

УДК 534.2

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ТРАНСФОРМАЦИИ ПРОФИЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ СТУПЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ

© 2023 г. В. К. Бахтин^{a, b}, С. Н. Гурбатов^a, М. С. Дерябин^{a, b, *}, Д. А. Касьянов^b^aНациональный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603022 Россия^bФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: mmm1984@inbox.ru

Поступила в редакцию 12.07.2022 г.

После доработки 16.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Приведены результаты исследования отражения интенсивного акустического пучка от ступенчатых структур. Рассмотрен случай больших чисел Рейнольдса, когда в падающем пучке сформировался пилообразный профиль волны, а препятствие в виде ступеньки располагалось нормально к акустической оси и находилось за координатой разрыва. При отражении от препятствия падающий на него акустический пучок расщепляется на две части, между которыми существует разность хода, задаваемая самой ступенчатой структурой. В эксперименте уделялось внимание препятствиям, создающим при отражении разность хода между двумя частями пучка, равную 0 , $\lambda/3$, $\lambda/2$, λ и некоторым другим значениям. С помощью широкополосного мембранного гидрофона регистрировалась форма профиля нелинейных волн падающего и отраженного акустических пучков в произвольной пространственной точке. Это позволило проанализировать эволюцию формы пучка по мере удаления от препятствия, а также исследовать его поперечную структуру. Показан эффект удвоения характерной частоты сигнала при отражении акустического пучка от ступенчатой структуры, создающей между двумя частями отраженного пучка разность хода $\lambda/2$. Показано, что динамика нелинейных эффектов в интенсивных пучках, отраженных от ступенчатых структур, имеет сходство с трансформацией профиля акустических волн, образованных двухчастотными сигналами накачки.

Ключевые слова: дифракция, нелинейные волны, фазовый экран

DOI: 10.31857/S0320791922700058, EDN: YJVDKQ

ВВЕДЕНИЕ

Для плоской акустической волны условия синхронизма выполняются для любой тройки взаимодействующих гармоник, вследствие чего волна большой интенсивности трансформируется на больших расстояниях в последовательность разнополярных треугольных импульсов [1]. Для интенсивного акустического шума образование разрывов приводит к росту высокочастотной части спектра, а многократное слияние разрывов приводит к росту характерного временного масштаба поля и сдвигу спектра в область низких частот [2–6]. Для периодических сигналов на больших расстояниях в движущейся вместе с волной системе координат разрывы неподвижны, а их число на периоде равно числу одинаковых абсолютных максимумов потенциала — интеграла от начального поля скорости [7]. В частности, если потенциал начального поля имеет единственный максимум на периоде, то асимптотически любое входное возмущение трансформируется в сим-

метричную пилообразную волну, нули которой совпадают с координатами абсолютного максимума потенциала. Спектр волны имеет соответственно тоже универсальный характер и амплитуды гармоник спадают с частотой пропорционально своему номеру. Однако, несмотря на простой асимптотический вид формы и спектра нелинейной волны на больших расстояниях, переходные процессы носят достаточно сложный характер. Подобные эффекты наблюдаются и в интенсивных параксиальных звуковых пучках. При этом совместное действие дифракционных и нелинейных механизмов приводит к тому, что амплитуда фазы сжатия превышает амплитуду фазы разрежения.

Сложная пространственно-временная структура входного пучка может формироваться как на излучателе, так и вследствие дифракции или отражения уже сформировавшегося профиля интенсивного пучка на границах или препятствиях. В работе [7] была проведена серия экспериментов

по вырожденному параметрическому взаимодействию интенсивных звуковых пучков, имеющих примерно одинаковые начальные амплитуды около 1 МПа. Экспериментально было показано установление универсальной структуры поля на больших расстояниях от излучателя и сильную зависимость координаты стабилизации профиля нелинейных волн в пучке от начальной разницы фаз между частотными компонентами [8].

На промежуточной стадии эволюции есть возможность существенного увеличения эффективности выделения слабого сигнала за счет использования энергии нечетных гармоник, появляющихся в результате взаимодействия интенсивной волны накачки и “слабой” субгармоники [1, 9, 10]. При этом также есть существенная зависимость эффективности выделения полезного сигнала от фазовых соотношений волны накачки и сигнала на субгармонике.

Одна из наиболее интересных областей исследований интенсивных нелинейных волн — это их взаимодействие с препятствиями, представляющими собой пространственные фильтры. При этом ввиду широкополосности интенсивных акустических волн возможны разнообразные, в том числе нетривиальные эффекты. Из теоретических исследований можно выделить работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [11], исследованию отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [12, 13], отражения от твердой поверхности [14]. Из экспериментальных работ можно выделить исследование отражения интенсивного акустического пучка от мягкой границы, где показан эффект значительного перераспределения энергии в спектре отраженных нелинейных волн, проявляющийся на небольших волновых расстояниях от отражающей границы [15, 16]. При дифракции пучка нелинейных пилообразных волн на отверстии диаметром, меньшем ширины пучка, экспериментально показано [17], что эволюция формы профиля нелинейной волны не возвращается к классической пилообразной форме. При этом спектр нелинейной волны имеет характерную особенность: закон спада амплитуд гармоник типа $1/N$ наблюдается, начиная со второй гармоники.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению взаимодействия интенсивного акустического поля с препятствием в виде ступенчатой структуры. Рассматривается случай, когда на препятствие падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия экспериментов подбираются таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле после отражения от препятствия. Основной особенностью отраженного поля в данном случае является расщепление при от-

