

08;12

Экспериментальное исследование процессов фокусировки субмикросекундных импульсов давления в жидкости

© Ю.В. Судьенков¹, Э.В. Иванов²¹Санкт-Петербургский государственный университет,
198904 Санкт-Петербург, Россия²Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики (Технический университет),
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 марта 1997 г.)

Представлены экспериментальные результаты исследования процессов фокусировки в воде моноимпульсов давления субмикросекундной длительности. Изучалось влияние распределения начальной амплитуды, уровня начального давления, а также геометрических параметров оптико-акустического концентратора. Обнаружена возможность значительного повышения эффективности фокусировки за счет перехода от колоколообразного распределения начальной амплитуды к распределению кольцевого типа.

Введение

В настоящее время явление фокусировки акустических импульсов в жидкости находит широкое применение в различных областях науки, техники и медицины [1–3]. Соответственно задача концентрации импульсных давлений в предельно малой пространственной области является весьма актуальной.

Для описания процесса фокусировки монохроматических волн в линейном приближении применимо интегральное уравнение Кирхгофа–Гельмгольца [4]. Если фокусное расстояние F значительно превышает длину волны λ , а геометрический угол сходимости α не слишком велик ($\alpha \leq 1$ rad), данный подход приводит к следующему результату [5]:

$$(p_f/p_0) \sim F\beta^2/\lambda, \quad L_f \sim \lambda/\beta^2, \quad D_f \sim \lambda/\beta, \quad (1)$$

где p_f и p_0 соответственно максимальное значение амплитуды давления в фокальной плоскости и на поверхности фокусирующего источника; L_f и D_f — длина и диаметр фокальной области по уровню $0.5p_f$; β — эффективный угол сходимости.

Параметр β определяется выражениями [5]

$$\beta^2 = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\alpha f_s(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

$$f_s(\theta, \varphi) = p_s(\theta, \varphi)/p_0,$$

где $p_s(\theta, \varphi)$ и $f_s(\theta, \varphi)$ — соответственно амплитуда давления на поверхности фокусирующего источника и функция ее распределения; θ и φ — широтный и меридиональный углы в сферической координатной системе (начало координат находится в точке геометрического фокуса, угол θ отсчитывается от акустической оси, а угол φ — в фокальной плоскости).

Таким образом, для повышения эффективности фокусировки линейных монохроматических волн следует

уменьшать длину волны λ и увеличивать эффективный угол сходимости β .

Критерием применимости линейного подхода, учитывающего лишь дифракцию, являются соотношения [4]

$$(4L_D/L_N) \ll 1, \quad L_D = \pi(F\beta)^2/\lambda, \quad (3)$$

$$L_N = \rho_0 c_0^2 \lambda / (2\pi \varepsilon p_0),$$

где L_D и L_N — соответственно дифракционная длина и дистанция образования разрыва в плоской волне, $\varepsilon = (1 + \gamma)/2$ — параметр акустической нелинейности, ρ_0 и c_0 — плотность жидкости и скорость звука в ней.

Следовательно, в случае достаточно коротких волн и больших эффективных углов сходимости необходим учет нелинейных явлений, совокупное влияние которых на эффективность фокусировки монохроматических волн носит сложный характер [6–8].

Установлено, что процессы распространения импульсных и монохроматических волн имеют много общих особенностей как в линейном, так и в нелинейном режиме [4,9,10]. В частности, рассматривая фокусировку изначально монополярного импульса давления длительностью τ , можно использовать выражения (1)–(3), заменив длину волны λ на "длину импульса" ($c_0\tau$) [11,12]. Следовательно, согласно линейной теории, эффективность фокусировки моноимпульса будет возрастать при уменьшении его длительности. При этом, однако, должно усиливаться и влияние нелинейных эффектов, которое может быть качественно различным в зависимости от величины отношения (L_D/L_N).

