

УДК 534.222

© 1993 г. А. Г. Мусатов, О. А. Сапожников

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С УДАРНЫМ ФРОНТОМ

Исследовалась фокусировка коротких (0,2 мкс) акустических импульсов от 10 до 500 атм в условиях проявления нелинейных эффектов. Отмечаются два эффекта — нелинейное поглощение, связанное с диссипацией энергии волны на разрыве, а также саморефракция, обусловленная нелинейным ускорением ударного фронта. С ростом мощности импульса наблюдались увеличение размеров фокальной области и нелинейное ограничение акустического давления в фокусе. Результаты эксперимента сравниваются с двумя теоретическими моделями. Первая основана на линейном приближении и хорошо описывает эксперимент в случае маломощных импульсов. Вторая модель учитывает нелинейные эффекты в приближении геометрической акустики и удовлетворительно согласуется с экспериментом при высоком уровне акустического давления.

При фокусировке мощных акустических импульсов большую роль играет нелинейность среды. Имеющиеся к настоящему времени эксперименты, в которых наблюдались нелинейные акустические эффекты в сфокусированных полях, осуществлялись в воде с использованием электроразрядных, электромагнитных, пьезоэлектрических [1], взрывных [2] источников ударных волн (импульсов с ударным фронтом), эти источники используются в медицине для экстракорпоральной литотрипсии. Кроме того, проводились эксперименты по фокусировке ударных волн в газе с использованием ударной трубы, в которую помещался параболический рефлектор [3]. Большими возможностями обладают оптоакустические источники [4], они также позволяют генерировать достаточно мощные акустические импульсы [5].

Указанные эксперименты показали, что акустическая нелинейность приводит к ограничению максимального давления в фокусе, вызывает сдвиг и «размывание» фокальной области, искажает профиль волны. К настоящему времени все эти эффекты, однако, изучены недостаточно. Интерес при исследовании представляет анализ влияния различных факторов на процесс фокусировки. В предыдущей работе авторов [6] исследовалась фокусировка мощных импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта. В настоящей статье представлены результаты экспериментов по изучению процесса фокусировки в зависимости от амплитуды волны.

Возбуждение оптоакустических импульсов осуществлялось с помощью оптоакустического (ОА) преобразователя. В качестве оптического источника использовался импульсный твердотельный лазер на неодимовом стекле. Поперечная структура интенсивности в световом пучке сглаживалась путем помещения перед ОА-преобразователем матовой пластинки. На выходе ОА-преобразователя акустическая волна имела следующие параметры: длительность импульса 0,2 мкс, диаметр акустического пучка 2 см, поперечное распределение пикового давления в пучке — колоколообразное. Величина пикового давления регулировалась изменением энергии лазерного излучения с помощью оптических светофильтров, максимальное значение пикового давления составляло около 500 атм. Использовались два ОА-преобразователя — ОА-концентратор с фокусным расстоянием 50 мм и ОА-преобразователь, генерирующий импульсы с плоским волновым фронтом. Акустическая волна от ОА-генератора направлялась в кювету с водой. Регистрация временного профиля волны в разных точках производилась с помощью