ражении от препятствия падающего на него акустического пучка на две основные части, между которыми существует разность хода, которая определяется характерными размерами препятствия. Условия проведения экспериментов следующие: центральная частота падающего на препятствие акустического пучка 2 МГц, акустическое число Рейнольдса около 30. Препятствие в эксперименте находится за координатой разрыва, которая составляет не более 8.5 см. Препятствие создается из гладких шлифованных калиброванных металлических пластин, между которыми задается определенное пространственное смещение, определяющее разность хода между двумя частями пучка в отраженном поле. Между преобразователем и препятствием позиционируется широкополосный мембранный гидрофон. С его помощью регистрируется форма профиля нелинейных волн падающего и отраженного акустического пучков в произвольной пространственной точке. Используемая техника позиционирования позволяет добиваться погрешности позиционирования не более 0.1 мм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Эксперимент проводится в кювете, имеющей форму куба, заполненной очищенной дегазированной водой. Линейные размеры кюветы $1 \times 1 \times 1$ м. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3, имеющий диаметр излучающей апертуры 40 мм. Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм, имеющий ширину частотной рабочей полосы до 100 МГц. Для согласования гидрофона с осциллографом Tektronix DPO 4102B применяется преусилитель Precision Acoustic DH01. Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A. Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде $\lambda = 0.74$ мм), амплитуда 200 В, длительность 4 мкс, период следования 50 мс. Для контроля амплитуды напряжения накачки сигнал с выхода усилителя через пробник с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B.

Ступенчатое препятствие набирается из двух стальных параллелепипедов со строго выдержанными размерами по оси x — 35.0 мм, по оси y — 18.0 мм, смещенных друг относительно друга. Рассматриваются случаи, когда при отражении ультразвукового пучка от ступенчатого препятствия создается разность хода между двумя частями отраженного пучка 0, $\lambda/2$ (величина сдви-

