

УДК 534.2

О ДИФРАКЦИИ ПИЛООБРАЗНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНЫ НА УЗКОМ КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ В ЭКРАНЕ

© 2021 г. С. Н. Гурбатов^{а, *}, П. Н. Вьюгин^а, М. С. Дерябин^{а, б, **}, Д. А. Касьянов^б,
В. В. Курин^а, А. В. Тюрина^а, В. К. Бахтин^{а, б}

^аФедеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского” (ННГУ),
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия

^бФедеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук” (ИПФ РАН),
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: gurb@rf.unn.ru

**e-mail: mmm1984@inbox.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 09.03.2021 г.

Принята к публикации 10.03.2021 г.

Представлены экспериментальные и теоретические исследования дифракционных эффектов в интенсивных акустических пучках при их дифракции на узком круглом отверстии в экране. Характерное акустическое давление, достигаемое в эксперименте на апертуре излучателя, составляет 1 МПа. Рабочая частота излучателя 2 МГц. Регистрация акустических сигналов в экспериментах осуществлялась в частотном диапазоне до 100 МГц. Особое внимание в экспериментах уделено случаю прохождения пучка нелинейных волн через отверстие с диаметром существенно меньшим характерной ширины пучка. Теоретические исследования в работе основаны на численном моделировании с помощью уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова. Показано, что распространение интенсивных акустических пучков, испытавших дифракцию на узком круглом отверстии в экране, сопровождается вырождением пилообразной волны в последовательность коротких импульсов. В прошедшей через отверстие волне вследствие пространственной фильтрации преобладают высокочастотные компоненты спектра, что приводит к изменению закона спада гармоник в спектре. Исследована зависимость закона спада гармоник в спектре пилообразной волны, прошедшей через отверстие в экране, от соотношения диаметра отверстия и характерной ширины падающего интенсивного акустического пучка.

Ключевые слова: ударные волны, пилообразные волны, нелинейные эффекты, интенсивные акустические пучки, дифракция

DOI: 10.31857/S0320791921030047

ВВЕДЕНИЕ

Для акустических волн можно пренебречь дисперсией в достаточно широком частотном диапазоне, поэтому в одномерном случае условия синхронизма выполнены для любой тройки нелинейно взаимодействующих гармоник. Это приводит к лавинообразному росту числа взаимодействующих гармоник и, как следствие, к образованию разрывов в первоначально непрерывной волне [1–5]. Для гармонического входного сигнала совместное действие нелинейности и диссипации при больших акустических числах Рейнольдса приводит к формированию пилообразного профиля. Более того, такой профиль является универсальным для произвольного начального пери-

одического возмущения [6]. При этом количество пилообразных участков на периоде определяется числом одинаковых по величине максимумов интеграла от начального возмущения. Для шумовых волн это приводит к существенному уширению спектра и формированию универсальных высокочастотных асимптотик спектра.

Эффекты, возникающие при распространении акустического поля со сложной пространственно-временной структурой, обусловлены совместным проявлением нелинейных свойств среды распространения, дифракции поля и диссипации [6–20]. Характер эволюции интенсивных звуковых пучков определяется соотношением нелинейных и дифракционных эффектов. Для до-

статочны интенсивных пучков профиль нелинейной волны на больших расстояниях также близок к пилообразному.

Одна из наиболее интересных областей исследования интенсивных нелинейных волн — это взаимодействие их с препятствиями, особенно с препятствиями, представляющими собой пространственные фильтры. Так, при прохождении волны через экраны или слой турбулентной среды возникает ряд новых эффектов, связанных с изменением пространственной и временной структуры падающего поля. Это приводит к изменению относительной роли нелинейных и диссипативных эффектов, возможны также эффекты, связанные с возникновением случайных фокусировок и дефокусировок [6, 13].

Подобных исследований сравнительно немного. Есть теоретические работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [21], экспериментальное исследование отражения ударных волн от жестких поверхностей [22], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [23, 24] и некоторые другие.

Если области проявления нелинейности и дифракции можно разделить в пространстве, то описание эволюции пучка можно проводить на основе поэтапного подхода [14]. В общем же случае обычно используется описание на основе уравнения Хохлова—Заболотской—Кузнецова (ХЗК), полученное для распространения интенсивных акустических пучков с узким угловым спектром [15, 25], а также некоторые другие описания, связанные с параболическим приближением [16].

Сложности в постановке экспериментальных исследований обычно связаны с экспериментальной техникой — необходимо обеспечить высокое пространственное разрешение и широкую полосу приемной аппаратуры, требуемую для анализа реальной формы нелинейной волны с учетом высших гармоник [9, 11, 12].

Данная работа посвящена экспериментальному изучению и теоретическому моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с классическим препятствием в виде круглого отверстия в экране. Рассматривается случай, когда на экран с отверстием малого размера падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия эксперимента подобраны таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле за экраном, где характерной чертой распространения поля является относительное усиление

высших гармоник, связанное с особенностями дифракции первых гармоник поля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Экспериментальные исследования проводились в воде на установке, созданной на базе комплекса автоматизированных акустических измерений, подробно описанной, например, в [11].

