

03;07;08;12

©1994 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОКУСИРОВКИ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ

*И.И.Комиссарова, Г.В.Островская, В.Н.Филиппов, Е.Н.Шедова*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург  
(Поступило в Редакцию 29 сентября 1993 г.)

Проведено интерференционно-голографическое исследование процесса фокусировки "двуполярной" импульсной волны в воде. Измеренный коэффициент усиления давления в точке фокусировки двуполярного импульса существенно превышает соответствующую величину, измеренную ранее для однополярного импульса.

В нашей предыдущей работе [1] метод двухэкспозиционной голографической интерферометрии был использован для исследования процесса генерации и фокусировки акустических волн, возбуждаемых при поглощении излучения импульсного  $\text{CO}_2$  лазера в воде. Сферическая оптикоакустическая волна формировалась в результате поглощения излучения в слое воды, примыкающем к вогнутой сферической поверхности линзы из  $\text{ZnSe}$ . Образующийся при этом акустический импульс сжатия, имеющий колоколообразную форму, мы будем называть однополярным в отличие от двуполярных импульсов, состоящих из следующих друг за другом (и имеющих разные знаки) импульсов сжатия и разряжения. Импульсы такой формы в соответствии с теорией [2] генерируются при поглощении излучения на свободной поверхности жидкости. Проведенное в [1] исследование процесса фокусировки однополярного импульса выявило существенное отличие радиального распределения давления в фокальной плоскости от расчетного профиля, полученного с помощью известных в оптике дифракционных соотношений, пригодных для описания фокусировки периодических волн. Для экспериментально измеренного распределения характерен сравнительно медленный спад давления по мере удаления от оси акустической линзы и сравнительно небольшие (4-5) коэффициенты усиления давления в фокусе.

Причину различия в эффективности фокусировки импульсных и периодических волн можно объяснить привлекая принцип Гюйгенса: в случае периодических волн во всех точках пространства за пределами фокального пятна элементарные волны, приходящие в данную точ-

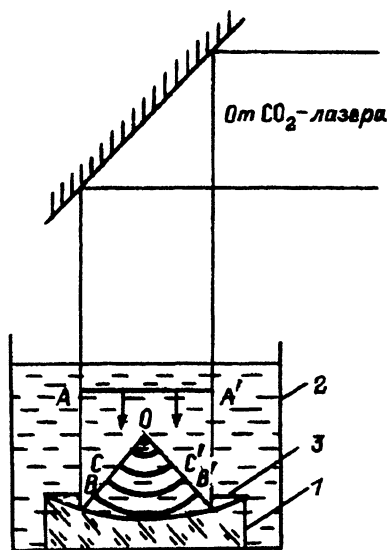


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — сферическое зеркало; 2 — кювета с водой; 3 — диафрагма;  $AA'$  — фронт плоской волны;  $BB'$  и  $CC'$  — положения фронта сферической волны, сходящейся в точку  $O$ .

ку от разных частей первичного волнового фронта, гасят друг друга. В случае же однополярной импульсной волны гашения элементарных волн не происходит и основная энергия заключена в частях волнового фронта, выходящих за пределы пятна фокусировки. Исходя из такой упрощенной физической модели, можно предположить, что фокусировка двуполярной волны будет более эффективной, поскольку в этом случае отрицательные и положительные импульсы давления, приходящие в произвольную точку пространства от разных частей исходного волнового фронта, могут гасить друг друга подобно тому, как это происходит в случае фокусировки акустических колебаний.

В настоящей работе так же как и в [1], для исследования процесса фокусировки импульсной акустической волны использовался метод двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Принципиальное отличие схемы эксперимента от описанной ранее в [1] состоит в том, что излучение  $CO_2$  лазера поглощалось на свободной поверхности воды (рис. 1), что приводило к возникновению плоской двуполярной акустической волны ( $AA'$ ), которая затем отражалась от сферического зеркала 1, лежащего на дне кюветы 2. Отраженная сферическая волна фокусировалась вблизи точки  $O$ , расположенной на оси зеркала на расстоянии  $f = R/2$  от его поверхности (здесь  $R = 30$  мм — радиус кривизны). Апертура зеркала ограничивалась диафрагмой 3 диаметром  $2a$ . Уже в первых экспериментах было показано, что размер фокального пятна, в котором концентрируется энергия сфокусированной волны, был существенно меньше, чем в случае фокусировки однополярной волны. В соответствии с этим было улучшено пространственное разрешение интерференционно-голографической схемы за счет большего увеличения, с которым фокальный объем проецировался на голограмму. Частота интерференционных полос, определяемая углом поворота клина в предметном пучке между первой и второй экспозициями, в данном эксперименте составляла 5 полос на мм.

