

02; 03
© 1992 г.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ВОЛН, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂ ЛАЗЕРА В ВОДЕ

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

Методом голографической интерферометрии исследован процесс распространения и фокусировки акустических волн в жидкости. Сферические волны генерировались за счет поглощения излучения CO₂ лазера в слое воды, прилегающем к вогнутой поверхности линзы из BaF₂. В результате обработки интерферограмм получены пространственные распределения давления на разных расстояниях от поверхности линзы.

Введение

Интерес к явлениям генерации и фокусировки ударных волн в жидких средах обусловлен в первую очередь возможностью практического применения этих явлений, например в медицине [1].

Генерация ударных волн в жидкости под действием лазерного излучения может происходить вследствие диэлектрического пробоя [2], взрывного испарения тонких металлизированных пленок, помещенных в жидкость [3], а также при непосредственном сильном поглощении слоем жидкости [4–8].

Для усиления акустических волн могут быть использованы различные способы фокусировки. В частности, фокусировка акустических волн может осуществляться с помощью линз и зеркал, как например в работе [9]. С другой стороны, в работах [10, 11] предложено формировать сходящуюся ударную волну в жидкости за счет взрывного испарения поглощающего слоя, нанесенного на криволинейную поверхность, или за счет поглощения излучения в тонком слое жидкости, прилегающем к криволинейной поверхности. Экспериментальное исследование процесса фокусировки таких сферических волн в работах [11, 12] осуществлялось с помощью пьезодатчиков, помещенных в центре кривизны сферической поверхности.

В работе [13] ударная волна в воде, образующаяся при взрывном испарении изогнутой металлизированной пленки, исследована интерференционно-голографическим методом, позволяющим визуализировать этот процесс.

В настоящей работе этот же метод был использован для изучения распространения и фокусировки акустических волн, возбуждаемых за счет поглощения мощного импульсного излучения CO₂ лазера в тонком слое воды, которая, как известно, обладает высоким коэффициентом поглощения на длине волны 10,6 мкм ($\alpha = 800 \text{ см}^{-1}$). В то же время вода практически прозрачна для излучения видимого диапазона, что позволяет использовать для диагностики излучение рубинового лазера.