На рис. 1 изображена схема проведения измерений. В качестве излучателя использовался плоский круглый пьезокерамический преобразователь I фирмы Olympus, работающий в импульсном режиме. Частота синусоидального заполнения радиоимпульсов накачки 2 МГц, длительность импульсов 2 мкс, период следования 50 мс. Эффективный диаметр апертуры излучателя составляет 45 мм, при этом для управления дифракционной ситуацией в падающем поле имеется техническая возможность ограничивать начальную апертуру излучателя до 20 мм с помощью поглощающих экранов. Характерная амплитуда акустического давления на апертуре излучателя при проведении эксперимента составляла 1 МПа. На расстоянии 250 мм от апертуры излучателя располагался экран 2 с отверстием, имеющим диаметр 2 мм, что сравнимо с длиной волны несущей частоты и много меньше ширины пучка падающего поля. Экран изготавливался из плотного пенопласта, покрытого водонепроницаемым покрытием. Форма экрана приведена в правой части на рис. 1. Плоскости апертуры излучателя и поверхности экрана устанавливались параллельно. Положение экрана выбиралось таким образом, чтобы пилообразный временной профиль в падающем пучке был сформирован до падения поля на экран, а фронт падающего поля был квазиплоским.

Дифракционное распределение поля вдоль акустической оси (нормали к плоскости излучателя) без экрана в линейном случае представлено на рис. 2. Точками на рисунке представлены экспериментальные данные, штриховой линией приведены данные теоретического расчета с помощью линейной теории дифракции. Амплитуда поля нормирована на акустическое давление на апертуре излучателя P_0 . Стрелкой на рис. 2 указано расположение экрана с отверстием. Экран имеет характерные поперечные размеры 100×100 мм и пропускает не более 2% сигнала по амплитуде на частоте накачки вне площади отверстия. Вверх по спектру пропускание резко падает.

Целевые измерения проводились в плоскости 3, касающейся акустической оси излучателя и имеющей размеры 100×20 мм. Область измерений

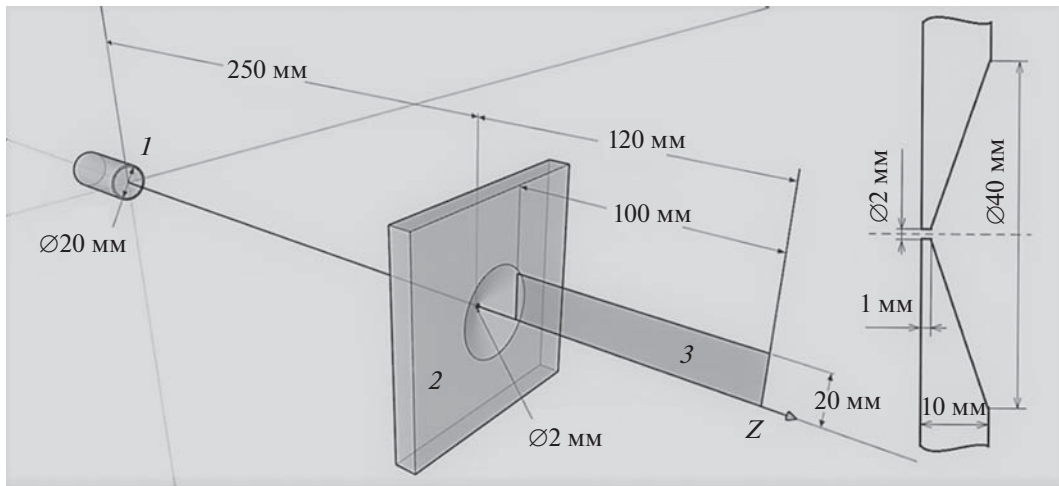


Рис. 1. Схема измерений.

начиналась на расстоянии 20 мм от экрана. Для приема акустических сигналов использовался мембранный гидрофон ДН0902, позволяющий проводить регистрацию в широкой полосе частот до 100 МГц. Неравномерность характеристики чувствительности данного гидрофона в полосе частот до 40 МГц не превышает 20%.

В экспериментах в области падения интенсивного ультразвукового пучка на экран акустическое поле характеризуется числом Маха равным 9×10^{-4} и числом Рейнольдса равным 60, что характерно для ситуации, когда в акустическом поле нелинейные эффекты существенно преобладают над диссипативными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлены экспериментально зарегистрированные профили нелинейных волн. На рис. 3а показаны профиль волны (сверху) и ее спектр (снизу) в точке падения волны накачки на экран, на рис. 3б — профиль волны (сверху), прошедшей через отверстие в экране и зафиксированный на расстоянии 20 мм за экраном, и ее спектр (снизу).

