

УДК 534.222.2

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

В. Г. Андреев, А. А. Карабутов, О. В. Руденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Поведение волны в ограниченном звуковом пучке существенно отличается от случая одномерного распространения [1]. Как показали аналитические [2] и численные [3] расчеты, наибольшее различие наблюдается в форме сигнала: фазы сжатия и разрежения искажаются несимметрично. С увеличением пройденного волной расстояния амплитуда фазы сжатия становится больше, чем амплитуда фазы разрежения, а ее длительность — меньше; зависимость давления от времени в фазе разрежения сглажена.

Эти особенности объясняются различием дифракционных фазовых сдвигов или скоростей распространения основной и высших гармоник. Они наиболее заметны, когда оба процесса — генерация гармоник и дифракция — выражены одинаково четко. Такие условия возникают при больших акустических числах Рейнольдса на расстояниях от излучателя, примерно равных длине образования разрыва  $L_p$  или дифракционной длине  $L_d$ ; их отношение — число  $N=2L_d/L_p$  — при этом должно быть порядка единицы.

Подобные процессы наблюдались экспериментально [4, 5], однако их появление приписывали действию других факторов (в частности, волноводной дисперсии). Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование поведения дифрагирующих звуковых пучков конечной амплитуды в свободном пространстве и сравнение расчетов на ЭВМ [3] с экспериментом. Особое внимание уделялось реализации условий, исключающих появление фазовых сдвигов между гармониками за счет других причин — геометрической дисперсии, паро-газовых пузырьков в воде и т. д.

Распространение нелинейных звуковых пучков в недиспергирующей среде описывается уравнением Хохлова—Заболотской. В безразмерных переменных [3] оно имеет вид

$$N \frac{\partial^2 \rho^2}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial z \partial \theta} + \Delta_{\perp} \rho = 0. \quad (1)$$

Пусть на границе возбуждается гармонический сигнал

$$\rho(\theta, R, z=0) = -F(R) \sin \theta. \quad (2)$$

Здесь  $\rho = \rho'/A$  — возмущение плотности, нормированное на его амплитуду  $A$  на оси пучка на границе среды,  $z = x/(4L_d)$  — расстояние, отнесенное к дифракционной длине  $L_d = ka^2/2$ ,  $k$  — волновое число,  $a$  — радиус пучка на входе,  $\theta = \omega(t - x/c_0)$  — безразмерное время в сопровождающей системе координат,  $R = r/a$  — нормированная координата в поперечном сечении пучка,  $\Delta_{\perp} = (\partial^2/\partial R^2 + R^{-1}\partial/\partial R)$  — лапласиан по поперечной координате. Функция  $F(R)$  описывает распределение амплитуды колебаний на границе среды.

Число  $N=2L_d/L_p$  определяется соотношением нелинейных и дифракционных эффектов;  $L_p = c_0^2/\epsilon\omega A$  — длина образования разрыва в плоской волне амплитуды  $A$ ,  $\epsilon$  — нелинейный параметр среды [1]. От-

метим, что прямое определение числа  $N$  в эксперименте невозможно. Поэтому оно рассчитывалось по измеренному расстоянию образования разрыва на оси пучка  $z_p$ .

Экспериментальные результаты настоящей работы сравнивались с численным решением задачи (1), (2) [3]. Основное внимание уделялось форме волны, так как амплитуды гармоник дают меньше информации вследствие необходимости учитывать также сдвиги фаз между ними.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Все эксперименты проводились в гидробассейне размерами  $2 \times 0,75 \times 0,75$  м, заполненном отстаившейся водопроводной водой при темпе-

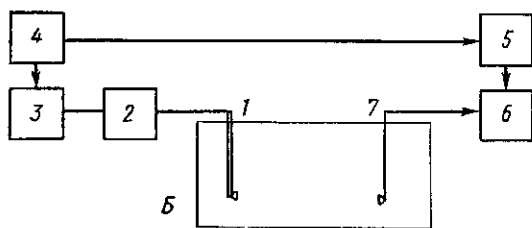


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: Б — гидробассейн, 1 — излучатель, 2 — усилитель мощности, 3 — генератор сигналов, 4 — генератор импульсов, 5 — генератор импульсов, 6 — запоминающий осциллограф, 7 — гидрофон