Таким образом, исследование фокусировки коротких моноимпульсов давления ($\tau \leq 10^{-7}$ s), для генерации которых наиболее удобен оптико-акустический метод [13], представляет большой интерес с точки зрения как фундаментальных, так и прикладных задач.

При изучении процессов фокусировки импульсов давления как в теории, так и в эксперименте обычно рассматривается колоколообразный профиль их начальной амплитуды. Из анализа имеющихся экспериментальных

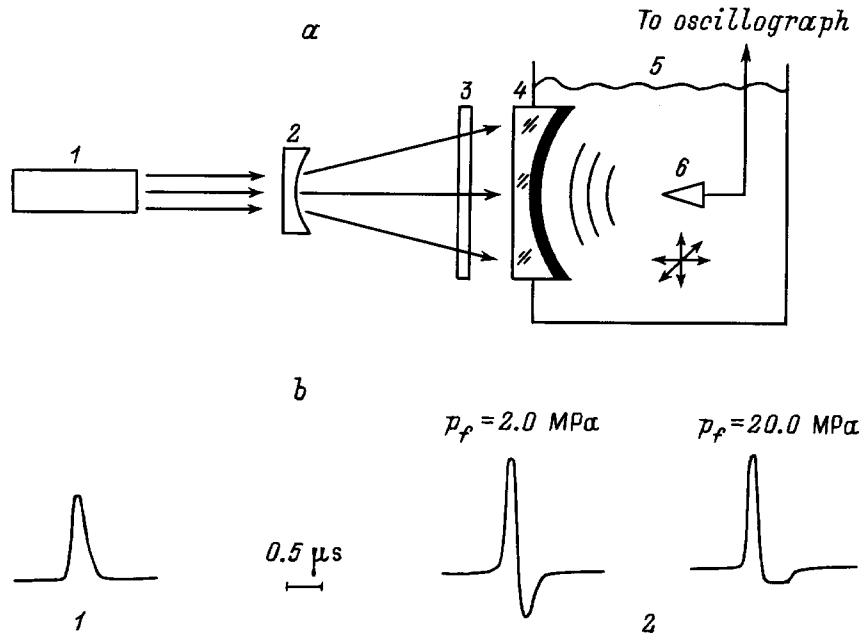


Рис. 1. Экспериментальная установка (а) и временные профили импульсов давления (б): 1 — вблизи поверхности поглощающего слоя, 2 — в фокусе оптико-акустических концентраторов.

результатов [14–18] следует, что для повышения эффективности фокусировки субмикросекундных импульсов необходимо увеличивать геометрический угол сходимости. Этот вывод согласуется с выражениями (1) и (2): при увеличении α возрастает значение β и, следовательно, улучшаются условия фокусировки.

Возможен, однако, и другой подход к проблеме увеличения эффективного угла сходимости. Согласно (2), наибольший вклад в величину β вносит не параксиальная область, а периферия пучка. Следовательно, можно повысить значение эффективного угла β , не изменяя α , за счет перехода от колоколообразного распределения начальной амплитуды к распределению кольцевого типа.

Очевидно, что в условиях нелинейности колоколообразное начальное распределение тем более не является оптимальным для целей фокусировки вследствие негативного влияния нелинейной рефракции. В случае колоколообразного распределения начальной амплитуды нелинейная рефракция выпрямляет волновой фронт и тем самым затрудняет фокусировку. В то же время нелинейное искажение профиля импульса, обогащая исходный спектр высокочастотными гармониками, напротив, способствует этому процессу до тех пор, пока не образуется ударный фронт. Затем к негативному влиянию нелинейной рефракции добавляется нелинейное поглощение. Таким образом, могут реализоваться различные ситуации в зависимости от интенсивности названных нелинейных процессов.

По-видимому, использование пучков с кольцевым распределением начальной амплитуды может значительно ослабить негативное влияние нелинейных эффектов. В этом случае на начальной стадии распространения вол-

ны нелинейная рефракция будет не препятствовать, а, напротив, способствовать процессу фокусировки. Кроме того, при фиксированной акустической энергии величина p_0 , а значит, и влияние нелинейных эффектов будут тем меньше, чем больше значение β .