На экран падает волна накачки с хорошо сформировавшимся пилообразным временным профилем и с классическим распределением амплитуд гармоник по их номерам $A_N \sim 1/N$ [1]. Далее при дифракции волны накачки на отверстии с диаметром, сравнимым с длиной волны на несущей частоте (в эксперименте диаметр отверстия в экране составляет порядка трех длин волн), ситуация существенно меняется. Нелинейная волна преобразуется в последовательность коротких “иглообразных” однополярных импульсов, при

этом происходит резкое увеличение несимметричности между полупериодами пилообразной волны. По оценкам, длительность импульсов, полученных в эксперименте в точке 20 мм после экрана, не превышает 0.05 мкс. Длительность оценивалась по уровню 0.5 от максимальной амплитуды однополярного импульса сжатия. Временное разрешение гидрофона можно оценить величиной 0.01 мкс, исходя из ширины его полосы частот в 100 МГц. Вид спектра также существенно изменился. Амплитуды первой и второй гармоник имеют один порядок, а далее амплитуды гармоник в спектре, начиная со второй, спадают по степенному закону, близкому к классическому. Более точно, закон спада амплитуд со второй по седьмую гармонику можно аппроксимировать зависимостью $1/N^{0.9}$, а начиная с восьмой гармоники реализуется классическая зависимость $1/N$.

Дальнейшая эволюция профиля нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране, и ее спектра в зависимости от расстояния распространения представлена на рис. 4. Зависимости давле-

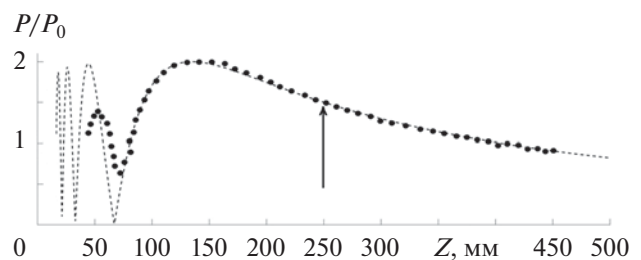


Рис. 2. Распределение амплитуды акустического давления вдоль акустической оси в линейном случае.

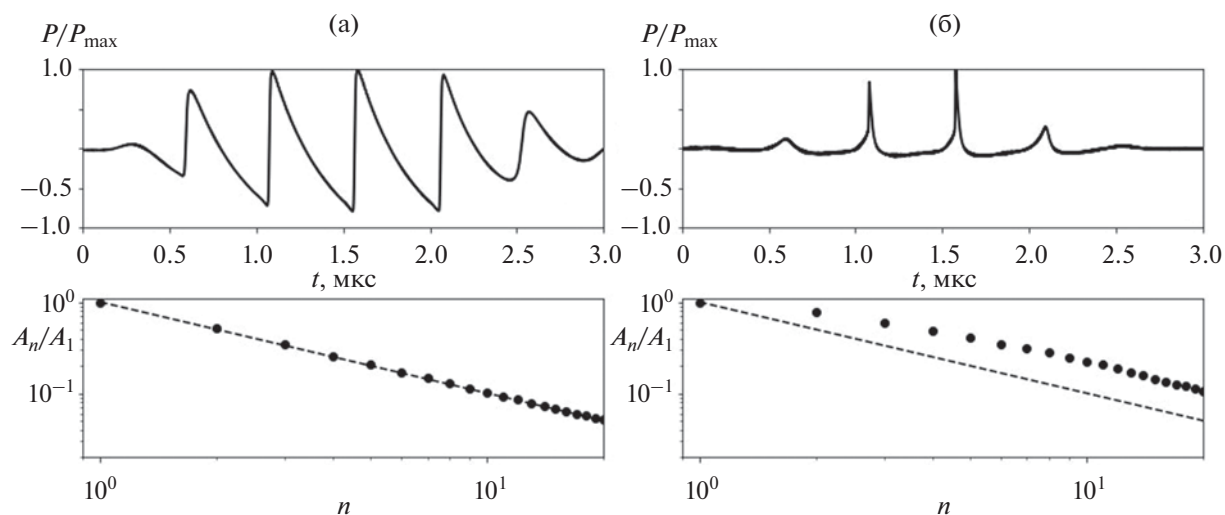


Рис. 3. Профили и спектры нелинейных волн: (а) — падающей на экран и (б) — прошедшей через отверстие в экране. Профили нормированы на максимальное амплитудное значение в записанной реализации. Спектры представлены в двойном логарифмическом масштабе. Пунктирной линией представлена зависимость $1/n$.