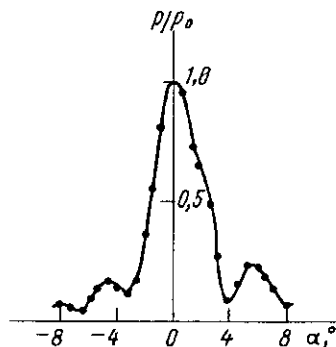


Рис. 2. Диаграмма направленности излучателя

ратуре  $21-22^\circ\text{C}$ . В качестве излучателя ультразвука использовался диск диаметром 30 мм из пьезокерамики ЦТС-19 с резонансной частотой 1 МГц. Гидрофон представлял собой пластинку пьезокварца X-среза с диаметром 10 мм и резонансной частотой 14,5 МГц, вклеенную в держатель из оргстекла. Излучатель и гидрофон могли плавно перемещаться в горизонтальной плоскости и вращаться вокруг вертикальной оси. Сигнал возбуждения формировался стандартным генератором (Г4-18А) 3, модулировался с помощью генератора импульсов (Г5-54) 4, усиливался резонансным усилителем мощности 2 и поступал на излучатель 1. В эксперименте использовались радиоимпульсы с частотой заполнения 1 МГц, длительностью 50 мкс и частотой следования до 100 Гц. С приемного гидрофона 7 импульсы поступали на вход запоминающего осциллографа 6, синхронизация которого обеспечивалась импульсом формирователя сигнала, задержанным генератором 5 (Г5-60). Осциллограммы регистрировались фотоаппаратом.

На рис. 2 приведена диаграмма направленности излучателя, измеренная в режиме слабого сигнала. Приемник находился на расстоянии, соответствующем дифракционному параметру  $D = \sqrt{\lambda x/a} \approx 3$ . Он представлял собой пьезокерамический цилиндр диаметром 1,5 мм и длиной 5 мм, выставленный вертикально. Асимметрия диаграммы направленности излучателя свидетельствует о наличии тангенциальных мод колебаний излучающей поверхности. Из вида диаграммы направленности можно сделать вывод, что распределение амплитуды давления на излучателе имеет достаточно резкие края и, по-видимому, приближается к равномерному.

Калибровка гидрофона проводилась по измерению длины образования разрыва в ближнем поле. Использовался излучатель с дифракционной длиной  $L_d=2,2$  м. Расстояние образования разрыва определялось по появлению осцилляций с резонансной частотой гид-

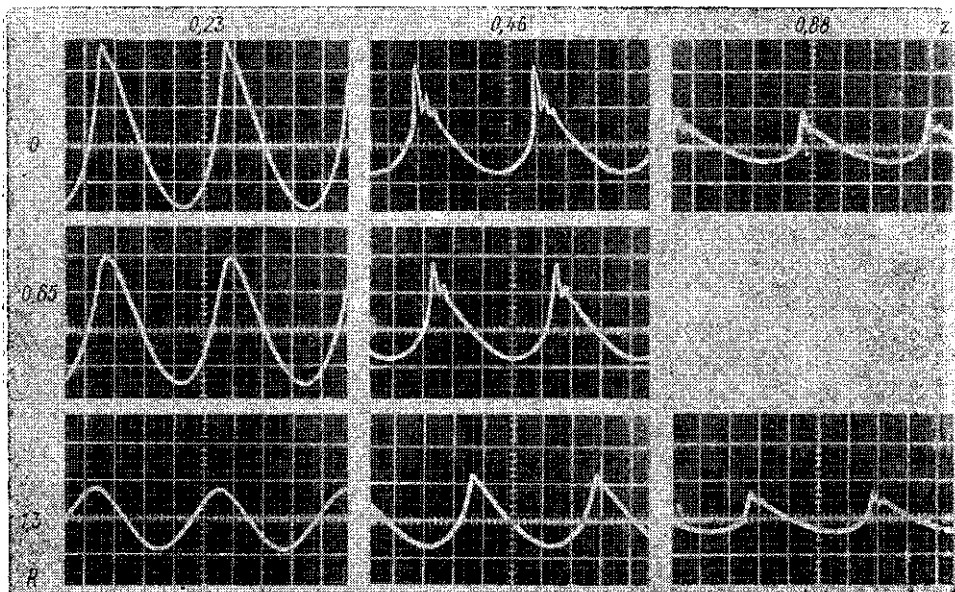


Рис. 3. Форма волны на различных расстояниях от излучателя вдоль оси пучка ( $z$ ) и в поперечном сечении ( $R$ ).  $N \approx 2 \div 2,5$

рофона на вершине фазы сжатия, следующей за ударным фронтом. Коэффициент акустической нелинейности для воды принимался равным 4,0.