Для подтверждения выдвинутых предположений были проведены экспериментальные исследования фокусировки в воде субмикросекундных импульсов давления для случая колоколообразного и кольцевого начальных распределений в зависимости от уровня p_0 и геометрических параметров оптико-акустического концентратора.

Экспериментальная методика

Для возбуждения импульсов давления использовался многомодовый лазер модулированной добротности на неодимовом стекле (длина волны $1.06 \mu\text{m}$). Длительность лазерного импульса составляла 20 ns по полувысоте, а его энергия варьировалась в пределах $0.1\text{--}0.3 \text{ J}$.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, а. Луч лазера 1 разводился отрицательной линзой 2. Для сглаживания его поперечной многомодовой структуры применялась диффузная пластинка 3, расположенная на входе оптико-акустического концентратора [4].

Преобразование лазерного импульса в моноимпульс сжатия длительностью $0.2 \mu\text{s}$ по полувысоте происходило в твердом поглощающем слое толщиной $\cong 0.4 \text{ mm}$, нанесенном на вогнутую сферическую поверхность стеклянной подложки. Материал слоя был хорошо согласован с водой по акустическому импедансу ($\rho \approx 10^3 \text{ kd/m}^3$,

$c \approx 1.8 \cdot 10^3$ м/с), что практически исключало потери энергии за счет отражения при переходе импульса давления из оптико-акустического слоя в бассейн с водой 5.

Термоупругий механизм оптико-акустической генерации обеспечивал многократное использование поглощающего слоя, а также хорошую воспроизводимость параметров возбуждаемых импульсов давления при высокой эффективности преобразования свет-звук. Параметр $\eta = p_0/J_0$ (где J_0 — максимальное значение плотности энергии лазерного излучения в апертуре концентратора) составлял ~ 20 МПа/(J/cm²) в диапазоне $0 < J_0 < 0.5$ J/cm².

Изменение распределения начальной амплитуды импульса давления осуществлялось за счет трансформации распределения интенсивности лазерного излучения на входе оптико-акустического концентратора.

Давление в воде регистрировалось пьезокерамическим датчиком 6 с чувствительной площадкой диаметром 0.5 мм, сигнал с которого подавался на вход запоминающего осциллографа С8-14 (ширина полосы пропускания ~ 50 МГц). Для калибровки датчика применялся дифференциальный интерферометр со стабилизированной чувствительностью и фотоэлектронным счетом полос, работавший в линейном режиме.

Исследования фокусировки проводились на двух оптико-акустических концентраторах: 1 — $F = 68$ мм и $D = 54$ мм, 2 — $F = 91$ мм и $D = 110$ мм, где D — диаметр концентратора.

На рис. 1, *b* представлены типичные профили импульсов давления, зарегистрированные вблизи поверхности поглощающего слоя, а также в фокусе оптико-акустических концентраторов при различных уровнях начальной амплитуды. При низких давлениях наблюдается характерная дифракционная трансформация временного профиля — импульс дифференцируется. При увеличении начальной амплитуды отчетливо проявляется влияние нелинейности [4]: фронт импульса становится круче, длительность фазы сжатия уменьшается, ее относительная амплитуда возрастает, тогда как фаза разрежения растягивается и сглаживается.

Следует отметить, что в наших экспериментах в отличие от [16] не наблюдалось образования ударного фронта и соответственно "работали" только два нелинейных эффекта: нелинейное искажение временного профиля и нелинейная рефракция.