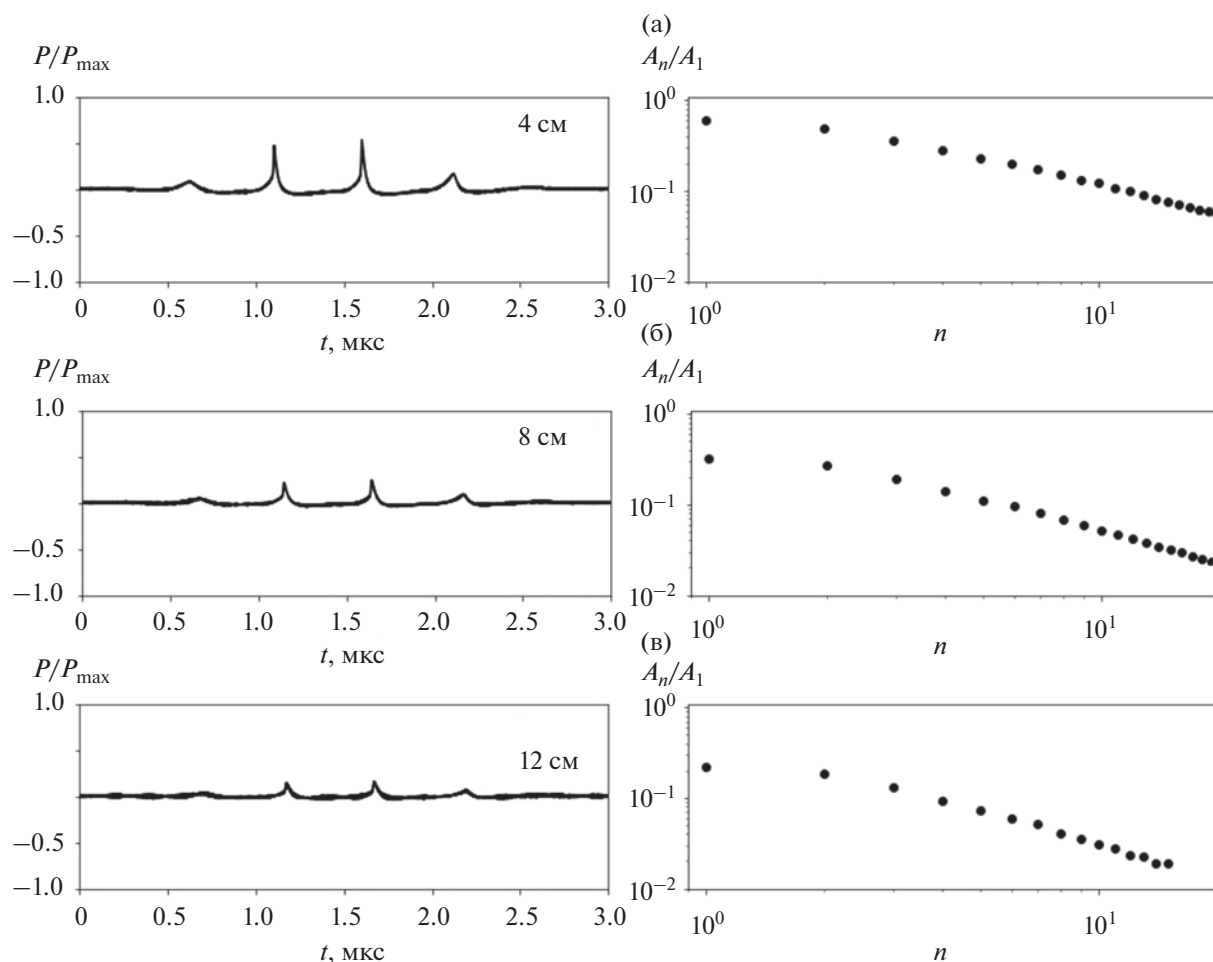


Рис. 4. Профиль и спектр нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране на расстоянии: (а) — 40, (б) — 80, (в) — 120 мм.

