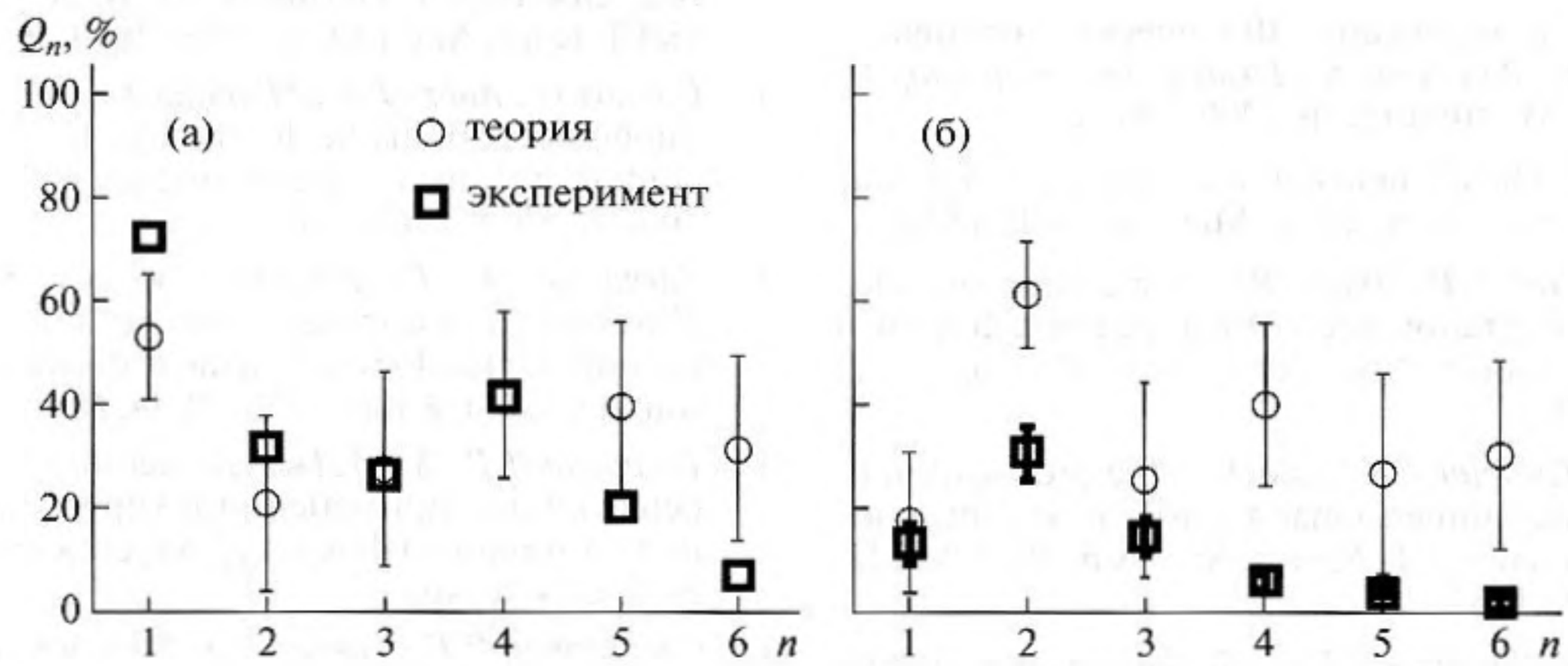

Рис. 6. Сравнение критерия сохранения фокусировки Q_n для первых шести гармоник при расположении фазового слоя на расстоянии $0.75F$ от излучателя, (а) за 90°, (б) за 180° фазовым слоем. Квадратные маркеры – данные эксперимента, круговые маркеры – результаты численных расчетов.

очень сильное. На гармониках выше 3-ей измеренные величины Q_n значительно ниже расчетных, что может быть вызвано снижением точности измерений малых амплитуд регистрируемых сигналов на этих частотах. Другой возможной причиной расхождений может являться наличие гармонических компонент, возбуждаемых непосредственно излучателем из-за недостаточной линейности лабораторного усилителя мощности.