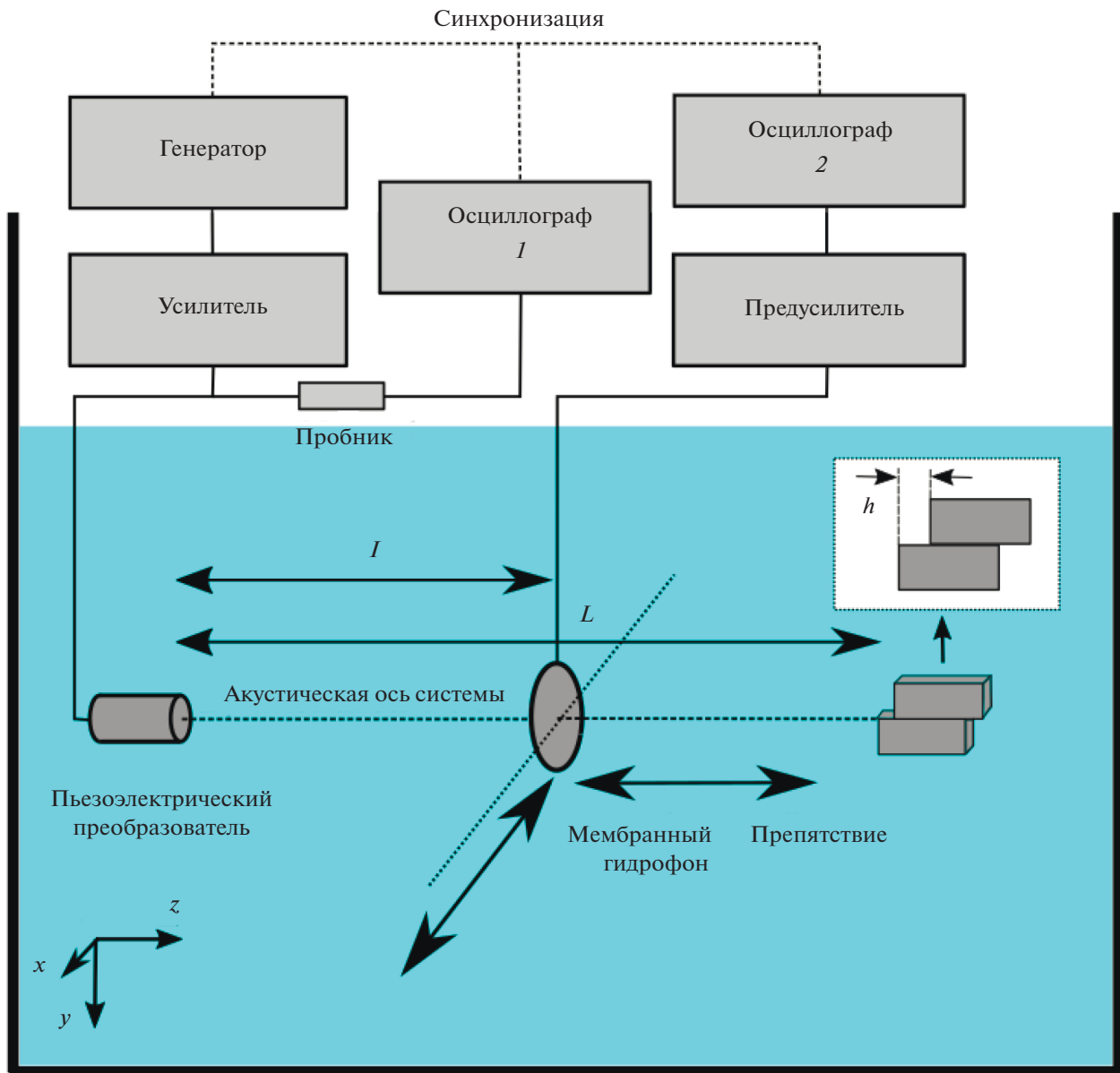


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

га $h = 0.2$ мм), $\lambda/3$ ($h = 0.13$ мм), λ ($h = 0.37$ мм), где λ – длина волны накачки. В эксперименте допускалась небольшая подстройка по частоте, для получения точного соотношения между длиной падающей волны и величины сдвига. Пьезокерамический преобразователь закреплен на высокоточном позиционере, который позволяет поворачивать его в горизонтальной плоскости. Металлические пластины собраны в виде ступеньки и закреплены в специальном держателе, который позволяет менять угол как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Пластины расположены на расстоянии $L = 55.2$ см от излучателя. Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, имеющем ошибку по-

зиционирования не более 6 мкм. Максимальное расстояние между пьезокерамическим преобразователем и мембранным гидрофоном, которого удастся достичь при данном способе закрепления, составляет 54.7 см. Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси.

Осциллограмма падающего сигнала на расстоянии, соответствующем координате расположения препятствия z_{obs} , приведена на рис. 2.

Волна находится на стадии полностью сформированного пилообразного фронта и закон спада амплитуд гармоник A_n в спектре определя-

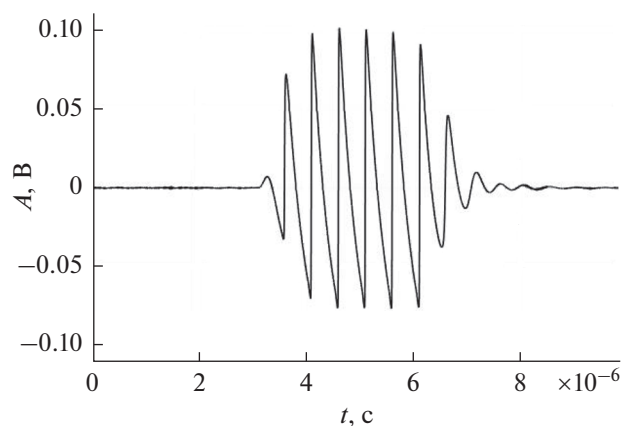


Рис. 2. Осциллограмма падающего импульса.

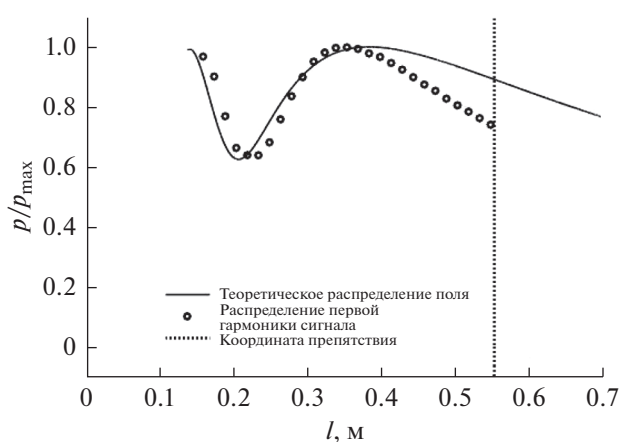


Рис. 3. График распределения поля на акустической оси преобразователя.

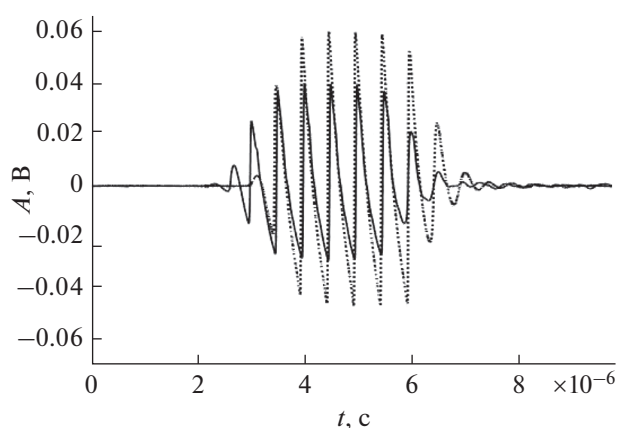


Рис. 4. Осциллограммы импульсов, отраженных от препятствий, не создающих разность хода (пунктирная линия), и создающих разность хода λ (сплошная линия).

ется известным соотношением $A_n \sim 1/n$, где n — номер гармоники.

График амплитуды первой гармоники нелинейного поля в зависимости от расстояния от излучателя представлен на рис. 3. Сплошной черной линией изображено теоретическое распределение поля, полученное с помощью линейной теории дифракции. В интервале до последнего дифракционного максимума наблюдается удивительное совпадение теоретического и экспериментального распределений. После прохождения последнего дифракционного максимума появляется значительное расхождение вследствие влияния нелинейного затухания.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Случай разности хода 0 и λ

Рассмотрим сначала случаи, когда препятствие либо не создает разности хода, либо разность хода между двумя частями отраженного пучка равна λ , длина ступеньки при этом $h \approx 0.37$ мм.

Осциллограммы отраженных сигналов на расстоянии 5.5 см от препятствия представлены на рис. 4. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ , их сложение на акустической оси системы происходит таким образом, что результирующий сигнал имеет один дополнительный период (сплошная линия) по сравнению со случаем отражения от плоского препятствия (пунктирная линия).