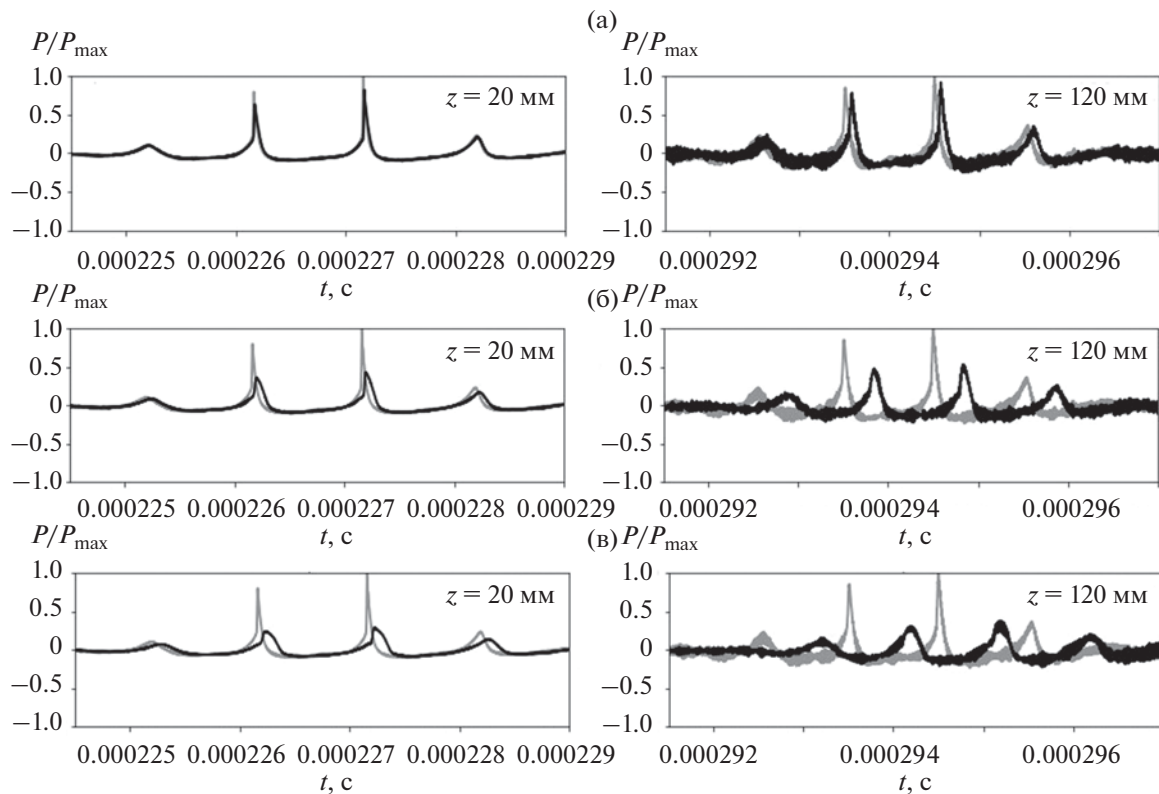


Рис. 5. Трансформация профиля при распространении (а) – под углом 20° к акустической оси, (б) – под углом 35° к акустической оси, (в) – под углом 50° к акустической оси.

ния на рисунках нормированы на значение поля на расстоянии 20 мм от экрана.

С расстоянием, пройденным волной, соотношение между амплитудами первой и второй гармоник практически не меняется, а закон спада амплитуд гармоник в спектре, начиная со второй гармоники, становится все более близок к универсальной асимптотике $1/N$. Следует отметить, что в поле, прошедшем через отверстие в экране, существенно возрастает роль диссипации. Энергия пучка перераспределяется в область высших гармоник, что приводит к резкому уменьшению числа Рейнольдса в прошедшем через отверстие акустическом поле. Связано это с фильтрацией низкочастотных компонент в спектре сигнала и их дифракционной расходимостью после прохождения отверстия в экране.

На расстояниях 20 и 120 мм от начальной апертуры были сняты поперечные (в плоскости, перпендикулярной к акустической оси) распределения поля, что дает представление об изменении временного профиля нелинейной волны при распространении дифрагировавшего поля под углом к акустической оси. На рис. 5 представлена трансформация профиля при распространении

акустического поля под разными углами к акустической оси излучателя (20° , 35° и 50°). Зависимости на рисунках нормированы на максимальные значения поля на акустической оси на расстояниях 20 и 120 мм от экрана, соответственно. Для сравнения на рисунках представлено поле на акустической оси (светло-серый цвет на графиках).

При анализе трансформации профиля нелинейных волн, распространяющихся после дифракции на отверстии в экране, можно констатировать, что не наблюдается разнообразие форм профиля, предсказывавшееся, например, в [14]. К классической пилообразной форме профиль нелинейной волны после дифракции на отверстии с диаметром много меньше ширины падающего пучка не возвращается. Спектр при этом имеет характерную особенность: закон спада амплитуд гармоник типа $1/N$ наблюдается, начиная со второй гармоники.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для поиска более общих закономерностей дифракции пилообразной волны на отверстии в экране было проведено численное моделирование. Адекватность проведенных расчетов опреде-

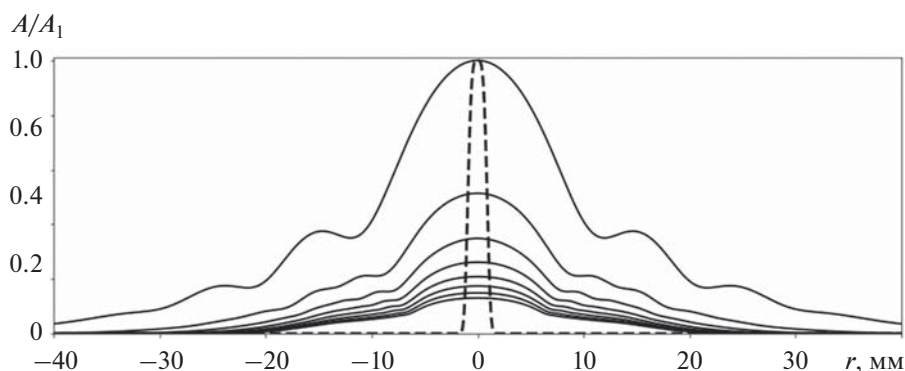


Рис. 6. Поперечное распределение спектральной амплитуды с 1-ой по 8-ю гармонику пилообразного профиля волны на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя. Форма пространственного фильтра представлена штриховой линией.

лялась при сравнении результатов численного моделирования для отверстия с диаметром 2 мм с экспериментальными данными.