Эксперимент

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Излучение CO₂

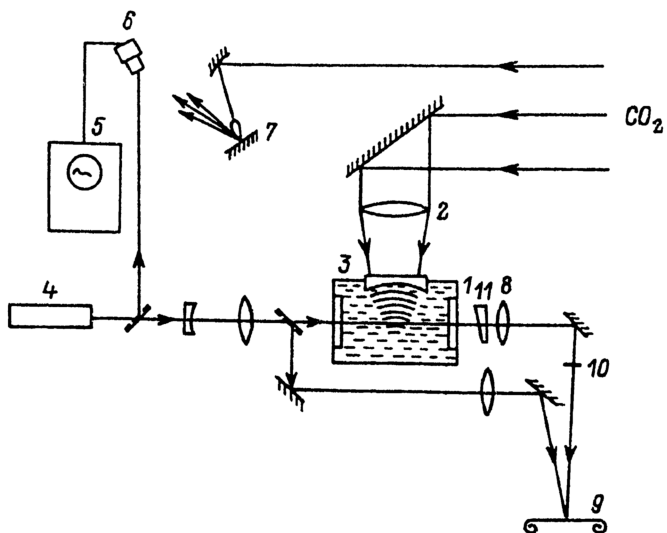


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

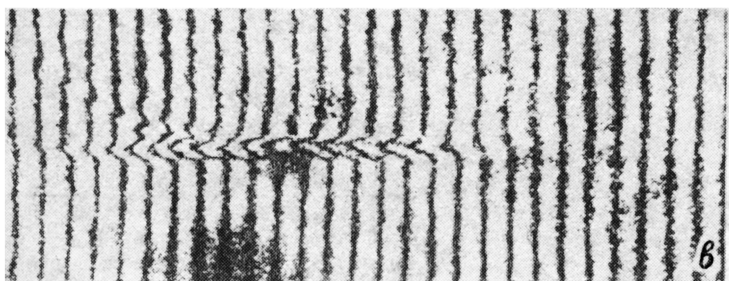
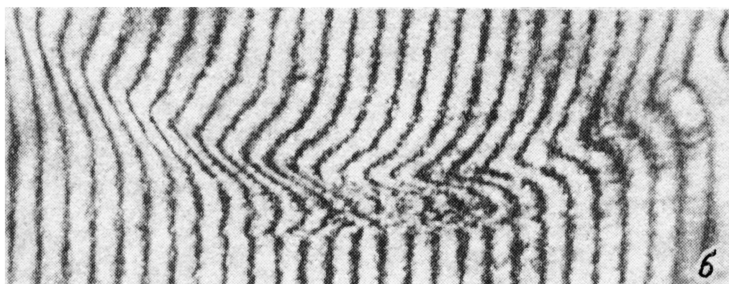
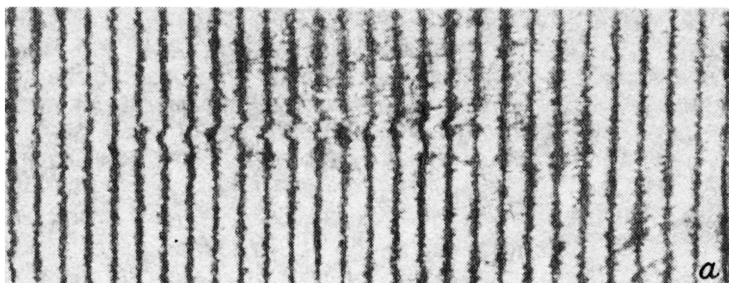


Рис. 2. Голографические интерферограммы акустических волн в воде при воздействии излучения CO_2 лазера на свободную поверхность воды (а, б) и на границу раздела плоской поверхности ZnSe и воды (в).

лазера направлялось перпендикулярно поверхности воды в кювете (1). Плотность энергии излучения варьировалась в пределах от 0.3 до 20 Дж/см² за счет изменения расстояния между поверхностью воды и линзой 2 из ВаF₂ ($f = 30$ см). Акустические волны в воде исследовались с помощью интерференционно-голографического и теневого методов. Для диагностики использовался лазер на рубине ОГМ-20 (4), синхронизированный с СО₂ лазером с помощью генератора задержанных импульсов ГИ-1. Время задержки (τ) диагностирующего импульса относительно импульса СО₂ лазера определялось с помощью осциллографа 5 и фотодиода 6, на который подавались световой импульс от ОГМ-20 и излучение лазерного факела, образующегося на твердой мишени 7 при фокусировке части излучения СО₂ лазера.

Голографические интерферограммы регистрировались методом двух экспозиций. Для получения на интерферограмме несущих полос в предметный пучок помещался клин 11. Эта же установка позволяла регистрировать тенеграммы акустической волны, распространяющейся в воде. Для этого опорный пучок перекрывался, а в предметный пучок вблизи фокуса линзы 8, строящей изображение центральной области кюветы в плоскости голограммы 9, вводился визуализирующий экран 10.

Были исследованы как плоские, так и сферические акустические волны. Генерация плоских волн осуществлялась при воздействии излучения СО₂ лазера, либо на свободную поверхность воды, либо на слой воды, прилегающий к плоской поверхности твердого тела, прозрачного для излучения СО₂ лазера. В пределах сечения лазерного пучка, ограниченного диафрагмой ($\varnothing 10$ или 20 мм), распределение плотности энергии в первом приближении можно было считать однородным, что позволяло рассчитывать локальные параметры акустического возмущения в предположении цилиндрической симметрии.

На рис. 2 представлены интерферограммы, полученные при воздействии излучения СО₂ лазера на свободную поверхность воды (а, б) и границу раздела воды и плоской поверхности твердого тела (ZnSe) (в). Плотность энергии составляла 1.5 (а), 3.7 (б) и 0.6 Дж/см² (в). Временная задержка 10 мкс. Как видно из интерферограмм, при низкой плотности энергии возникает плоская волна со сравнительно узким (~ 0.22 мм по полуширине) импульсом давления

на фронте, что соответствует длительности импульса ~ 0.15 мкс. При высокой плотности энергии, помимо короткого импульса давления, наблюдается второй более интенсивный максимум шириной ~ 1.8 мм и длительностью порядка 1.2 мкс. Фронт волны, соответствующий этому второму максимуму, близок к сферическому. Ход полос на интерферограмме в нашем случае соответствует в первом приближении временному ходу импульса давления, наблюдавшемуся ранее в работе [14]. На рис. 3 показаны значения давления в первом и втором максимумах на оси акустического возмущения как функции плотности энергии лазерного излучения. Первый максимум растет приблизительно