Случай разности хода $\lambda/2$

Далее рассмотрим наиболее интересный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет $\lambda/2$. Длина ступеньки при этом $h \approx 0.2$ мм. В силу того, что соотношение длины ступеньки и длины волны не контролируются в эксперименте с нужной точностью, производилась тонкая подстройка частоты задающего генератора.

Осциллограмма отраженного сигнала приведена на рис. 5а, а фрагмент длиной в два периода на частоте излучения, взятый из центра импульса и используемый для анализа, — на рис. 5б. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей $\lambda/2$, их сложение на акустической оси происходит таким образом, что характерный период пилообразной волны в отраженном пучке уменьшается в два раза. Это демонстрирует рис. 5б, где на отрезке времени, равном двум периодам несущей частоты, укладывается четыре периода отраженного сигнала. Сплошной линией на графике представлен фрагмент отраженного импульса, который используется для анализа, а штриховой — тот же фрагмент, взятый из падающего импульса (для наглядности его ам-

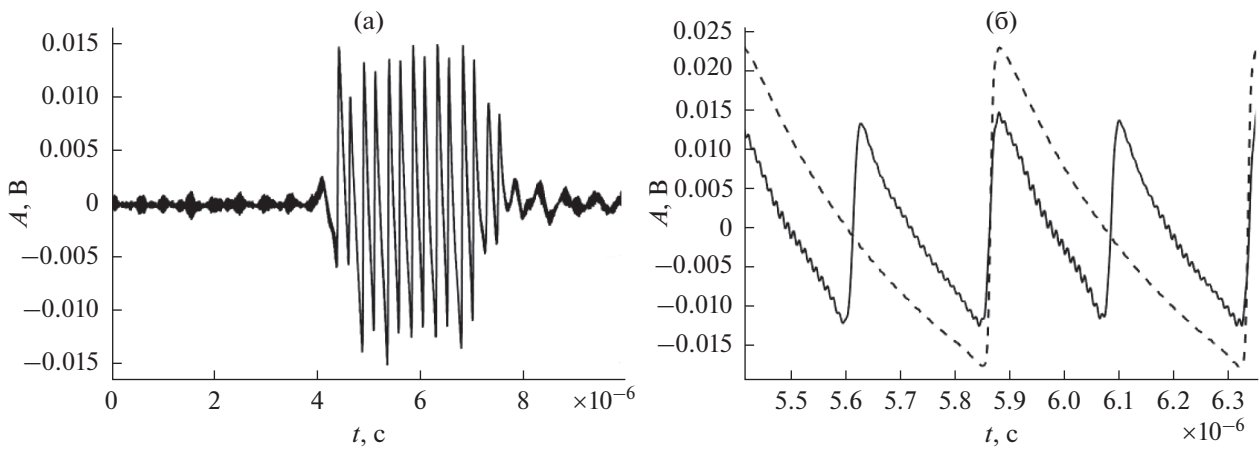


Рис. 5. (а) — Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/2$. (б) — Фрагменты длиной в два периода волны на частоте излучения, взятые из центра импульса. Сплошная линия — отраженный импульс, штриховая — падающий.

плитуда нормирована на максимум отраженного импульса). Важно отметить, что по мере распространения отраженной волны форма ее профиля на акустической оси практически не меняется, что связано с продолжающимися нелинейными взаимодействиями в отраженном пучке.

На рис. 6 приведен спектр нелинейной волны в отраженном пучке (на рис. 6а — спектр в линейном масштабе, на рис. 6б — спектр в двойном логарифмическом масштабе). Круглым маркером обозначены четные гармоники, а квадратным — нечетные. Спектр взят при помощи быстрого преобразования Фурье фрагмента длиной в два периода волны на частоте излучения (рис. 5б) и нормирован на амплитуду первой гармоники. Пространственное преобразование падающего сигнала препятствием в виде “полуволновой” ступеньки привело к росту амплитуд четных гармоник, в то время как нечетные гармоники оказались подавлены.

На рис. 7а–7в представлено поперечное (по оси y , см. рис. 1) распределение амплитуд первых 4-х гармоник в отраженном сигнале на расстояниях 21, 33 и 45 см от препятствия.

Из рис. 7а–7в можно сделать вывод, что на акустической оси преобразователя происходит существенное подавление первой гармоники. Поперечное распределение первой гармоники имеет минимум на акустической оси системы и два ярко выраженных максимума, которые расположены симметрично относительно акустической оси системы. Область отраженного пучка, в которой наблюдается максимум первой гармоники, распространяется под углом около 2.5° к акустической оси системы, что в данной экспериментальной ситуации определяется соотношением апертуры падающего ультразвукового пучка и поперечного размера препятствия, т.е. определя-

ется дифракционными эффектами. Характерная осциллограмма сигнала из этой области представлена на рис. 8а. Измерение проведено в точке, расположенной на расстоянии 21 см от препятствия и 1 см от акустической оси.