Для моделирования использовался ранее разработанный алгоритм, основанный на использовании уравнения Хохлова—Заболотской—Кузнецова [26]. Моделирование осуществлялось в три основных этапа: в первую очередь рассчитывалось распределение поля акустического давления в плоскости, перпендикулярной акустической оси излучателя и расположенной на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя (дистанция до экрана в эксперименте), затем на рассчитанное распределение накладывался пространственный фильтр, приближенно имитирующий воздействие отверстия. Экран рассматривался как бесконечно тонкая поверхность, полностью погашающая акустическую волну вне области отверстия. Далее результирующее распределение поля после пространственной фильтрации использовалось в качестве начальных условий, и моделировалось дальнейшее распространение профиля волны.

На рис. 6 изображено рассчитанное поперечное распределение спектральной амплитуды первых восьми гармоник пилообразного профиля волны на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя. Необходимые для расчета параметры выбирались максимально приближенными к экспериментальным условиям. Амплитудные распределения нормированы на амплитуду первой гармоники, на эти распределения наложена форма используемого в расчетах пространственного фильтра. Как видно из рис. 10, характерная ширина падающего на отверстие пучка существенно больше 2 мм, даже на высокочастотных гармониках.

На рис. 7 показано сравнение экспериментальных данных для дифракции пилообразной волны на круглом отверстии и результатов чис-

ленного моделирования. На рисунке временные профили приведены на акустической оси, спектр дан в двойном логарифмическом масштабе.

Как видно из рис. 7, моделирование с помощью уравнения ХЗК в целом адекватно описывает процесс дифракции пилообразной волны на отверстии в экране. Однако характерные особенности, связанные с параболическим приближением при моделировании, заметны, особенно при рассмотрении спектров. Низкочастотная часть спектра описывается хуже, так как гармоники из длинноволновой части спектра испытывают наиболее резкие изменения вдоль поперечной координаты. На небольших расстояниях распространения, при моделировании гармоники переходят на универсальную асимптотику, начиная с шестой, в то время как в эксперименте, начиная со второй. На значительных расстояниях заметно, что численное моделирование показывает более медленное, чем $1/N$, затухание гармоник в спектре. По оценкам, закон близок к $1/N^{0.8}$.

Особенностью экспериментальных данных является пьедестал перед ударным волновым фронтом, который, вероятно, связан с тем, что небольшая часть энергии на частоте накачки проходит через экран вне отверстия.

Очевидно, что при уменьшении отношения диаметра падающего пучка нелинейных волн и диаметра отверстия в экране, моделирование с использованием уравнения ХЗК будет описывать реальный процесс все более адекватно. Так с помощью моделирования можно оценить для представленной экспериментальной ситуации минимальный диаметр отверстия в экране, при котором классический пилообразный профиль при дифракции на круглом отверстии не искажается. На рис. 8 представлены спектры волны в прошед-