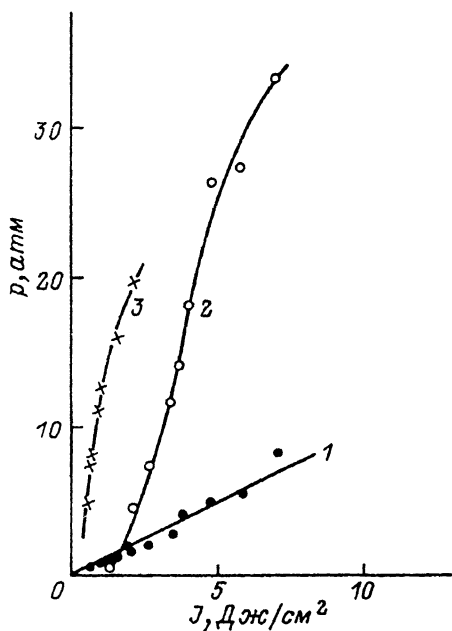


Рис. 3. Зависимость давления в оптико-акустической волне (1, 3) и в волне, соответствующей испарительному механизму (2) от плотности энергии излучения СО₂ лазера.

1, 2 — случай свободной поверхности, 3 — граница воды и плоской поверхности из ZnSe.

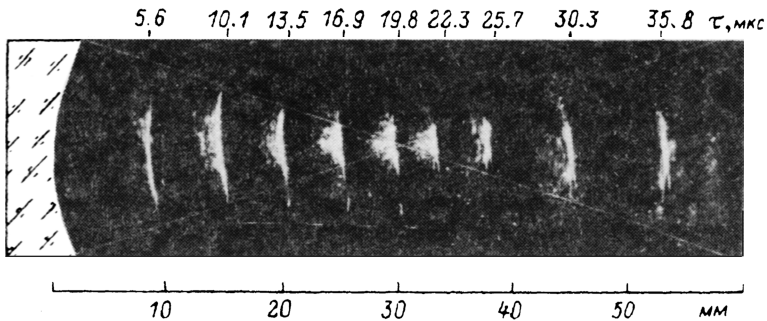


Рис. 4. Тенеграммы акустических волн, прошедших разные расстояния от поверхности линзы из ZnSe.

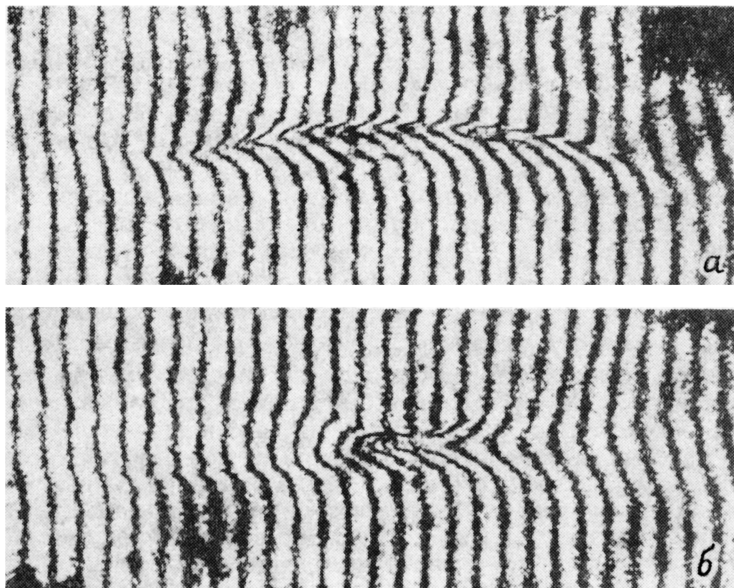


Рис. 5. Голографические интерферограммы сферической акустической волны для временных задержек 5 (а), 20 мкс (б).

линейно с увеличением плотности энергии и, по-видимому, соответствует оптико-акустическому (тепловому) эффекту [15]. Второй максимум возникает при плотности энергии более 1.5 Дж/см^2 и, вероятно, соответствует испарительному механизму [5]. На том же рис. 3 представлена зависимость давления на фронте плоской волны, образующейся на границе воды и плоской поверхности (ZnSe), от плотности энергии. Значения давления в максимуме в этом случае более чем на порядок превышают соответствующие величины для случая генерации волны на свободной поверхности, что хорошо согласуется с предсказаниями теории [15]. Ширина импульса давления и его длительность (на полувысоте) в этом случае (рис. 2, в) составляют соответственно 0.45 мм и 0.3 мкс.