На рис. 8б приведен амплитудный спектр данного сигнала в линейном масштабе. Видно, что при удалении от акустической оси регистрируемые сигналы также подвержены сильным нелинейным искажениям, однако форма профиля волны далека от пилообразного вида, и закон спада амплитуд гармоник A_n в спектре сильно отличается от $A_n \sim 1/n$. Фрагмент профиля, используемый для анализа, представлен на рис. 8в. Сплошной линией показан фрагмент отраженно-

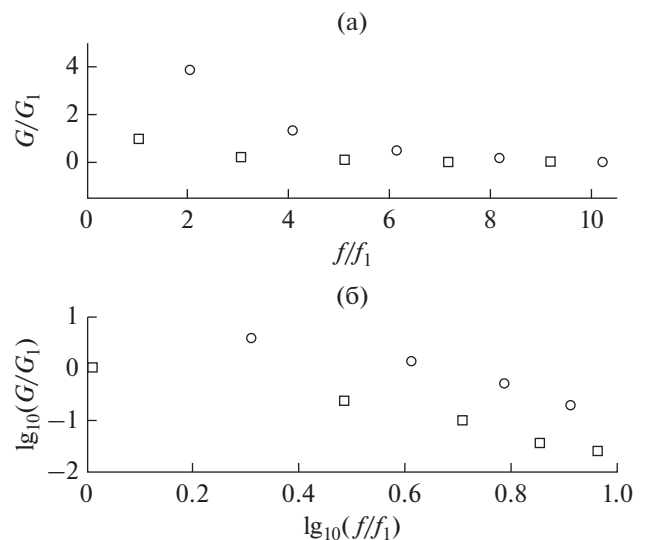


Рис. 6. Спектр импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/2$.

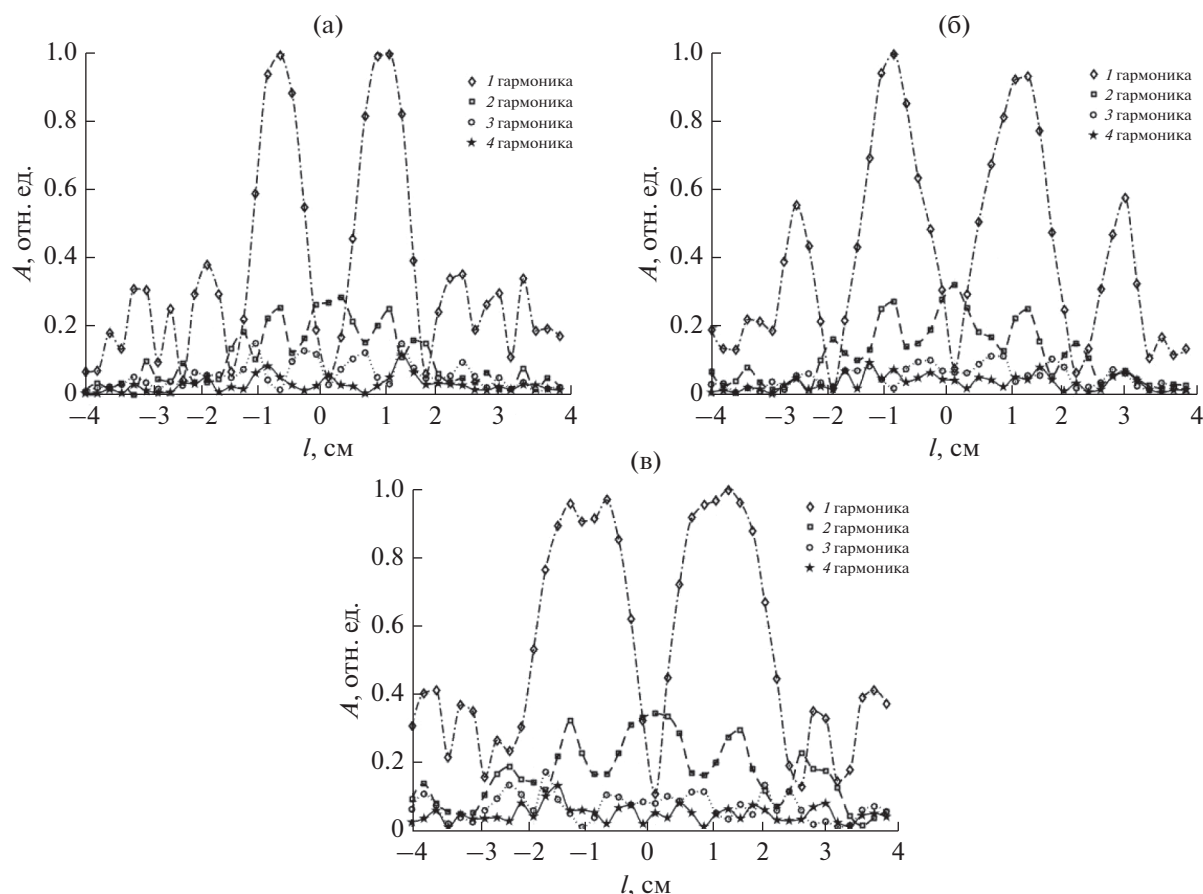


Рис. 7. Поперечное распределение гармоник в отраженном поле: (а) – расстояние до препятствия 21 см, (б) – расстояние до препятствия 33 см, (в) – расстояние до препятствия 45 см.

го импульса, штриховой – падающего (для наглядности его амплитуда нормирована на максимум отраженного импульса).

Случай разности хода $\lambda/3$

Рассмотрим промежуточный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет примерно $\lambda/3$. Длина ступеньки при этом $h \approx 0.13$ мм.

На рис. 9–11 приведены осциллограммы и соответствующие им спектры нелинейного акустического сигнала, отраженного от ступенчатого препятствия, которое создает разность хода между двумя частями отраженного пучка примерно $\lambda/3$. Графики на рис. 9 соответствуют точке приема на акустической оси системы на расстоянии 2 см от препятствия, рис. 10 – на расстоянии 15 см от препятствия, рис. 11 – на расстоянии 35 см от препятствия.