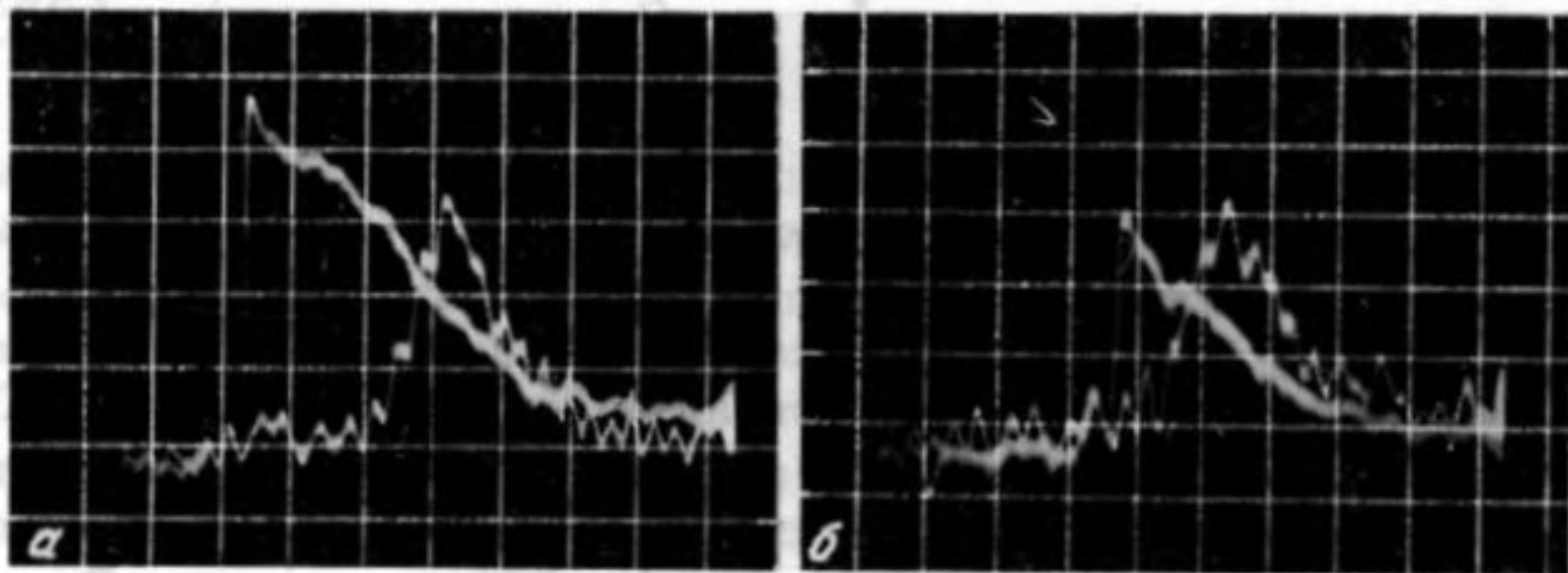


Рис. 1

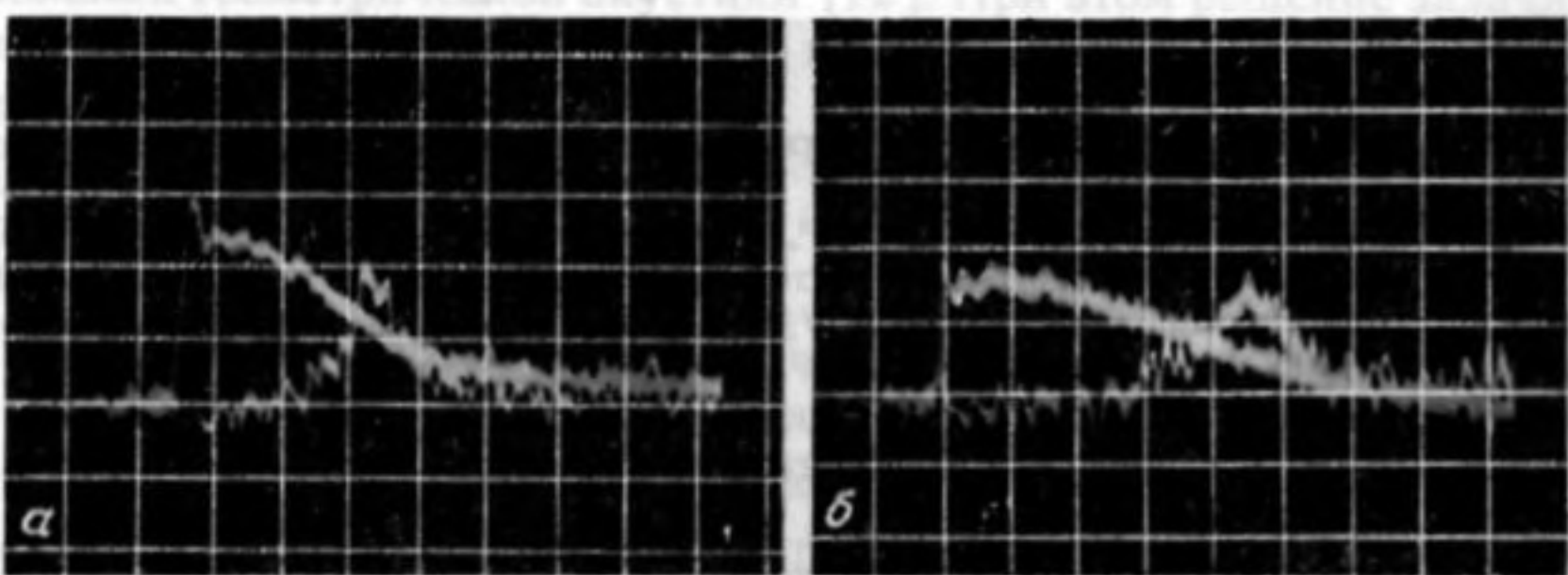


Рис. 2

Рис. 1 и рис. 2. Профили акустических импульсов $P(\tau)$. Ось ординат: для линейных импульсов 4,5 атм/дел, для нелинейных 150 атм/дел. Ось абсцисс: рис. 1—0,1 мкс/дел, рис. 2—0,2 мкс/дел

ПВДФ-гидрофона с диаметром чувствительного участка 1 мм. Более подробно экспериментальная установка и методика измерений описаны в работе [6].

Прежде чем описывать экспериментальные результаты, отметим, что акустическая нелинейность может влиять на процесс фокусировки слабых ударных волн двояким образом. Одно из следствий нелинейности — диссипация энергии волны на ударном фронте. Другой возможный механизм — саморефракция, обусловленная тем обстоятельством, что скорость фронта волны тем выше, чем больше пиковое давление [7]. Саморефракция в пучке проявляется в форме дефокусировки, поскольку пиковое давление максимально на оси пучка и уменьшается к его краям. Существуют ситуации, когда преобладающим является какой-либо один из указанных механизмов. Так, например, при фокусировке пилообразных волн нелинейное ограничение амплитуды волны обусловлено лишь диссипацией энергии на разрыве, поскольку в симметричной пилообразной волне ударные фронты распространяются со скоростью звука [8]. При фокусировке ступенчатых ударных волн, напротив, основным эффектом является нелинейная рефракция [9]. Лишь вблизи фокуса и для пилообразной и для ступенчатой волн существенны оба нелинейных механизма, поскольку дифракция искажает исходную форму волны.