Трансформация формы волны в пучке конечной амплитуды представлена на рис. 3 при фиксированном значении параметра  $N$ . При-

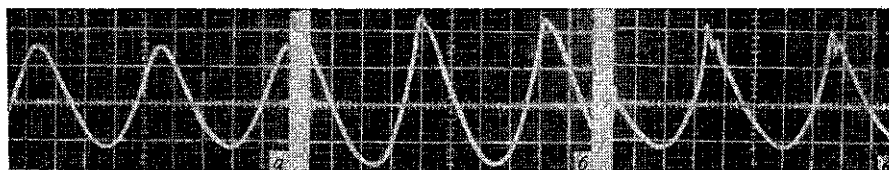


Рис. 4. Форма волны в фиксированной точке пространства для последовательно увеличивающейся ( $a$ ,  $b$ ,  $в$ ) мощности накачки (число  $N$ )

ведены осциллограммы на расстояниях  $z=0,23$ ;  $0,46$ ;  $0,88$  и на различных расстояниях от оси пучка. Масштаб на всех фотографиях одинаков. На длине  $z=0,23$  образуется разрыв в профиле волны, измеренном вблизи оси пучка; это позволяет оценить число  $N$  (из данных расчетов [3]):  $N=2 \div 2,5$ . С увеличением  $z$  отчетливо проявляется асимметрия искажения полуволн. Профиль волны имеет характерный вид: отрицательный полупериод скруглен и растянут, положительный — укорочен и заострен. Форма фазы сжатия немного искажена

осцилляциями на резонансной частоте приемника, возбуждаемого ударной волной (при измерении амплитуды разрыва использовались нулевые фазы колебаний). Асимметрия профиля может быть охарактеризована соотношением амплитуд фазы сжатия  $\rho_+$  и фазы разрежения  $\rho_-$ , а также их длительностей (соответственно  $\tau_+$  и  $\tau_-$ ). Изменение этих величин с расстоянием представлено в таблице.

$z$ . . . . .	0,23	0,46	0,88
$\rho_+/\rho_-$ . . . .	1,6	2,0	1,8
$\tau_+/\tau_-$ . . . .	0,67	0,70	0,57

Из таблицы видно, что при данном значении  $N$  наибольшая асимметрия наблюдается при  $z=2L_d$ . С увеличением и уменьшением  $z$  асимметрия уменьшается: на меньших расстояниях нелинейные искажения не успевают накопиться и потому профиль симметричен, а на больших — фронт волны приближается к сферическому, амплитуды падают и асимметрия уменьшается.

Зависимость формы волны от поперечной координаты (см. рис. 3) показывает, что с увеличением  $z$  область суще-

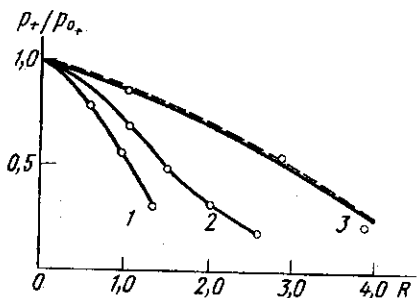


Рис. 5. Поперечное распределение положительного пикового давления на различных расстояниях от излучателя:  $z=0,23$  (1),  $0,46$  (2) и  $0,94$  (3). Кривые нормированы на  $p_0$  — амплитудное значение давления на оси пучка

ствования ударной волны расширяется, как это и следует из расчетов. С увеличением числа  $N$  область ударной волны также расширяется. На рис. 4 приведены профили волны для различных  $N$ , измеренные в фиксированной точке пространства:  $z=0,23$  и  $R=1,0$ . При слабой накачке (малое  $N$ , рис. 4, а) фронт не сформировался, волна не искажена. С увеличением амплитуды гармоническая форма волны искажается (рис. 4, б) и формируется профиль, характерный для ударной волны (рис. 4, в).

На больших расстояниях (в частности, при  $N=2 \div 2,5$ ,  $z=0,88$ , когда измерения фактически велись в дальней зоне) поперечное распределение амплитуды колебаний слабо отличается от линейного случая (пунктирная кривая на рис. 5). Графики поперечного распределения положительного пикового давления, измеренного на расстояниях  $z=0,23; 0,46; 0,94$ , приведены на рис. 5 (сплошные кривые 1—3).

Таким образом, полученные экспериментальные данные находятся в согласии с имеющимися численными расчетами и показывают принципиальную необходимость учета конечности апертуры пучка при средних значениях числа  $N \sim 1$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. [2] Руденко О. В., Солуян С. И., Хохлов Р. В. ДАН СССР, 1975, 225, № 5, с. 1053. [3] Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. [4] Webster D. T., Theobald M. A., Blackstock D. T. In: Proc. 9-th Int. Congress on Acoustics. V. 2. Madrid, 1977, p. 740. [5] Gallego-Juarez J. A., Gaete-Garretón Z. J. Acoust. Soc. Am., 1983, 73, p. 761.

Поступила в редакцию  
06.10.83