Отражение акустического нелинейного сигнала от препятствия, представляющего собой ступеньку, создающую разность хода $\lambda/3$ между двумя частями отраженного пучка, сначала приводит

к “расщеплению” периода исходного сигнала, что хорошо видно по рис. 9а. В спектре отраженного импульса происходит появление экстремумов на некоторых номерах гармоник (на рис. 9б минимум соответствует второй гармонике, на рис. 10б минимум соответствует третьей гармонике).

Постепенно при удалении акустического импульса от препятствия происходит восстановление ударного фронта в волне и квазистепенного распределения гармоник в спектре. В представленном случае закон спада амплитуд гармоник вида $A_n \sim 1/n$ наблюдается, начиная со второй гармоники.

Данный эффект близок к описанному в [7], где рассматривается распространение двухчастотного интенсивного акустического сигнала, и связан с продолжающейся нелинейной трансформацией профиля волны после ее отражения. В [7] показано, как влияют фазовые и амплитудные соотношения спектральных компонент накачки на трансформацию профиля нелинейной волны в интенсивном акустическом пучке, образованном двухчастотным импульсом накачки. В частности, показана сложная зависимость ха-

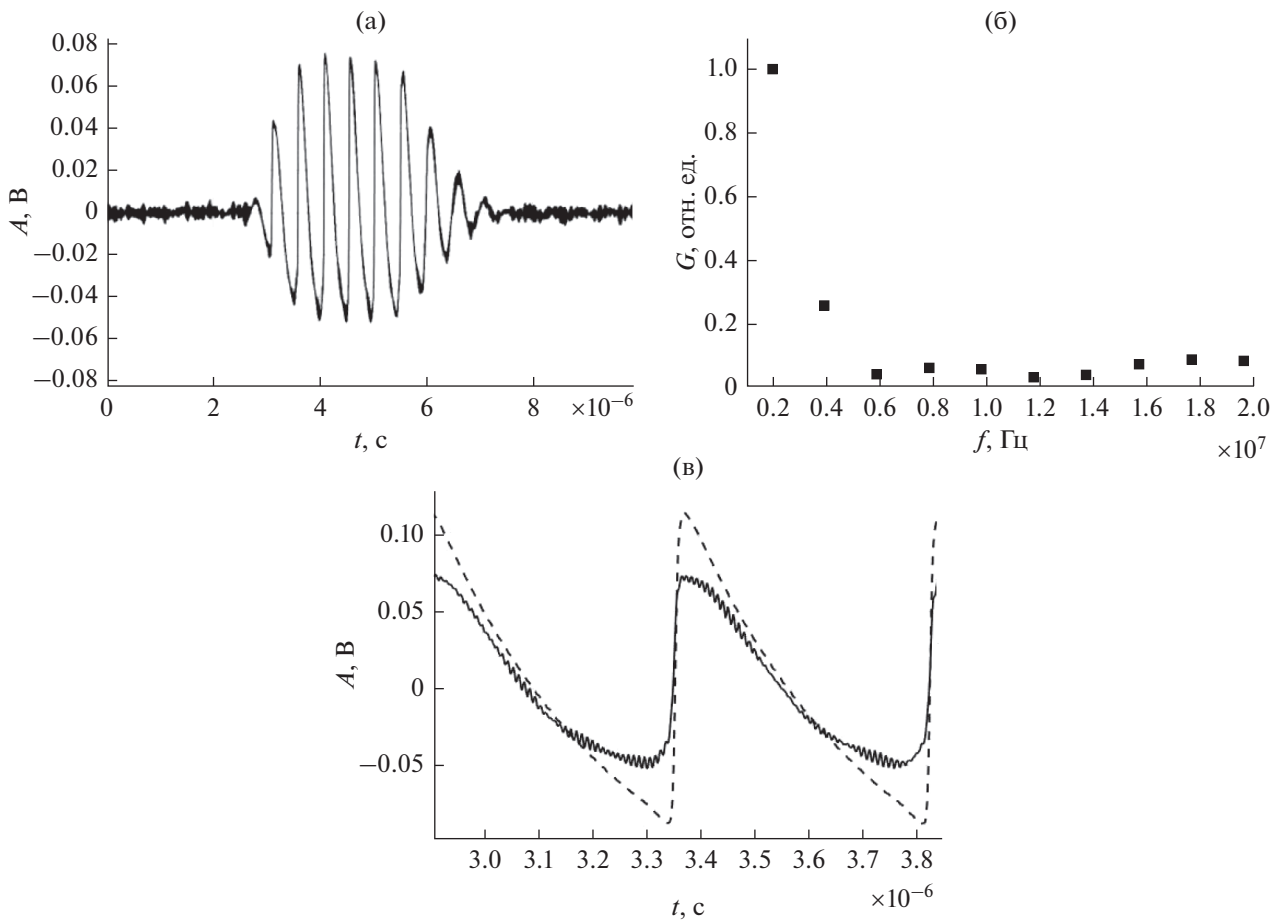


Рис. 8. (а) – Осциллограмма сигнала в точке на расстоянии 21 см от препятствия и 1 см от акустической оси системы. (б) – Амплитудный спектр сигнала в точке на расстоянии 21 см от препятствия и 1 см от акустической оси системы. (в) – Фрагменты длиной в два периода волны на частоте излучения, взятые из центра импульса. Сплошная линия – отраженный импульс, штриховая – падающий.