Результаты и их обсуждение

Осесимметричные функции $f_s(\theta, \varphi) = f_s(\theta)$, построенные на основе экспериментальных данных для случая колоколообразного распределения начальной амплитуды, приведены на рис. 2, *a*. Изменение амплитуды фазы сжатия импульса давления вдоль акустической оси и в фокальной плоскости показаны соответственно на рис. 2, *b* и *c* для двух значений энергии лазерного импульса (E). Абсолютные величины начального и фо-

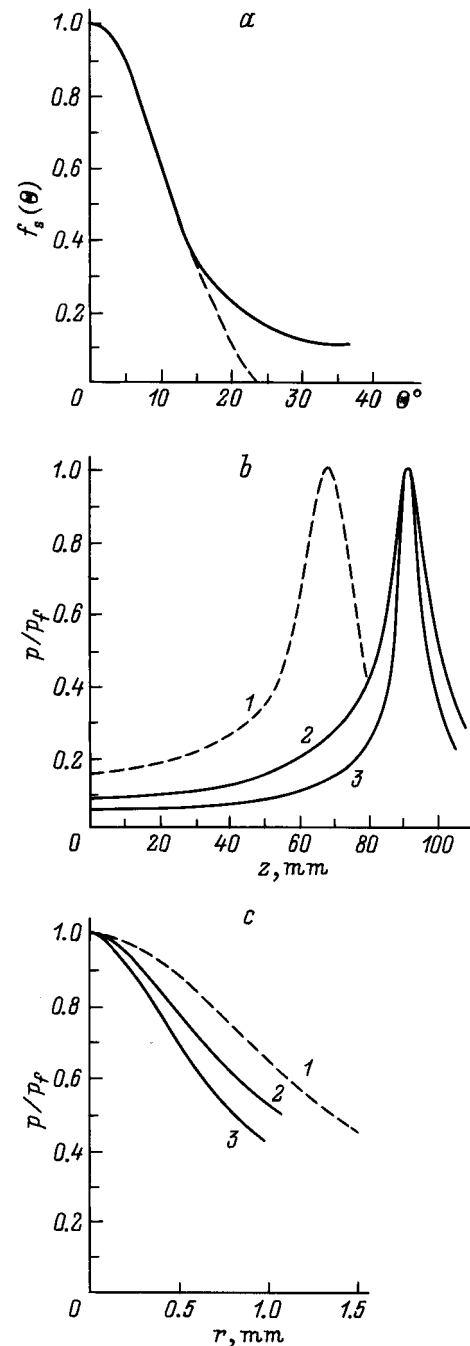


Рис. 2. Колоколообразное распределение начального давления на 0А-концентраторе. Штриховая кривая — 1-й концентратор, сплошная — 2-й; E, J : 1 — 0.3 и 3.0, 2 — 1.85, 3 — 0.15.

кального давления, коэффициент усиления ($G = p_1/p_0$), длина и диаметр фокальной области, а также значение эффективного угла сходимости приведены в табл. 1.

Результаты показывают, что при увеличении эффективного угла сходимости и фокусного расстояния (т.е. при переходе от 1-го концентратора ко 2-му) величина фокального давления и коэффициент усиления существенно возрастают. Одновременно происходит заметное

Таблица 1.

Оптико-акустический концентратор	E, J	p_0, MPa	p_f, MPa	G	L_f, mm	D_f, mm	β^0
1	0.30	0.30	2.0	6.7	22	2.8	13.5
1	3.00	3.00	20.0	6.7	22	2.8	13.5
2	0.15	0.17	2.7	15.9	10	1.6	18.0
2	1.85	2.00	22.9	11.5	18	2.2	18.0

Таблица 2.

Оптико-акустический концентратор	E, J	p_0, MPa	p_f, MPa	G	L_f, mm	D_f, mm	β^0	M_{LG}
1	0.30	0.18	2.2	12.2	22	2.8	17.0	
1	3.00	1.80	22.0	12.2	22	2.8	17.0	
2	0.15	0.08	2.7	33.8	5	1.0	22.5	1.42
2	1.85	1.00	29.2	29.2	9	1.3	22.5	1.16

уменьшение размеров фокальной области как вдоль акустической оси (2), так и в диаметре.