Иначе обстоит дело при фокусировке одиночных видеоимпульсов. Здесь одинаково важны и нелинейное поглощение и саморефракция. Для иллюстрации этой особенности проводились предварительные эксперименты с нефокусированной (плоской) волной. На рис. 1, 2 приведены фотографии профиля акустической волны, снятые с экрана запоминающего осциллографа. На каждой из осциллограмм имеются два сигнала. Для удобства сопоставления они регистрировались при различной чувствительности осциллографа. Сигнал симметричной формы соот-

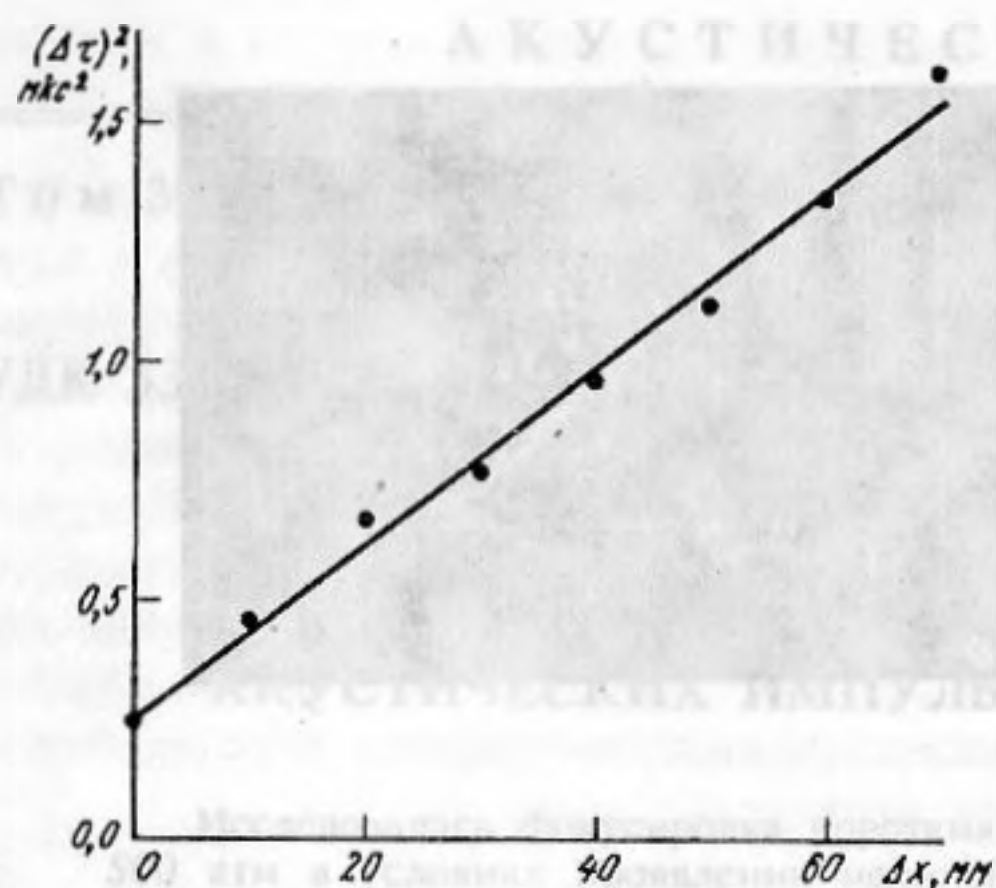


Рис. 3

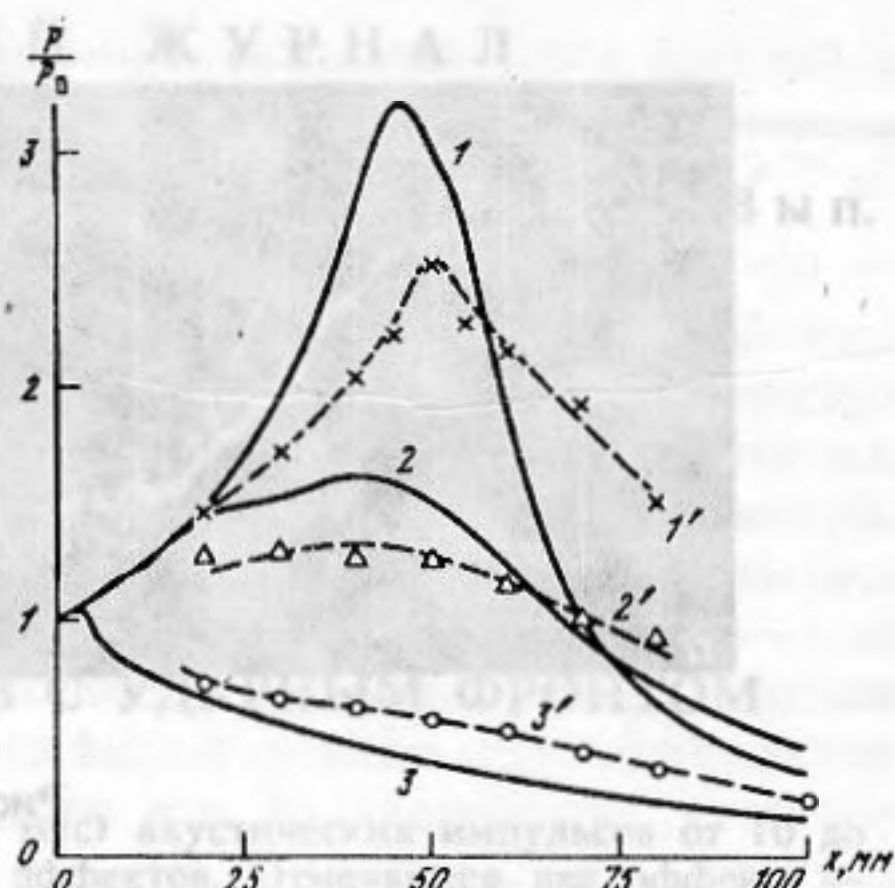


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость квадрата временного сдвига ударного фронта $\Delta\tau$ от пройденного волной расстояния Δx

Рис. 4. Зависимость пикового давления на оси P , нормированного на свое исходное значение P_0 , от расстояния x . Штриховые кривые соединяют экспериментальные точки: $1' - 3' - P_0 = 9, 100$ и 500 атм. Сплошные кривые — теоретические ($D = 1/3$). Кривая 1 построена по линейной теории [10], кривые 2 и 3 рассчитаны на основе нелинейной модели ($\Pi = 3,2$ и 16 соответственно)

ветствует линейному режиму (его пиковое давление составляет 10 атм). В условиях проявления нелинейности импульс имеет такой профиль лишь на выходе ОА-генератора, по мере распространения волна искажается, на некотором расстоянии возникает ударный фронт и далее профиль волны становится треугольным. Второй сигнал на осциллограммах рис. 1, 2 соответствует именно такому акустическому импульсу. Нелинейные сигналы на рис. 1, а и б зарегистрированы на одном и том же расстоянии от излучателя (5 мм), исходное пиковое давление нелинейного сигнала на рис. 1 а больше, чем на рис. 1, б. Отчетливо видно, что ударный фронт движется быстрее слабого сигнала, причем скорость фронта возрастает при увеличении пикового давления. Рисунок 2, кроме того, иллюстрирует нелинейное поглощение. Исходное пиковое давление для сигналов, изображенных на рис. 2, а и б одинаково, но зарегистрированы они на разных расстояниях от излучателя (20 и 50 мм соответственно). Заметно, что по мере распространения импульса с ударным профилем его пиковое давление уменьшается, а длительность растет. Время, на которое фронт нелинейного импульса опережает фронт линейного сигнала, увеличивается с расстоянием. На рис. 3 приведен измеренный график зависимости временного сдвига ударного фронта $\Delta\tau$ от пройденного волной расстояния Δx . Как видно, зависимость $(\Delta\tau)^2$ от Δx близка к линейной. Этот результат находится в хорошем соответствии с теоретической зависимостью для плоской волны в треугольном профилем, распространяющейся в идеальной жидкости [10].