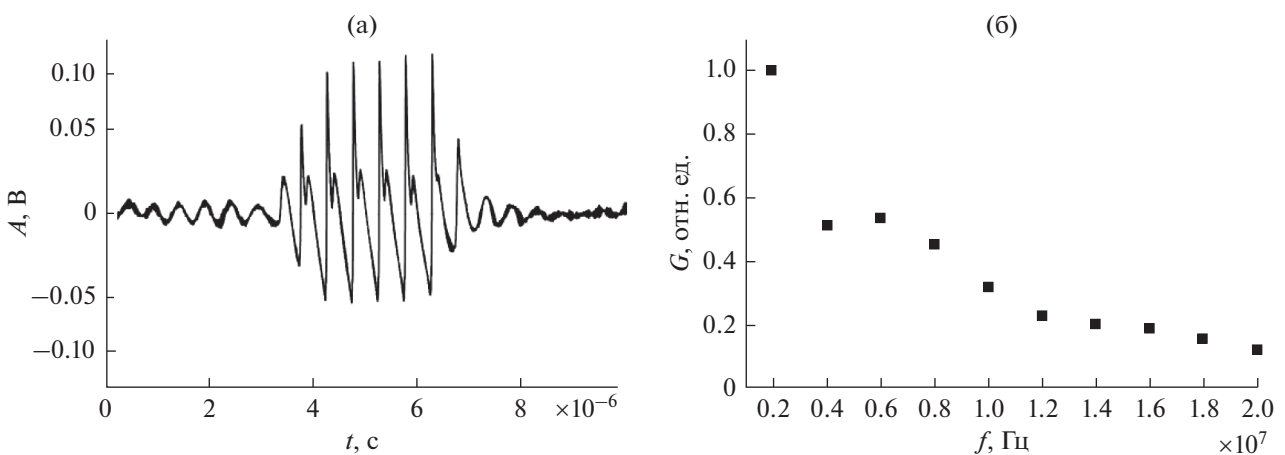


Рис. 9. (а) – Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. (б) – Амплитудный спектр импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. Расстояние от препятствия 2 см.

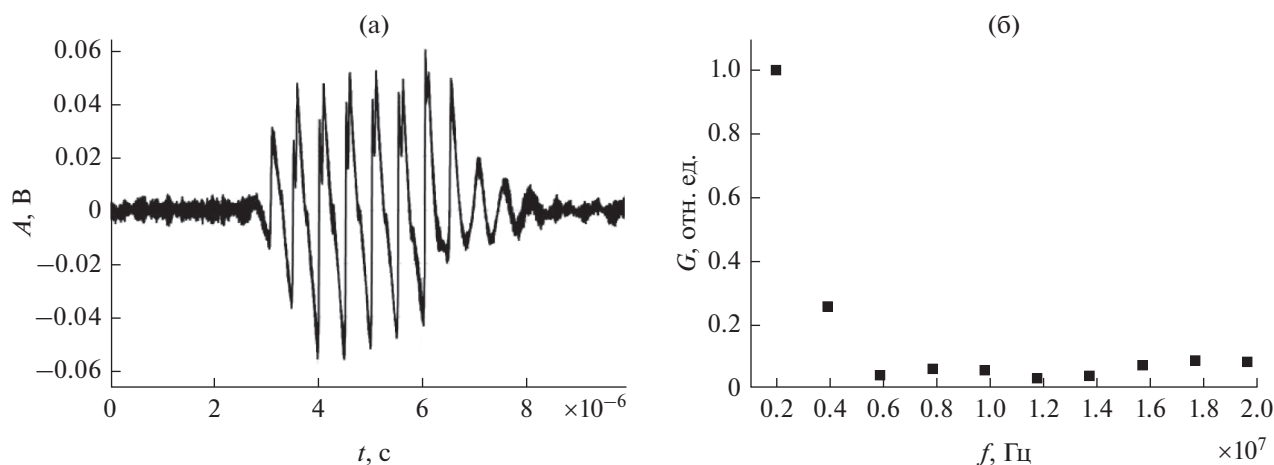


Рис. 10. (а) — Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. (б) — Амплитудный спектр импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. Расстояние от препятствия 15 см.

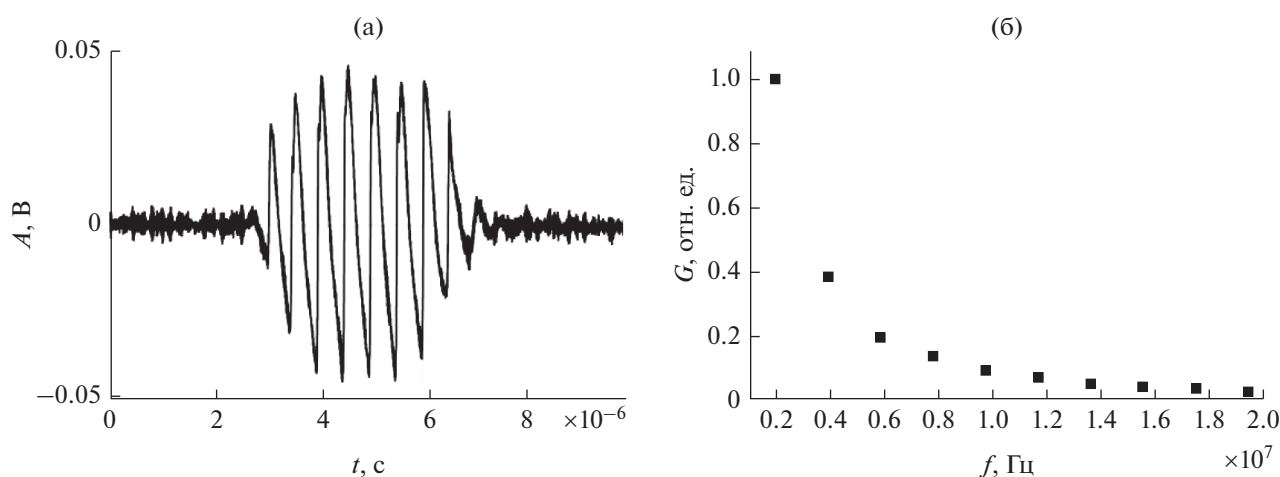


Рис. 11. (а) — Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. (б) — Амплитудный спектр импульса, отраженного от препятствия, создающего разность хода $\lambda/3$. Расстояние от препятствия 35 см.