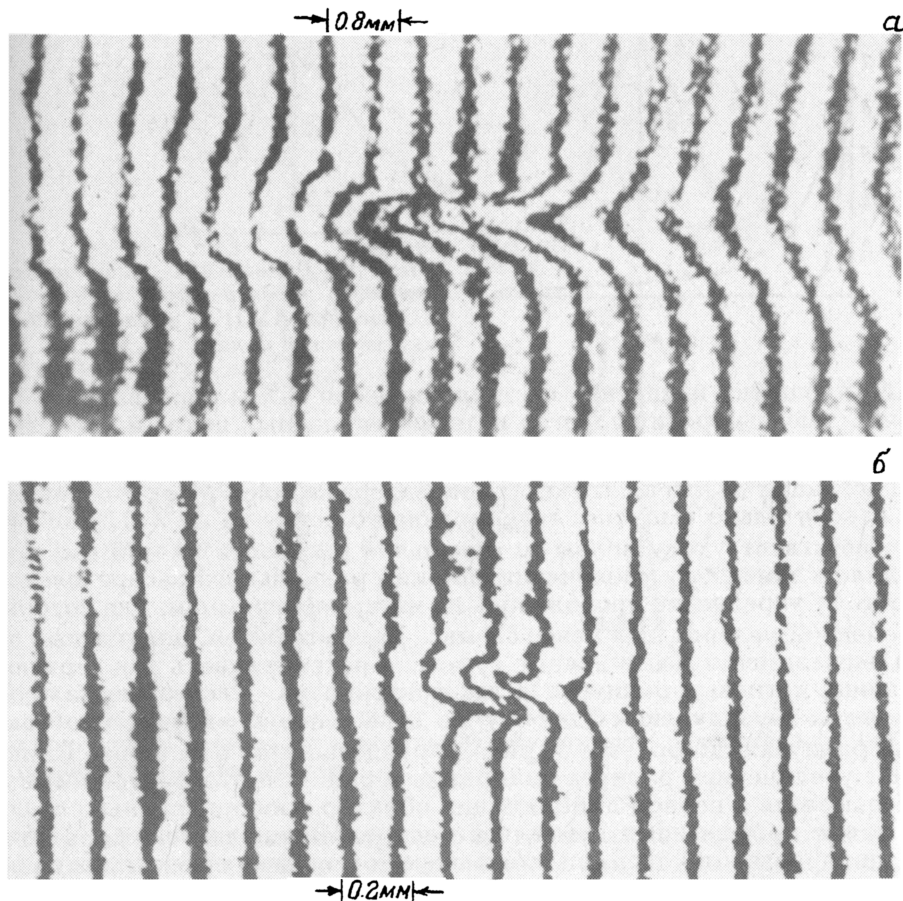


Рис. 2. Голографические интерферогаммы акустической волны, полученные при фокусировке однополярного (а) и двуполярного (б) импульсов.

На рис. 2 приведены фрагменты голографических интерферогамм, полученные в момент фокусировки однополярной (а) и двуполярной (б) акустических волн (в обоих случаях диаметр диафрагмы  $2a = 19$  мм). Интерферогамма на рис. 2,б напечатана с увеличением, в 4 раза ббльшим, чем в случае на рис. 2,а. Реальное расстояние между полосами указано на рис. 2. Видно, что при фокусировке однополярного импульса наблюдаются существенные сдвиги полос (порядка одной полосы) на расстоянии около 5 мм от оси, в то время как при фокусировке двуполярного импульса уже на расстоянии 1 мм от оси полосы практически прямые.

На рис. 3 приведены радиальные распределения давления в фокальной плоскости при фокусировке однополярного (кривая 1) и двуполярного (кривая 2) импульсов, полученные в результате обработки по Абелю голографических интерферогамм. Усредненные по ряду распределений радиусы  $r_f$  пятна фокусировки однополярного и двуполярного импульсов составляют соответственно 0.8 и 0.22 мм. Слу-

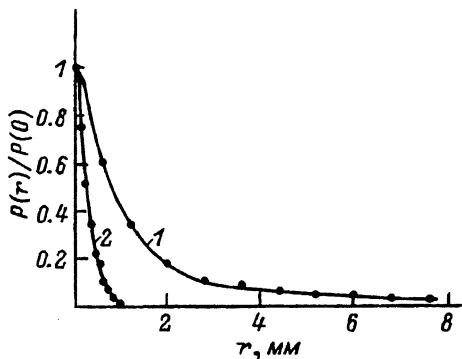


Рис. 3. Радиальное распределение давления в пятне фокусировки для однополярной (1) и двухполярной (2) акустической волны.