Для низких уровней начального давления ($p_0 \sim 0.2\text{--}0.3 \text{ MPa}$) эти данные достаточно хорошо согласуются с предсказаниями линейной теории. Согласно (1), переход от 1-го концентратора ко 2-му должен давать увеличение G в 2.4 раза при одновременном сокращении L_f и D_f соответственно в 1.8 и 1.3 раза. В эксперименте при этом наблюдались увеличение коэффициента усиления в 2.4 раза и уменьшение размеров фокальной области примерно вдвое.

Для более высоких уровней начального давления ($p_0 \sim 2\text{--}3 \text{ MPa}$) согласие линейной теории с экспериментальными результатами ухудшается вследствие усиления роли нелинейных явлений. При этом изменения, демонстрирующие повышение эффективности фокусировки при переходе от 1-го концентратора ко 2-му, выражены менее заметно, чем при низких значениях p_0 : коэффициент усиления возрастает в 1.7 раза, а размеры фокальной области сокращаются в 1.3 раза.

Влияние нелинейных эффектов на процесс фокусировки наглядно демонстрирует зависимости $p_f(p_0)$ и $G(p_0)$ для 2-го концентратора, представленные на рис. 3. При $p_0 \leq 1 \text{ MPa}$ эти зависимости сохраняют линейность, тогда как при более высоких уровнях начального давления эффективность фокусировки падает. Тот факт, что диапазон линейности оказался значительно шире, чем это предсказывает (3), по-видимому, объясняется тем, что нелинейная рефракция и нелинейное искажение временного профиля уравновешивают друг друга при невысоких начальных давлениях. По мере увеличения p_0 нелинейная рефракция начинает доминировать и фокусировка ухудшается.

Рассмотрим результаты экспериментов для случая кольцевого распределения начальной амплитуды. Функции $f_s(\theta, \varphi) = f_s(\theta)$ для такого распределения приведены на рис. 4, а. На рис. 4, б показаны изменения амплитуды фазы сжатия импульса давления вдоль акустической оси для 1-го и 2-го концентраторов при двух значениях энергии лазерного импульса. Соответствующие радиальные распределения в фокальных плоскостях оптико-акустических концентраторов даны на рис. 4, с. Параметры нормировки, коэффициент усиления, длина и диаметр фокальной области, а также величина эффективного угла сходимости приведены в табл. 2.

Результаты для случая кольцевого распределения начальной амплитуды также показывают, что при увеличении эффективного угла сходимости и фокусного расстояния (при переходе от 1-го концентратора ко 2-му) происходит заметный рост коэффициента усиления и фокального давления при одновременном уменьшении размеров фокальной области. В отличие от случая колоколообразного начального распределения указанные изменения более значительны, чем это предсказывает линейная теория. В эксперименте даже для $p_0 \sim 1\text{--}2 \text{ MPa}$ наблюдалось увеличение эффективности фокусировки в 2.7 раза по всем трем параметрам (G , L_f и D_f), а при $p_0 \sim 0.1\text{--}0.2 \text{ MPa}$ эти показатели были еще выше.

Здесь нужно отметить, что измеренное значение диаметра фокальной области для 2-го концентратора оказалось сравнимо с размером чувствительной площадки датчика давления. Следовательно, размеры фокальной перетяжки были завышены, а измеренные в окрестности фокуса давления, напротив, оказались заниженными.

Влияние конечных размеров датчика на результаты измерений можно оценить, представив распределение амплитуды фазы сжатия импульса давления в фокальной плоскости в виде:

$$p(r) = p_f^* F(r/D_f^*), \quad (4)$$

где $F(r/D_f^*)$ — безразмерная функция профиля, p_f^* — истинное значение давления в фокусе, D_f^* — фактический диаметр фокальной перетяжки по уровню $0.5p_f^*$.