рактерной координаты разрыва (формирования спектра вида $A_n \sim 1/n$) от фазовых соотношений компонент накачки. Представленные эксперименты также демонстрируют весьма сложное поведение профиля нелинейной волны в интенсивном акустическом пучке, отраженном от ступенчатой структуры, задающей произвольный фазовый сдвиг между отраженными частями.

Выше, в данном разделе, приведены результаты промежуточного (отличного от 0 и $\lambda/2$) сдвига фаз между отраженными частями. Однако эксперименты проводились и при других сдвигах, например, $\lambda/4$, $\lambda/5$, $\lambda/6$ и др. Результаты экспериментов показывают, что при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси распределение амплитуд гармоник вида $A_n \sim 1/n$ в

нем не восстанавливается, если сдвиг, задаваемый ступенчатым препятствием, превышает $\lambda/10$. Степенные законы спада амплитуд гармоник проявляются, при установившейся форме профиля, начиная со второй или третьей гармоник, т.е. происходит только частичное восстановление пилообразной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрен способ пространственной фильтрации гармоник сложного нелинейного сигнала, имеющего пилообразную форму. Показано, что в зависимости от разности хода, задаваемой различными ступенчатыми препятствиями, по-разному протекает изменение

профиля и спектра отраженной пилообразной волны. Исследования проведены как вдоль акустической оси системы, так и в поперечных сечениях.

В представленных экспериментах продемонстрирована возможность уменьшения периода пилообразной волны в отраженном сигнале вдвое, причем данная структура оказывается устойчивой при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси. При исследовании пространственного распределения гармоник в отраженном сигнале показано, что при определенных фазовых соотношениях между отраженными частями существуют выделенные направления, вдоль которых распространяется сигнал со значительным преобладанием первой гармоники в спектре (отношение амплитуд первой и второй гармоник существенно больше 2).

Показано, что наблюдаемые эффекты в отраженных интенсивных пучках от ступенчатых структур имеют сходство с трансформацией профиля акустических волн, образованных двухчастотными импульсами накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ проект № 19-12-00256.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны // Успехи физ. наук. 1995. Т. 165. С. 1011–1036.
2. Руденко О.В. Взаимодействия интенсивных шумовых волн // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149. С. 413–447.
3. 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.
4. Frisch U., Bec J. Burgulence // New trends in Turbulence, Les Houches 2001. Springer, Berlin, Heidelberg, 2001. P. 341–383.
5. Gee K.L., Sparrow V.W., James M.M., Downing J.M., Hobbs C.M., Gabrielson T.B., Atchley A.A. The role of nonlinear effects in the propagation of noise from high-power jet aircraft // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. № 6. P. 4082–4093.
6. Muhlestein M.B., Gee K.L. Evolution of the temporal slope density function for waves propagating according to the inviscid Burgers equation // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 139. P. 958–967.
7. Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В. Вырожденное параметрическое взаимодействие интенсивных акустических пучков // Известия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 10. С. 887–889.
8. Гаврилов А.М. Зависимость характеристик параметрической антенны от фазовых соотношений в спектре накачки // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 2. С. 235–239.
9. Гурбатов С.Н., Малахов А.Н. О возможности использования параметрического взаимодействия волн для выделения слабых акустических сигналов // Акуст. журн. 1979. Т. 25. С. 53–59.
10. Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В. Об использовании вырожденного параметрического взаимодействия интенсивных акустических пучков для усиления слабых сигналов // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 3. С. 235–245.
11. Bulat P.V., Volkov K.N. Numerical simulation of shock wave diffraction at a right angle on unstructured grids // Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics. 2016. V. 16. № 2. P. 354–362.
12. Yang G., Feng S., Huang W. Wave-blocking characteristics of corrugated plates under explosion // Shock and Vibration. 2020. Article ID 5895812.
13. 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.
14. Yuldashev P.V., Shmeleva S.M., Ilyin S.A., Sapozhnikov O.A., Gavrilov L.R., Khokhlova V.A. The role of acoustic nonlinearity in tissue heating behind a rib cage using a high-intensity focused ultrasound phased array // Physics in Medicine & Biology. 2013. V. 58. № 8. P. 2537–2559.
15. Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В. Особенности формирования ударных акустических волн в ограниченных пучках большой интенсивности при наличии мягкой границы в области взаимодействия // Известия вузов. Радиофизика. 2014. № 4. С. 291–300.
16. 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 // Известия вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 12. С. 1052–1061.
17. Дерябин М.С., Гурбатов С.Н., Вьюгин П.Н., Бахтин В.К., Курин В.В., Касьянов Д.А., Тюрина А.В. О дифракции пилообразной нелинейной волны на узком круглом отверстии в экране // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 235–243.