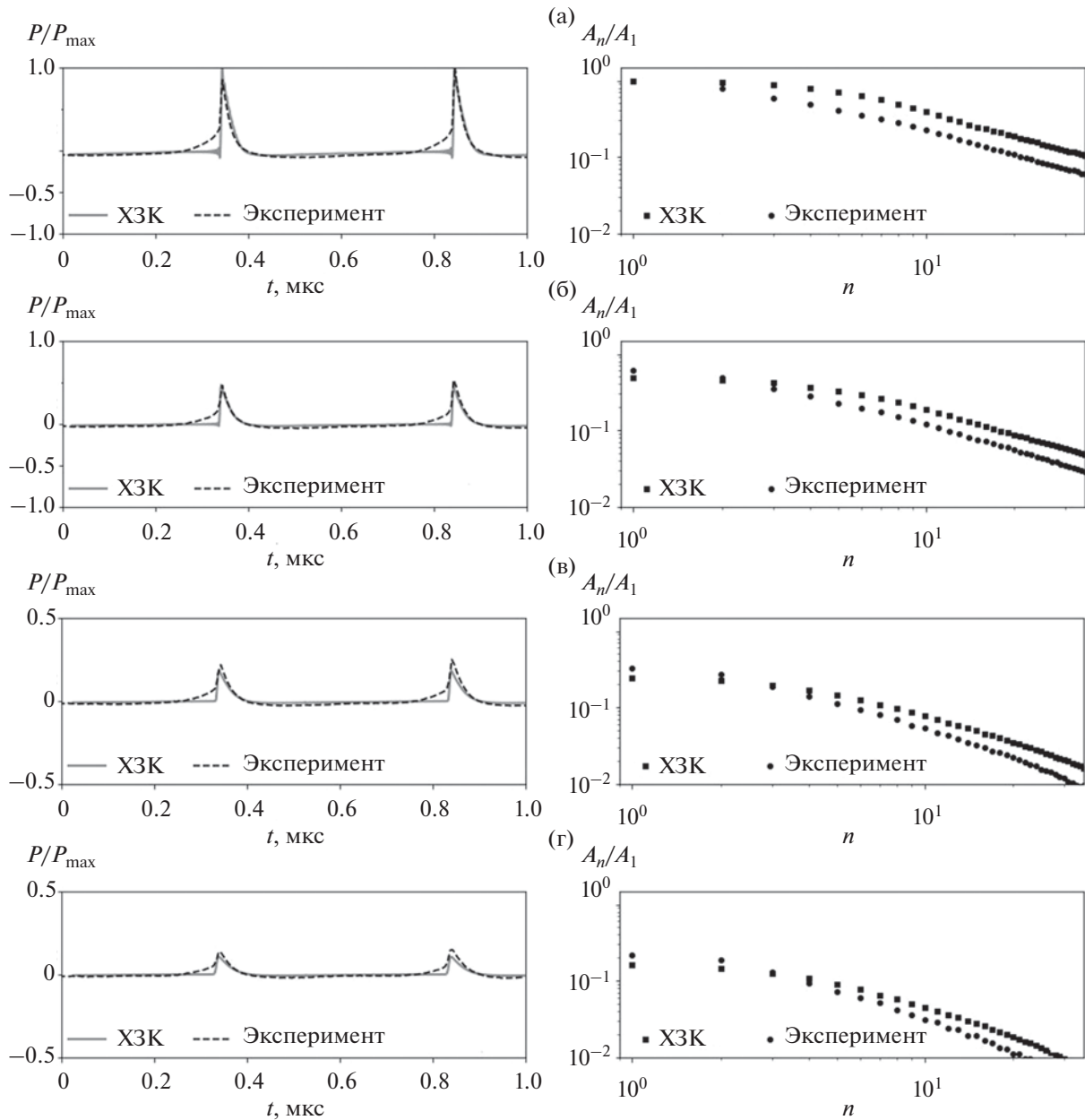


Рис. 7. Сравнение временного профиля и спектра волны, прошедшей через отверстие в экране. Расстояние от экрана: (а) – 20, (б) – 40, (в) – 80, (г) – 120 мм.

шем через отверстие пучке в зависимости от диаметра отверстия.

Анализ законов спада амплитуд гармоник в спектре пилообразной волны, испытавшей дифракцию на круглых отверстиях разных диаметров, показывает, что, лишь начиная с отверстия диаметром 8 мм, форма профиля волны, прошедшей через отверстие в экране, практически не меняется на достаточно больших расстояниях за экраном. И закон спада амплитуд гармоник в спектре нелинейных волн с большой точностью

определяется зависимостью $1/N$. Дальнейший анализ показывает, что критерием сохранения формы профиля пилообразной волны, испытывающей дифракцию на круглом отверстии в экране, является соотношение диаметра отверстия в экране и ширины падающего на экран пучка нелинейных волн, определяемого поперечным распределением первой гармоники поля. Если диаметр отверстия в экране больше ширины пучка по уровню 0.7 от амплитуды первой гармоники, то пилообразный профиль в волне, прошедшей

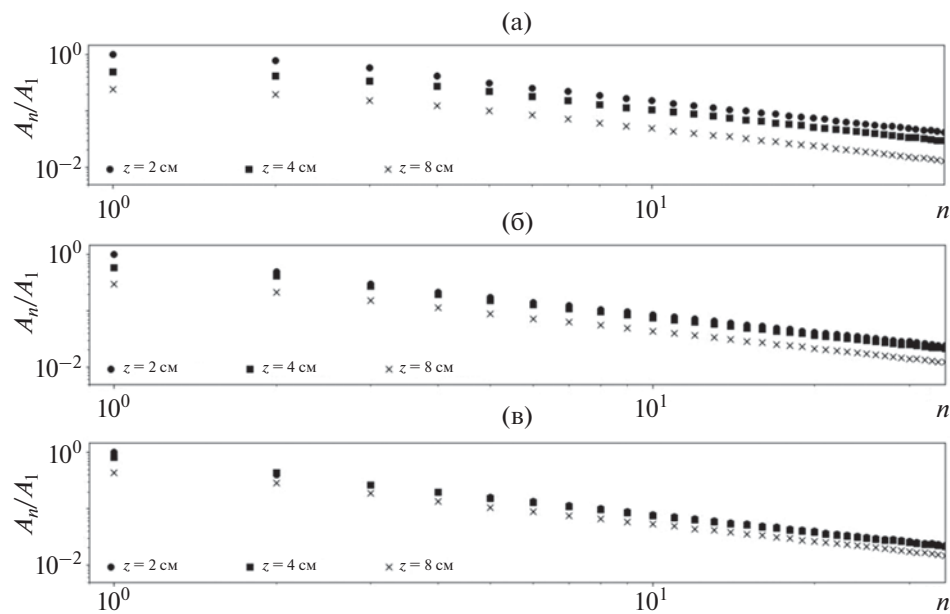


Рис. 8. Спектр нелинейной волны при дифракции на отверстии диаметром (а) – 4, (б) – 6, (в) – 8 мм.