Приведенные результаты показывают, что для акустических импульсов, которые возбуждались в описываемых экспериментах, эффекты нелинейного ускорения фронта волны и нелинейного поглощения играли заметную роль.

Ясно, что при использовании ОА-концентратора эта роль могла лишь возрасти из-за усиления волны вблизи фокуса. Теоретическое исследование фокусировки импульсов в общем виде может быть проведено лишь путем численного решения уравнений гидродинамики. В линейном и, наоборот, сильнонелинейном режимах анализ слабофокусированных импульсов упрощается [11, 12].

В первом случае удастся рассчитать функцию Грина для акустического пучка с гауссовским исходным поперечным профилем пикового давления. Функция Грина позволяет получить параметры волны в любой точке пространства [11]. Поведение импульса зависит от величины безразмерного параметра

$$D = \frac{2Rc_0\tau_0}{a_0^2}. \quad (1)$$

В это выражение входят характеристики волны на входе в среду: R — радиус кривизны волнового фронта (фокусное расстояние), τ_0 — длительность импульса, a_0 — поперечный радиус акустического пучка, c_0 — скорость звука. Параметр D характеризует влияние дифракции и может быть записан в виде $D = R/x_d$, где $x_d = a_0^2/(2c_0\tau_0)$ имеет смысл дифракционной длины. Расчет, в частности, показывает, что пиковое давление импульса в фокусе R_f связано с исходным пиковым давлением на оси пучка P_0 соотношением [11]:

$$P_f = P_0/D. \quad (2)$$

Для достаточно мощных импульсов возможен упрощенный подход, основанный на приближении геометрической акустики [12]. При этом решение задачи зависит уже от двух безразмерных параметров D и Π , последний характеризует влияние нелинейности:

$$\Pi = \frac{\varepsilon P_0 R}{\rho_0 c_0^3 \tau_0}. \quad (3)$$

Здесь ε — параметр акустической нелинейности, P_0 — исходное пиковое давление на оси пучка, ρ_0 — плотность среды. Формула (3) может быть записана в виде $\Pi = R/x_{nl}$, где $x_{nl} = \rho_0 c_0^3 \tau_0 / (\varepsilon P_0)$ характерный масштаб нелинейности. Приближенный подход [12] фактически оправдан при $\Pi \gg 1$, когда нелинейная рефракция оказывает большее влияние на ограничение поля в фокусе, чем дифракция. Ниже с результатами эксперимента сравниваются обе из указанных теоретических моделей.