Вводя безразмерный коэффициент усреднения $M = p_f^*/p_f$, находим

$$M = d^2 \left[8 \int_0^{d/2} F(r/D_f^*) r dr \right]^{-1}, \quad (5)$$

где d — диаметр датчика.

Поскольку $D_f > d$, то для оценок достаточно аппроксимировать зависимость $F(r/D_f^*)$ некоторой колоколообразной функцией, полагая, что $D_f^* \approx D_f - d$. Сравним значения M , рассчитанные для случая лоренцева (L) и гауссова (G) фокального распределения,

$$M_L = x^2 \ln^{-1} (1 + x^2),$$

$$M_G = x^2 \ln 2 [1 - \exp(-x^2 \ln 2)]^{-1}, \quad (6)$$

где $x = d/D_f^*$.

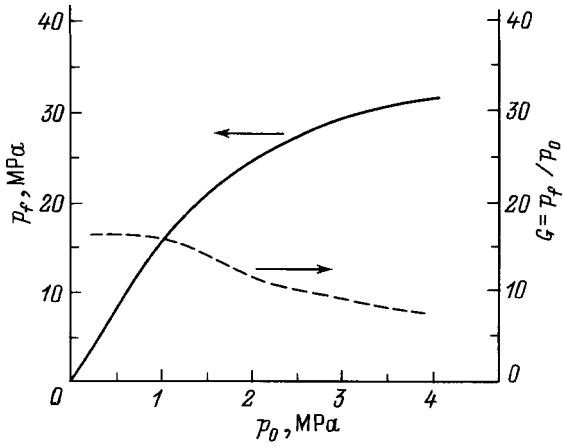


Рис. 3. Зависимость фокального давления и коэффициента усиления от величины начального давления для 2-го оптико-акустического концентратора в случае колоколообразного распределения начальной амплитуды.

Величины M_L и M_G начинают заметно различаться лишь при $x > 1.5$, и, следовательно, параметр $M_{LG} = (M_L + M_G)/2$, приведенный в табл. 2, может быть использован для наших оценок. При $D_1 \geq 1.6 \text{ mm}$ расчет дает значения M_{LG} , мало отличающиеся от единицы ($M_{LG} \leq 1.09$), поэтому они не указаны в табл. 2 и не принимались во внимание при анализе экспериментальных данных.

Таким образом, в случае 2-го типа оптико-акустического концентратора прирост эффективности фокусировки оказался занижен примерно в 1.5 и 1.2 раза соответственно для низких и высоких уровней начального давления. Для более точного определения фокальных параметров необходимо в несколько раз повысить пространственное разрешение измерений, что является самостоятельной и весьма не простой задачей.

Проанализируем повышение эффективности фокусировки при переходе от колоколообразного распределения начальной амплитуды к кольцевому. Для 1-го концентратора при этом коэффициент усиления возрастает в 1.8 раза, изменения же размеров фокальной области были незначительны. В то же время для 2-го концентратора коэффициент усиления увеличился в 3.0 раза, а длина и диаметр фокальной области сократились вдвое.

Таким образом, переход от колоколообразного распределения начальной амплитуды к кольцевому позволяет существенно повысить эффективность фокусировки, причем эти изменения наиболее заметны в случае 2-го концентратора. Между тем, согласно (1), увеличение эффективности фокусировки должно быть одинаково для 1-го и 2-го концентраторов, поскольку при замене колоколообразного начального распределения кольцевым значение β возросло для каждого из концентраторов в одно и то же число раз (табл. 1 и 2).