через отверстие, сохраняется на значительных расстояниях (сотни длин волн). Если меньше, то значительная часть энергии низших гармоник отфильтровывается, и спектр нелинейной волны становится более высокочастотным. Если диаметр отверстия, представляющего собой пространственный фильтр, много меньше ширины падающего пучка пилообразных волн, то спектр пучка, испытавшего дифракцию на отверстии в экране, полностью определяется высокочастотной частью спектра падающего пучка и фронт прошедшей через отверстие в экране пилообразной волны резко сужается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены некоторые эффекты в интенсивных ультразвуковых пучках, испытывающих дифракцию на узком круглом отверстии в экране. Показано, что при малых, по сравнению с шириной пучка, отверстиях в экране первоначально пилообразный временной профиль вырождается в последовательность “игольчатых” импульсов. При отверстиях, диаметры которых сравнимы с шириной пучка, пилообразный профиль после прохождения экрана сохраняется в пучке на значительных расстояниях.

Диафрагмирование апертуры интенсивных ультразвуковых пучков может быть интересно для приложений, где требуется получение ультракоротких сигналов, например, в целях улучшения пространственного разрешения при неразруша-

ющем ультразвуковом контроле или избирательного воздействия на микрообъекты.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 19-12-00-256).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
2. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны // УФН. 1995. Т. 165. С. 1011–1036.
3. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 237 с.
4. Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М. Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007. 176 с.
5. Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит, 2008. 495 с.
6. Гурбатов С.Н., Руденко О.В. Об обратных задачах нелинейной акустики и акустической турбулентности // Радиофизика. 2015. Т. 15. № 7. С. 515–529.
7. Мусатов А.Г., Сапожников О.А. Фокусировка мощных акустических импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 315–320.
8. Beyer R.T. Nonlinear Acoustics. Acoustical Society of America. Woodbury, NY, 1997.
9. Sapozhnikov O., Khokhlova V., Cathinol D. Nonlinear waveform distortion and shock formation in the near field of a continuous piston source // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V. 115(5). P. 1982–1987.

10. *Hamilton M.F., Blackstock D.T.* (Eds.) *Nonlinear Acoustics*. Acoustical Society of America. Melville, NY, 2008.
11. *Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В.* Эволюция узкополосных шумовых пучков при больших акустических числах Рейнольдса // *Радиофизика*. 2018. Т. 16. № 7. С. 1–14.
12. *Deryabin M.S., Gurbatov S.N., Kurin V.V., Kasyanov D.A.* Evolution of intense narrowband noise beams // *J. Sound Vib.* 2019. № 439. P. 208–218.
13. *Руденко О.В., Маков Ю.Н.* Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. С. 3–30.
14. *Островский Л.А., Сутин А.М.* Дифракция и излучение пилообразных акустических волн // *Акуст. журн.* 1976. Т. 22. С. 93–100.
15. *Заболотская Е.А., Хохлов Р.В.* Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // *Акуст. журн.* 1969. Т. 15. № 1. С. 40–47.
16. *Юлдашев П.В., Мездрохин И.С., Хохлова В.А.* Моделирование высокоинтенсивных полей сильно фокусирующих ультразвуковых излучателей с использованием широкоугольного параболического приближения // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 3. С. 318–329.
17. *Юлдашев П.В., Карзова М.М., Хохлова В.А., Блан-Бенон Ф.* Численное моделирование нелинейного параболического уравнения для анализа статистики воспринимаемого уровня шума волны звукового удара после прохождения турбулентного слоя атмосферы // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 31–44.
18. *Гусев В.А.* Аппроксимация пространственного спектра нелинейных пучков с осью, наклоненной к излучающей поверхности // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 6. С. 583–598.
19. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Усиление действия интенсивного фокусированного ультразвука (HIFU) при специальной пространственно-временной модуляции // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 1. С. 52–57.
20. *Гусев В.А., Руденко О.В.* Статистические характеристики интенсивной волны за двумерным фазовым экраном // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 1. С. 30–42.
21. *Булат П.В., Волков К.Н.* Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2016. Т. 16. Вып. 2. С. 354–362.
22. *Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф.* Использование интерферометра Маха-Цендера для экспериментального исследования образования “ножки” Маха при отражении ударноволновых импульсов от жесткой поверхности // *Известия РАН. Серия физическая*. 2015. Т. 79. № 10. С. 1452–1455.
23. *Yang G., Feng S., Huang W.* Wave-blocking characteristics of corrugated plates under explosion // *Shock and Vibration*. 2020. № 5895812.
24. *Nian X.-Z., Zhang Y., Sun C.-H., Wang H.-Z., Yan D.-J.* Analysis of transmission and diffraction effects of air shock waves upon flexible explosion-proof walls // *Engineering Mechanics*. 2015. V. 32. № 3. P. 241–248.
25. *Руденко О.В.* К 40-летию уравнения Хохлова–Заболотской // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 4. С. 452–462.
26. *Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В., Гарасев М.А.* Особенности стадии дестабилизации профиля волны при отражении интенсивного акустического пучка от мягкой границы // *Радиофизика*. 2015. Т. 58. № 12. С. 1052–1061.