На рис. 4 приведены зависимости пикового давления на оси P в зависимости от расстояния x при различных значениях исходного пикового давления P_0 . Видно, что заметное усиление пикового давления в фокусе наблюдалось в эксперименте лишь при небольших уровнях P_0 (кривая 1'). При фокусировке достаточно мощных импульсов усиление было незначительным (кривая 2') или отсутствовало вовсе (кривая 3'). Такое поведение пикового давления находится в хорошем соответствии с теоретическими моделями [11, 12]. Все экспериментальные кривые в области фокуса лежат ниже кривой, рассчитанной по линейной теории (кривая 1), что свидетельствует о влиянии нелинейных эффектов. Теоретические зависимости (2) и (3) рассчитаны с учетом нелинейного поглощения и саморефракции. Указанные эффекты, как видно из графиков, оказывают значительное влияние на процесс фокусировки.

При фокусировке волн происходит концентрация акустического поля вблизи оси. В случае импульсов этот процесс может быть охарактеризован, например, шириной d — кривой поперечного распределения пикового давления, измеренной по уровню $1/2$. На рис. 5 изображена зависимость диаметра акустического импульсного пучка d от расстояния x . Кривые построены при тех же условиях, что и соответствующие зависимости на рис. 4. Отчетливо видно, что в эксперименте наблюдалось нелинейное уширение фокальной перетяжки с увеличением мощности импульса (кривые 1' — 3'). Сужение пучка является заметным лишь при достаточно низких уровнях исходного давления (кривая 1'). Сплошными кривыми 2 и 3 изображены теоретические зависимости, построенные с учетом нелинейных эффектов. Заметим, что рассчитанный диаметр фокальной перетяжки удовлетворительно соответствует эксперименту. Однако за фокусом (см. кривые 3 и 3') теоретические и экспериментальные зависимости различаются. Этот факт может быть объяснен тем, что в теоретической модели [12] не учитываются aberrации нелинейной линзы при саморефракции, и тем самым степень самодефокусировки