чайные ошибки измерения составляли около 20% и определялись как точностью измерения сдвигов интерференционных полос и расчетными ошибками абелевской инверсии, так и разбросом моментов времени регистрации голограмм. Изменение задержки зондирующего импульса относительно импульса генерирующего волну на  $\Delta t = 0.5$  мкс (что соответствует уходу волны из фокальной плоскости на  $0.75$  мм) приводило к заметному увеличению ширины радиального распределения. Поэтому усреднение проводилось по интерферограммам, для которых временной разброс был менее  $0.5$  мкс. Таким образом, полученные нами экспериментальные данные  $r_f$  можно рассматривать как верхнюю границу истинных радиусов пятна фокусировки. Экспериментальные значения  $r_f$ , полученные для случая двухполярного импульса при разных радиусах диафрагмы  $3$  (рис. 1), представлены в таблице. Видно, что с увеличением радиуса диафрагмы  $a$  радиус пятна фокусировки  $r_f$  уменьшается в первом приближении обратно пропорционально  $a$ . Отсутствие протяженных крыльев в распределении давления в случае двухполярного импульса свидетельствует о большей эффективности фокусировки и должно приводить к увеличению коэффициента усиления давления, определяемого как

$$K_p = \frac{P_f}{P_s}, \quad (1)$$

где  $P_f$  — давление в первом (положительном) максимуме двухполярного импульса в точке фокусировки;  $P_s$  — аналогичная величина, измеренная вблизи поверхности фокусирующего зеркала и усредненная по этой поверхности.

Экспериментальное определение величины  $P_s$  затруднено тем, что, как видно из рис. 1, в момент времени, соответствующий отражению плоской волны от сферического зеркала (фронт  $BB'$ ), волна находится за кромкой зеркала. Ближайшее к зеркалу положение волны  $CC'$ ,

$a$ , мм	$r_f$ , мм	$P_f$ , атм	$P_{CC'}$ , атм	$P_s$ , атм	$K_p$ эксп	$K_p$ теор
5.5	$0.44 \pm 0.07$	$37 \pm 6$	$4.3 \pm 0.8$	$2.15 \pm 0.40$	17.2	13
8	$0.33 \pm 0.05$	$32 \pm 4$	$3.5 \pm 0.02$	$1.75 \pm 0.10$	18.1	28
9.5	$0.22 \pm 0.04$	$56 \pm 12$	$3.7 \pm 0.2$	$1.85 \pm 0.10$	30	40

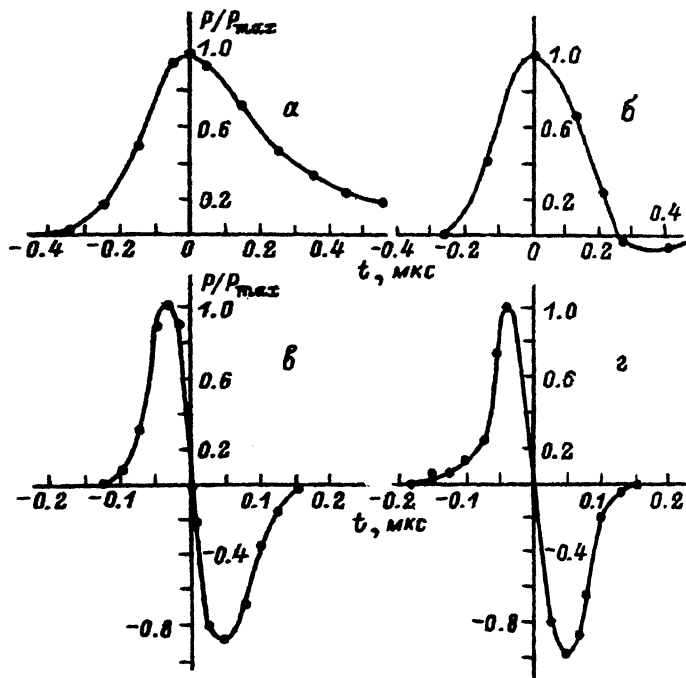


Рис. 4. Временной ход давления в акустической волне вблизи поверхности фокусирующего зеркала и в фокальной области для однополярного (а,б) и двуполярного (в,г) импульсов.

которое могло быть зафиксировано на голограмме (рис. 1), отстоит от поверхности зеркала на расстояние около 4 мм, что должно приводить к заметному увеличению давления в волне за счет ее подфокусировки. Для определения истинного значения величины  $P_s$  был проделан эксперимент, в котором акустическая волна отражалась от поверхности плоского зеркала (для этого зеркало переворачивалось плоской стороной к акустической волне). Это позволило определить давление в отраженной акустической волне в непосредственной близости к поверхности, которое оказалось примерно в 2 раза меньше, чем в волне, наблюдавшейся за кромкой сферического зеркала.