Наблюдаемое дополнительное улучшение условий фокусировки для 2-го оптико-акустического концентратора,

по-видимому, связано с ослаблением негативной роли нелинейных явлений в случае кольцевого распределения начальных давлений. Анализ геометрии кольцевых распределений начальной амплитуды (рис. 4, а) показывает, что для 2-го концентратора кольцо начального распре-

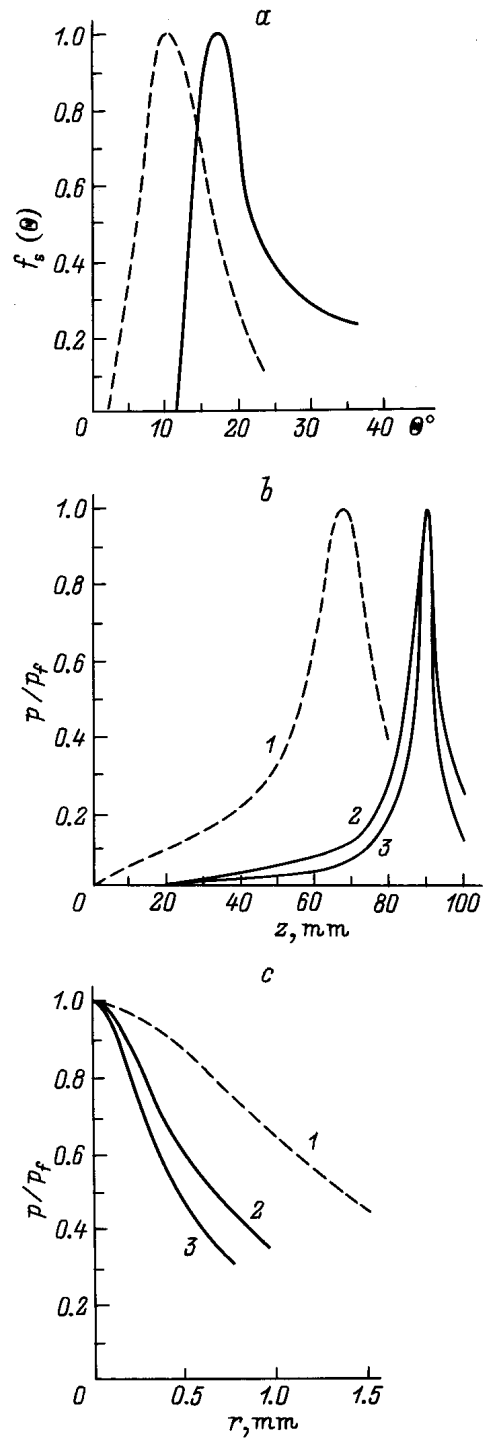


Рис. 4. Кольцевое распределение начального давления на оптико-акустическом концентраторе. Штриховая кривая — 1-й концентратор, сплошная — 2-й; $E J$: 1 — 0.3 и 3.0, 2 — 1.85, 3 — 0.15.

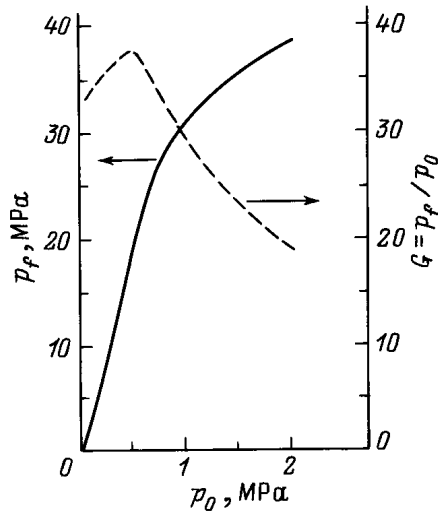


Рис. 5. Зависимость фокального давления и коэффициента усиления от величины начального давления для 2-го оптико-акустического концентратора в случае кольцевого распределения начальной амплитуды.

деления отстоит от центра значительно дальше, чем в случае 1-го концентратора, что и сказалось на характере нелинейной рефракции. Это предположение подтверждается приведенными на рис. 4, *b* зависимостями $p/p_f(z)$. Для 1-го концентратора давление равно нулю лишь в окрестности точки $z = r = 0$, тогда как для 2-го концентратора область отсутствия акустического возмущения на оси пучка существенно шире ($z \leq 20$ mm).