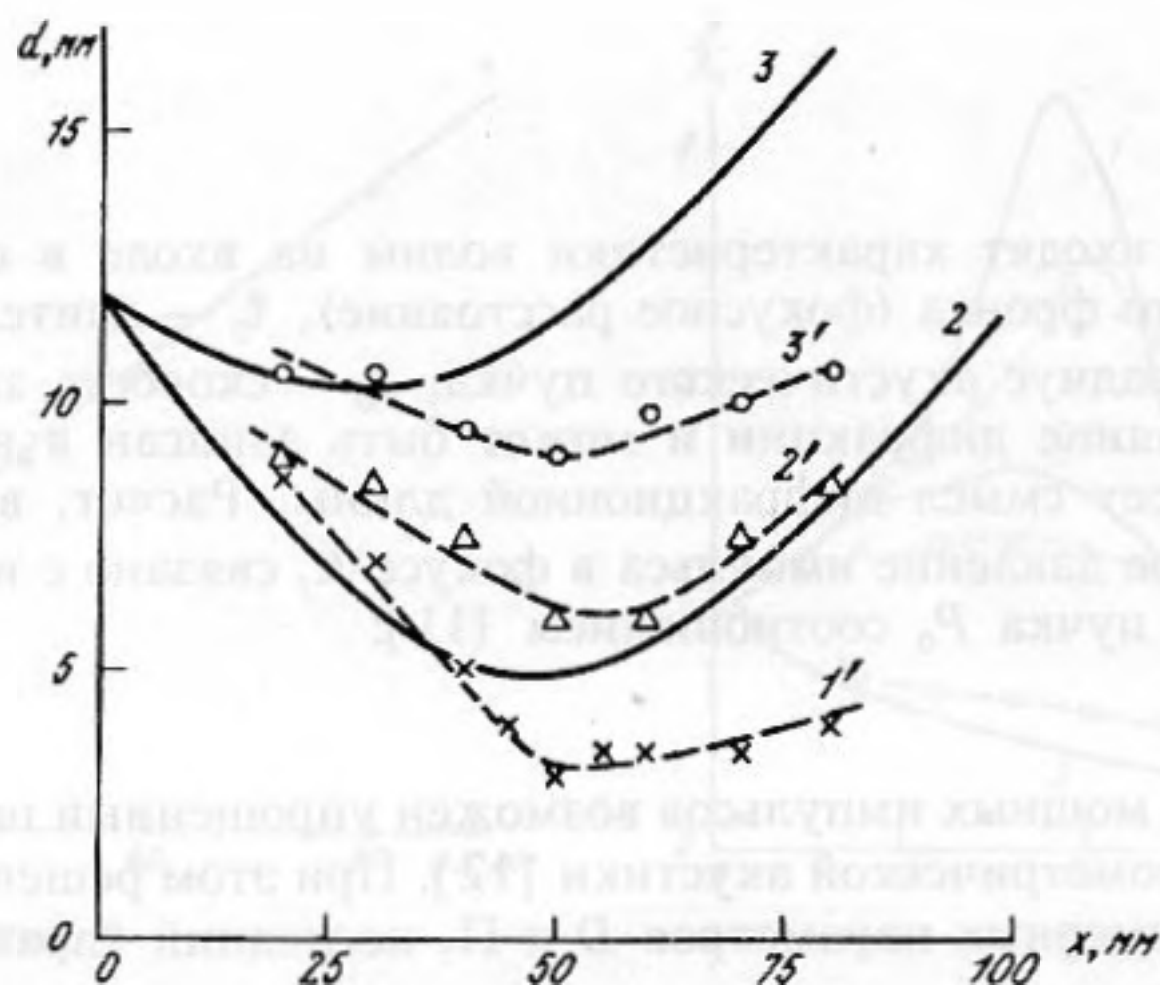


Рис. 5. Диаметр акустического пучка d в зависимости от расстояния x . Кривые 1' — 3' — эксперимент при $P_0 = 9, 100$ и 500 атм. Кривые 2 и 3, соответствующие кривым 2' и 3' — теоретические ($D = 1/3$, $\Pi = 3,2$ и 16)

пучка несколько завышается. В действительности же вблизи фокуса aberrации могут быть существенными — волновой фронт сильно искажается [3].

Нелинейное «размывание» фокальной области, наблюдаемое в эксперименте, иллюстрирует рисунок 6. На нем изображено поперечное распределение пикового давления в фокальной плоскости. С увеличением мощности фокусируемого импульса поперечное распределение уширяется в несколько раз. В практических приложениях интерес обычно представляет возможность усиления волны за счет фокусировки. В отсутствие нелинейных эффектов усиление может быть существенным (см. формулы (1) и (2)), если параметр D мал; например, при использовании коротких импульсов. Однако нелинейные эффекты могут препятствовать фокусировке. На рис. 7 штриховой линией нанесена экспериментальная зависимость пикового давления в фокусе P_f от исходного значения P_0 . Видно, что с ростом P_0 происходит нелинейное ограничение P_f . Так, уже при $P_0 > 60$ атм значение P_f оказывается меньше, чем P_0 , т. е. усиление отсутствует. Теоретическая кривая 1 построена по формуле (2). Она удовлетворительно описывает эксперимент лишь для достаточно маломощных импульсов ($P_0 < 10$ атм), кривая 2 — также теоретическая, она построена с учетом нелинейных эффектов. Заметим, что удовлетворительное согласие с экспериментом имеется лишь при $P_0 > 100$ атм, т. е. в случае мощных волн. При этом имеется некоторое занижение уровня P_f по сравнению с экспериментом, объясняющееся пренебрежением aberrациями акустического пучка в теоретической модели [12]. В области малых P_0 , как видно из рис. 7, нелинейная модель неправильно описывает процесс фокусировки. Так, например, P_f неограниченно возрастает при $P_0 \rightarrow 0$. Это неудивительно, поскольку в указанной теоретической модели эффекты дифракции не учитываются. Между тем именно они ограничивают давление в фокусе в отсутствие нелинейных эффектов.

Таким образом, при использовании импульсов с ударным фронтом эффекты нелинейного поглощения и саморефракции существенно изменяют характер их фокусировки. С ростом мощности импульса происходит увеличение размеров фокальной области, уменьшается коэффициент усиления давления в фокусе. Линейная теория [11] применима лишь для достаточно слабых импульсов. При этом ограничение давления в фокусе и структура фокальной области обусловлены дифракцией. В случае умеренных пиковых давлений ($\Pi \sim 1$, см. фокулу (3)) имеющиеся теоретические модели не позволяют рассчитать характеристику аку-