Усредненные по ряду интерферограмм значения давления в фокальной области ( $P_f$ ), а также значения давления  $P_{CC'}$  в волне, находящейся в положении  $CC'$ , и соответствующие значения давления  $P_s$  вблизи отражающей поверхности  $Z$  приведены в таблице. В той же таблице приведены значения коэффициента усиления, рассчитанные по формуле (1), которые, как и следовало ожидать, оказались значительно выше, чем в случае фокусировки однополярного импульса [1].

Голографические интерферограммы позволяют исследовать временной ход импульса давления. В первом приближении он соответствует профилю интерференционной полосы, однако для более корректного определения формы импульса на оси необходима обработка интерферограммы по Абелю в разных сечениях, перпендикулярных оси зеркала. На рис. 4 приведен рассчитанный таким образом вре-

менной ход давления в волне вблизи фокусирующего зеркала и в фокальной области для случая исследованного ранее в [1] однополярного ( $a, b$ ) и двуполярного ( $e, z$ ) импульсов. Видно, что форма импульса при фокусировке существенно не меняется: однополярный импульс остается однополярным, а двуполярный — двуполярным.

Представляется интересным сравнивать полученные в настоящей работе результаты с результатами работы [3], в которой процесс фокусировки акустических импульсов исследовался с помощью малогабаритного акустического датчика. Однополярный акустический импульс возбуждался при поглощении лазерного импульса в слое жидкости, прилегающем к поверхности сферической линзы (концентратора). Малость измеренных коэффициентов усиления ( $\sim 2.5$ ) авторы объясняют влиянием нелинейных эффектов, поскольку исходное давление в акустической волне составляло 140 бар. Несмотря на сходные условия возбуждения акустической волны, в нашем эксперименте [1] исходное давление достигало всего лишь 6 бар и полученные низкие коэффициенты усиления ( $\sim 5$ ) не могут быть отнесены на счет нелинейных эффектов. Причину малости коэффициента усиления при фокусировке однополярного импульса мы видим в том, что существенная доля энергии акустической волны сосредоточена в ее крыльях, которые в нашем эксперименте были существенно более протяженными, чем это следует как из линейной, так и нелинейной теорий [4]. По-видимому, наличие протяженных крыльев можно объяснить тем, что в нашем эксперименте не наблюдалось в области фокусировки предсказанного теорией [4] превращения однополярного импульса в двуполярный (рис. 4). В случае же фокусировки двуполярного импульса практически вся энергия волны сосредоточена в пятне фокусировки, что и позволило достичь существенно больших коэффициентов усиления (см. таблицу).

Из линейной теории (развитой, правда, для случая однополярного импульса) следует, что коэффициент усиления давления в фокусе обратно пропорционален дифракционному параметру  $D$ , определяемому соотношением

$$D = \frac{2c\tau f}{a^2}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — величина, характеризующая длительность импульса;  $c$  — скорость звука.

Положив, что величина  $\tau$  соответствует ширине импульса сжатия, измеренной на половине высоты, т.е.  $\tau \approx 0.05$  мкс, можно рассчитать теоретические значения коэффициентов усиления. Соответствующие величины приведены в таблице. Видно, что по порядку величины полученные значения неплохо согласуются с определенными в эксперименте, однако наблюдаемая зависимость  $K_p$  от радиуса диафрагмы оказалась более слабой, чем предсказывает теория.

Таким образом, подтверждены сделанные ранее предположения о значительно большей эффективности фокусировки двуполярных импульсов. К сожалению, это преимущество трудно реализовать на практике, так как двуполярные акустические импульсы возбуждаются на плоской свободной поверхности жидкости. Этот процесс, согласно теоретическим расчетам [2] и экспериментальным наблюдениям [1], менее эффективен по сравнению с генерацией волн на границе жидкости

и твердого тела. Кроме того, возникают значительные потери при отражении от сферического зеркала, используемого для преобразования плоской акустической волны в сферическую. По этим причинам, несмотря на существенное увеличение коэффициента усиления давления, достигнутое в данной работе, абсолютное значение давления в точке фокусировки (56 атм) превысило полученное ранее в [1] примерно в 2 раза.

#### Список литературы

- [1] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 34–40.
  - [2] Бункин Ф.В., Комиссаров В.М. // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 3. С. 305–320.
  - [3] Мусатов А.Г., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 315–320.
  - [4] Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 760–769.
-