Для определения влияния геометрии кольцевого начального распределения на эффективность фокусировки был проведен следующий эксперимент. При $p_0 \sim 0.1$ МПа кольцевое распределение начальной амплитуды для 2-го концентратора отодвигалось от центра на периферию, так чтобы эффективная ширина кольца оставалась неизменной. Наблюдалось уменьшение диаметра фокальной области вплоть до значения 0.5 mm, т. е. до размера чувствительной площадки датчика давления, при этом измеряемое значение фокального давления p_f было практически постоянным вследствие сильно пространственного усреднения. Эти результаты подтверждают существенное влияние геометрических параметров кольцевого распределения на эффективность фокусировки и возможность дальнейшего повышения эффективности за счет оптимизации функции $f_s(\theta, \varphi)$.

Наиболее ярко ослабление негативной роли нелинейной рефракции по сравнению с позитивным влиянием нелинейного искажения временного профиля проявляется в поведении зависимостей $p_f(p_0)$ и $G(p_0)$ для случая кольцевого распределения начальной амплитуды (рис. 5). В диапазоне начальных давлений до 1 МПа зависимость $G(p_0)$ имеет характерный максимум. Это подтверждает содержащийся в работах [6,8,10,11,14] вывод о том, что в области небольших начальных давлений, когда ударный фронт не успевает образоваться, нелинейные эффекты

могут улучшать условия фокусировки по сравнению с линейным случаем, если нелинейное искажение временного профиля превалирует над нелинейной рефракцией. При более высоких уровнях p_0 , как и в случае колоколообразного начального распределения, эффективность фокусировки падает вследствие доминирующей роли нелинейной рефракции.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования показывают, что распределение начальной амплитуды субмикросекундных импульсов давления в жидкости оказывает существенное влияние на процесс их фокусировки. В частности, продемонстрирована возможность значительного увеличения эффективности фокусировки за счет перехода от колоколообразного начального распределения к кольцевому. Это явление наблюдается в широком диапазоне начальных давлений.

Для низких уровней p_0 положительный эффект обусловлен в первую очередь увеличением эффективного угла сходимости β при соответствующей трансформации функции распределения. Для более высоких начальных давлений дополнительным фактором является ослабление негативного влияния нелинейной рефракции по сравнению с нелинейным искажением временного профиля импульса. При этом степень ослабления существенным образом зависит от геометрических параметров кольцевого распределения начальной амплитуды.

Список литературы

- [1] Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1968.
- [2] Reichenberger H. // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76. N 9. P. 1236–1246.
- [3] Применение ультразвука в медицине / Под ред. К. Хилла. М.: Мир, 1989.
- [4] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
- [5] Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977. 336 с.
- [6] Островский Л.А., Сутин А.М. // ДАН СССР. 1975. Т. 221. № 6. С. 1300–1303.
- [7] Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982.
- [8] Makarov S.N. Finite Amplitude Near-field Modelling of Ultrasonic Fields Using a Transfer Matrix Formulation (PTV-Bericht MA-42). Braunschweig: Physicalisch-Technische Bundesanstalt. Braunschweig; Berlin, 1995. 57 p.
- [9] Васильева О.В., Карабутов А.А. и др. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. М.: Изд-во МГУ, 1983. 152 с.
- [10] Коломенский Ал.М., Мазнев А.А., Михалевич В.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 12. С. 2451–2457.
- [11] Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1991. Т. 37. Вып. 4. С. 760–769.

- [12] Мусатов А.Г., Руденко О.В., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1992. Т. 38. Вып. 3. С. 502–510.
- [13] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука: 1991. 304 с.
- [14] Божков А.И., Бункин Ф.В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 8. С. 1624–1631.
- [15] Комиссарова И.И., Островская Г.В. и др. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 34–40.
- [16] Мусатов А.Г., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 315–320.
- [17] Мусатов А.Г., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 3. С. 510–516.
- [18] Мусатов А.Г. // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 117–122.