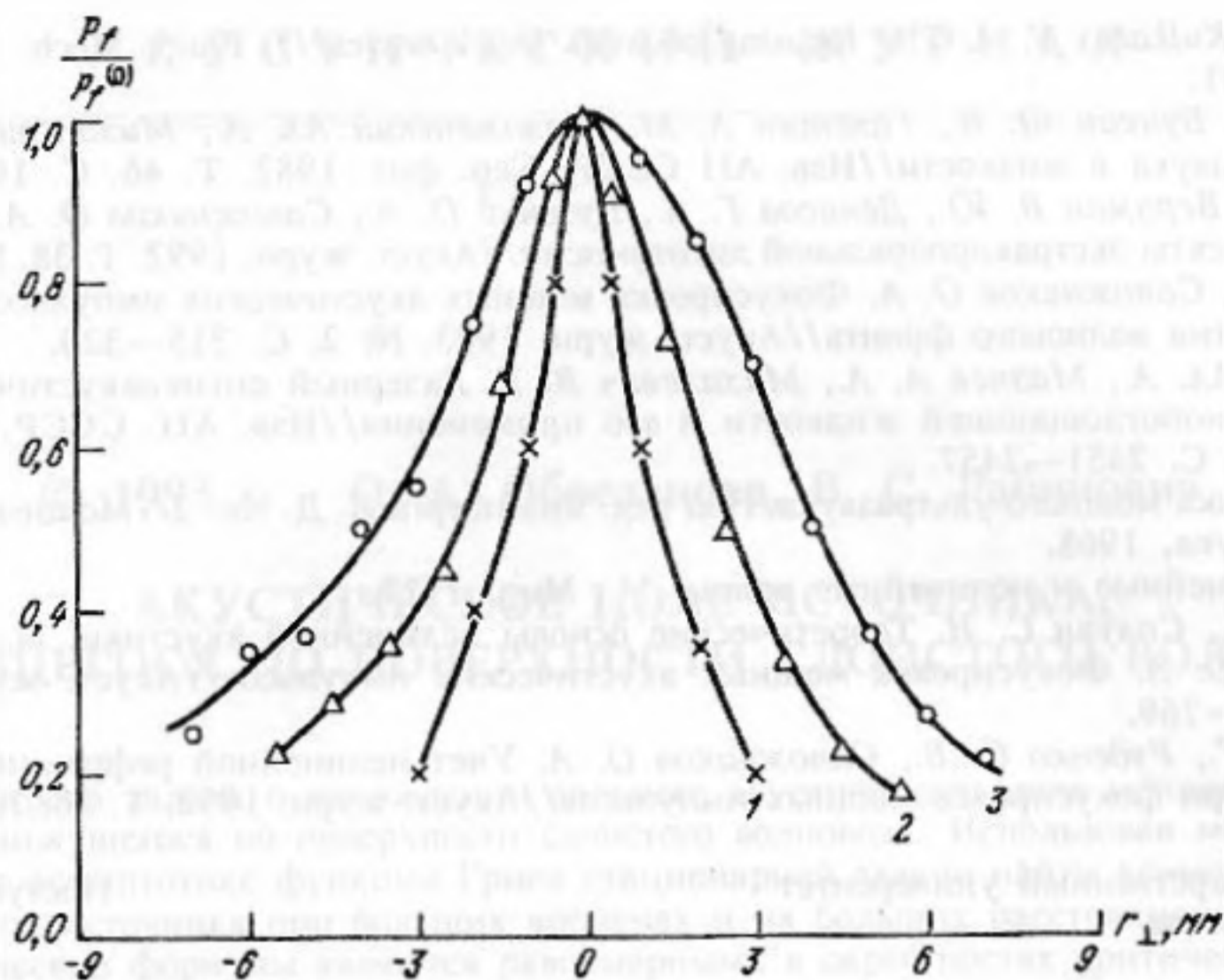


Рис. 6. Поперечное распределение пикового давления P_f в фокальной плоскости (эксперимент). r_{\perp} — поперечная координата. P_f^0 — значение P_f на оси. Кривым 1—3 соответствуют следующие значения исходного ($x = 0$) пикового давления: $P_0 = 9, 60$ и 500 атм