Таким образом, в работе с помощью численного моделирования и экспериментально исследованы характерные особенности фокусировки гармоник ультразвукового пучка конечной амплитуды за фазовым слоем с фиксированным набегом фазы в областях случайно распределенных неоднородностей. Продемонстрировано, что в такой системе за счет выбора величины сдвига фазы в слое можно получить избирательное разрушение фокусировки основной гармоники и ближайших нечетных гармоник. Показано также, что при расположении неоднородности вблизи излучателя фокусировка на высших гармониках может давать преимущество. При расположении слоя вблизи фокуса можно разрушать фокусировку высших гармоник, что показано на примере второй гармоники, для которой фазовый слой вносил 180-градусный фазовый сдвиг. Возможна настройка слоя на разрушение и других гармоник.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты 09-02-93107-НЦНИЛ_а, 09-02-01530), программ ОФН РАН "Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред", МНТЦ 3691 и NIH R01EB007643. Авторы выражают благодарность Н.А. Брысевой за помощь в выполнении работы, а также О.А. Сапожникову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ультразвук в медицине. Физические основы и применения. Ред. *Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г.*, пер. с англ. М.: Физматлит, 2008. 544 с.
2. *Uscinski B.J.* The elements of wave propagation in random media. New-York, 1977. McGraw-Hill. 153 p.
3. *Tabei M., Mast T.D., Waag R.C.* Simulation of ultrasonic focus aberration and correction through human tissue // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 2. P. 1166–1176.
4. *Jing Y. and Cleveland R.* Modeling the propagation of nonlinear three-dimensional acoustic beams in inhomogeneous media // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. № 3. P. 1352–1364.
5. *Шленов С.А., Кандидов В.П.* Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 565–571.
6. *Руденко О.В., Хохлова В.А.* Кинетика одномерных пилообразных волн // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 1. С. 182–188.
7. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Статистические характеристики интенсивной волны за двумерным фазовым экраном // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 1. С. 24–35.
8. *Brysev A.P., Bunkin F.V., Krutyansky L.M., Klopotov R.V.* Acoustic imaging of object in phase inhomogeneous medium using phase conjugation of higher harmonic of ultrasound beam // Phys. Wave Phenomena. 2005. V. 13. № 2. P. 81–86.
9. *Xiang Yan, Mark F. Hamilton.* Angular spectrum decomposition analysis of second harmonic ultrasound propagation and its relation to tissue harmonic imaging. The 4th Int. Workshop on Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization, June 19, 2006 at UMass Dartmouth, N. Dartmouth, MA – Proceedings published in www.ndt.net.
10. *Averkiou M.A., Roundhill D.N., and Powers J.E.* A new imaging technique based on the nonlinear properties of tissues // IEEE Ultrasonics Symposium. 1997. V. 2. P. 1561–1566.
11. *Christopher P.T.* Finite amplitude distortion-based inhomogeneous pulse echo ultrasonic imaging // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelctr. Freq. Control. 1997. V. 44. P. 125–139.
12. *Хохлова В.А., Пономарев А.Е., Аверкью М.А., Крам Л.А.* Нелинейные импульсные поля прямоугольных фокусированных источников диагностического ультразвука // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 4. С. 560–570.
13. *Андреев В.Г., Васильева О.А., Руденко О.В., Лапшин Е.А.* Процессы генерации второй гармоники и вынужденного параметрического усиления в среде с селективным поглощением // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 12–16.
14. *Khokhlova V.A., Kashcheeva S.S., AverkiouM.A., and Crum L.A.* Effect of selective absorption on nonlinear interactions in high intensity acoustic beams. In: Nonlinear Acoustics at the Turn of the Millennium (Proc. 15th International Symposium on Nonlinear Acoustics, Goettingen, Germany, 1999), ed. W. Lauterborn and T. Kurz, Am. Inst. of Phys. 2000. P. 151–154.
15. *Couture O., Aubry J-F., Montaldo G., Tanter M., Fink M.* Suppression of tissue harmonics for pulse-inversion contrast imaging using time reversal // Phys. Med. Biol. 2008. V. 53. P. 5469–5480.
16. *Sarvazyan A., Rudenko O., Swanson S., Fowlkes J., Emelianov S.* Shear wave elasticity imaging: a new ultrasonic technology of medical diagnostics // Ultrasound in Med. &Biol. 1998. V. 24. № 9. P. 1419–1435.
17. *Гаврилов Л.Р., Хэнд Дж.* Двумерные фазированные решетки для применения в хирургии: сканирование одиночного фокуса // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 4. С. 456–466.
18. *Christopher P.T., Parker K.J.* New approaches to the linear propagation of acoustic fields // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 90. № 1. P. 507–521.
19. *Zemp R.J., Tavakkoli J., Cobbold R.S.C.* Modeling of nonlinear ultrasound propagation in tissue from array

transducers // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 1. P. 139–152.

20. *Гудмен Дж.* Введение в Фурье-оптику. 1970, Москва "Мир", пер. с англ. 364 с.

21. *Varslot T., Masoy S.E.* Forward propagation of acoustic pressure pulses in 3D soft biological tissue // Modeling Identification and Control. 2006. V. 27. № 3. P. 181–200.

22. *Wu P., Kazys R., Stepinsky T.* Optimal selection of parameters for the angular spectrum approach to numerically evaluate acoustic fields // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V. 101. № 1. P. 125–134.

23. *Морозов А.В., Пищальников Ю.А., Сапожников О.А.* Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе распределения акустического давления вдоль контрольной плоскости. Труды X сессии РАО. 2000. Т. 1. С. 187–190.

24. *Selfridge A.R.* Approximate material properties in isotropic materials // IEEE transactions on sonics and ultrasonics. 1985. V. SU-32. № 3. P. 381–394.

25. *Gong X.F., Zhu Z.M., Shi T., and Huang J.H.* Determination of acoustic nonlinearity parameter in biological media using FAIS and ITD methods // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86. № 1. P. 1–5.