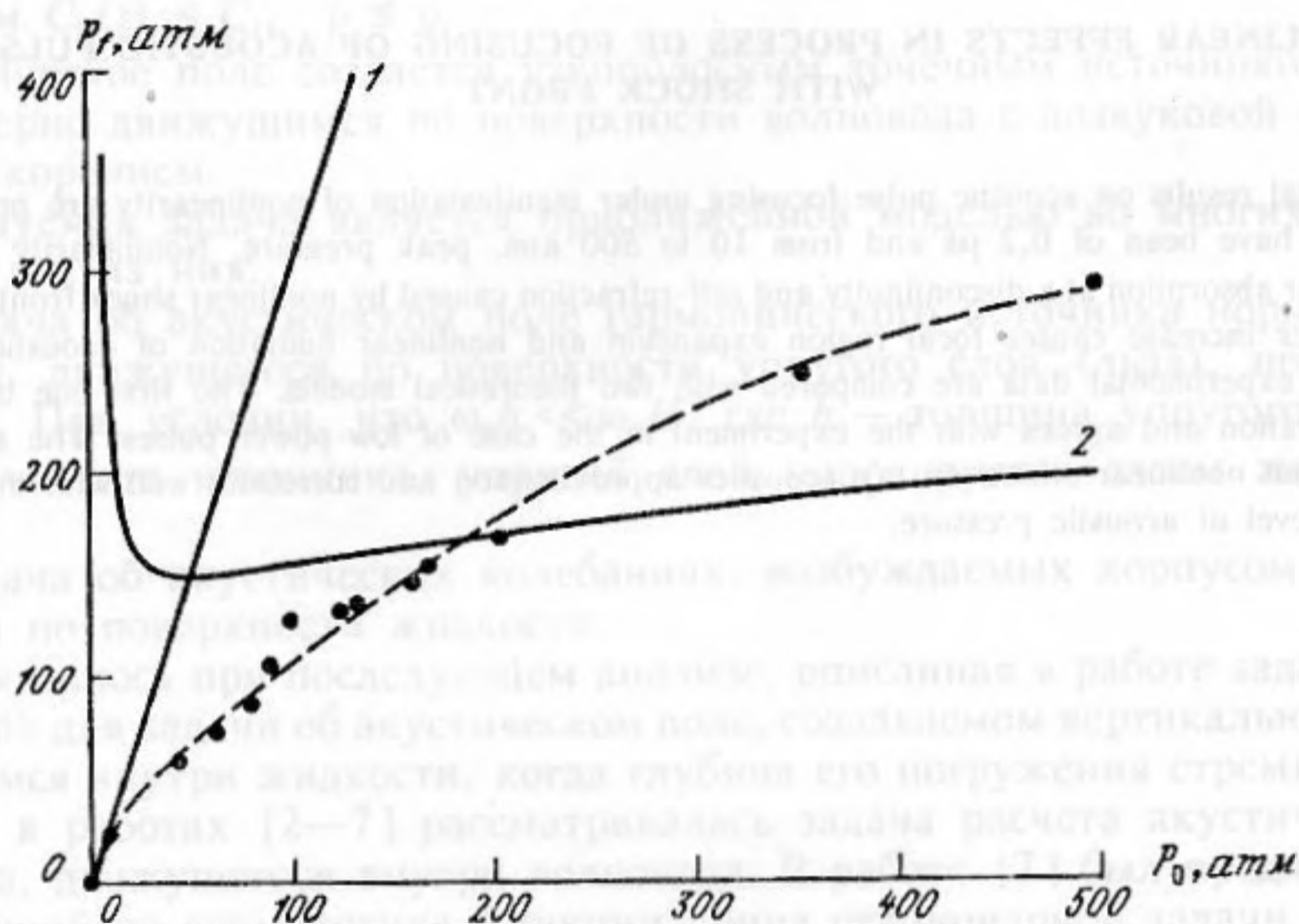


Рис. 7. Пиковое давление в фокусе P_f в зависимости от исходного пикового давления P_0 . Штриховая кривая проведена по экспериментальным точкам. Сплошные кривые — теоретические. 1 — линейная теория, 2 — нелинейная модель [11]

стического поля. Наряду с дифракцией в этом случае заметную роль играют нелинейные эффекты, что усложняет теоретическое описание. Для моделирования фокусировки мощных импульсов ($P \gg 1$) может быть использован подход, развитый в работе [12]. При этом влияние нелинейных эффектов несколько завышается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coleman A. J., Saunders J. E. A survey of the acoustic output of commercial extracorporeal shock wave lithotripters//Ultrasound Med. Biol. 1989. V. 15. P. 213—227.
2. Takayama K. High pressure generation by shock wave focusing in a confined ellipsoidal cavity//Proc. Internat. Workshop on Shock Wave Focusing. Sendai, Japan, 1989. P. 217—226.

3. *Sturtevant B., Kulkarny V. A.* The focusing of weak shock waves//J. Fluid. Mech. 1976. V. 73. Part 4. P. 651—671.
4. *Божков А. И., Букин Ф. В., Галстян А. М., Коломенский Ал. А., Михалевич В. Г.* Лазерное возбуждение звука в жидкости//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1624—1631.
5. *Андреев В. Г., Вероман В. Ю., Денисов Г. А., Руденко О. В., Сапожников О. А.* Нелинейно-акустические аспекты экстракорпоральной литотрипсии//Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 4. С. 588—593.
6. *Мусатов А. Г., Сапожников О. А.* Фокусировка мощных акустических импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта//Акуст. журн. 1993. № 2. С. 315—320.
7. *Коломенский Ал. А., Мазнев А. А., Михалевич В. Г.* Лазерный оптикоакустический эффект на границе сильнопоглощающей жидкости и его применения//Изв. АН. СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 12. С. 2451—2457.
8. *Физика и техника мощного ультразвука/Под ред. Розенберга Л. Д. Кн. 2//Мощные ультразвуковые поля. М.: Наука, 1968.*
9. *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
10. *Руденко О. В., Солюян С. И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
11. *Сапожников О. А.* Фокусировка мощных акустических импульсов//Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 760—769.
12. *Мусатов А. Г., Руденко О. В., Сапожников О. А.* Учет нелинейной рефракции и нелинейного поглощения при фокусировке мощных импульсов//Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 502—510.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
07.12.92

A. G. Musatov, O. A. Sapozhnikov

NONLINEAR EFFECTS IN PROCESS OF FOCUSING OF ACOUSTIC PULSES WITH SHOCK FRONT

Experimental results on acoustic pulse focusing under manifestation of nonlinearity are presented. The acoustic pulses have been of 0,2 μ s and from 10 to 500 atm. peak pressure. Nonlinearity provides two effects: nonlinear absorption at a discontinuity and self-refraction caused by nonlinear shock front acceleration. The pulse power increase causes focal region expansion and nonlinear limitation of acoustic pressure in the focus. The experimental data are compared with two theoretical models. The first one is based on a linear approximation and agrees with the experiment in the case of low-power pulses. The second model takes into account nonlinear effects on ray acoustics approximation and correlates well with the experiment under a high level of acoustic pressure.

Экспериментальные результаты по фокусировке акустических импульсов при проявлении нелинейности представлены. Акустические импульсы имели длительность 0,2 мкс и амплитуду от 10 до 500 атм. Нелинейность приводит к двум эффектам: нелинейному поглощению на разрыве и саморефракции, вызванной нелинейным ускорением фронта ударной волны. Увеличение мощности импульса приводит к расширению фокальной области и нелинейному ограничению акустического давления в фокусе. Экспериментальные данные сравниваются с двумя теоретическими моделями. Первая модель основана на линейном приближении и согласуется с экспериментом в случае слабых импульсов. Вторая модель учитывает нелинейные эффекты в приближении лучевой акустики и хорошо коррелирует с экспериментом при высоком уровне акустического давления.