Генерация сферических волн осуществлялась за счет поглощения излучения в тонком слое воды, прилегающем к поверхности вогнутой линзы 3 с радиусом кривизны 30 мм, изготовленной из ZnSe (рис. 1). На рис. 4 представлен набор тенеграмм, полученных при разных временных задержках τ . Виден эффект

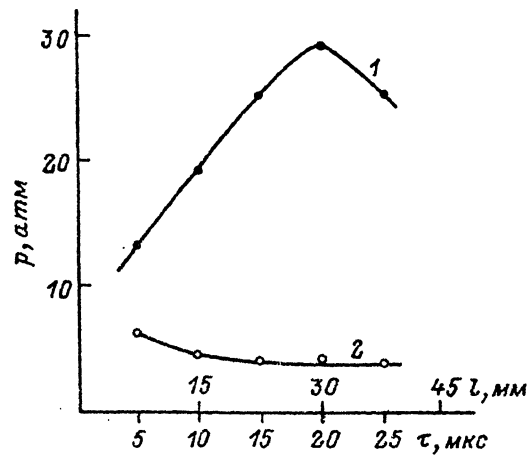


Рис. 6. Давление на оси акустической волны на разных расстояниях от границы раздела воды и твердой поверхности.

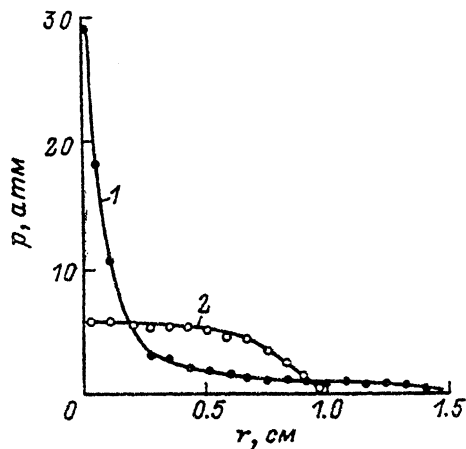


Рис. 7. Радиальное распределение давления.

фокусировки акустической волны и изменение знака кривизны фронта волны после прохождения ею фокальной области. По подобным тенеграммам измерялась скорость волны, которая в пределах точности наших измерений совпадает со скоростью звука в воде ($c = 1.5 \cdot 10^5$ см/с). На рис. 5 в качестве примера приведены голографические интерферограммы акустической волны, возбуждаемой импульсом CO_2 лазера с плотностью энергии 0.3 Дж/см², при временных задержках $\tau = 5$ (а) и 20 (б) мкс. Временная задержка в 20 мкс соответствует достижению волной области фокусировки ($R = c\tau$). По подобным интерферограммам, полученным для задержек от 5 до 25 мкс, в предположении цилиндрической симметрии были рассчитаны максимальные значения давления на оси акустического возмущения (рис. 6, кривая 1). На том же рисунке приведены аналогичные результаты для случая плоской волны (кривая 2). Как следует из рис. 6, амплитуда акустического возмущения в случае плоской волны падает, по-видимому, за счет дифракционной расходимости, в то время как амплитуда сферической волны имеет четко выраженный максимум в области фокусировки ($\tau = 20$ мкс). Радиальное распределение давления в фокальной плоскости приведено на рис. 7 (кривая 1). Как следует из рис. 7, диаметр зоны фокусировки акустической волны, измеренной на уровне 0.5 , составляет примерно 1.6 мм. Для сравнения на том же рис. 7 приведено радиальное распределение давления на фронте плоской волны для $\tau = 5$ мкс (кривая 2).

Обсуждение результатов

Приведенные на рис. 6 данные позволяют определить коэффициент усиления давления $G = p_f/p_0$ (где p_0 — начальное давление, p_f — давление в фокальной области), который в нашем случае равен приблизительно 5 . Абсолютные значения давлений в условиях эксперимента, соответствующих рис. 6 (плотность излучения CO_2 лазера 0.3 Дж/см²), составляли $p_0 = 6$ атм, $p_f = 29$ атм. Однако, как видно из рис. 3, начальное давление на фронте волны, генерируемой вблизи поверхности ZnSe , может быть увеличено за счет плотности энергии лазерного излучения до значений порядка 20 атм, что с учетом пятикратного усиления даст значение давления в фокальной области порядка 100 атм. В этом случае из-за больших сдвигов на фронте волны не удастся проследить за ходом интерференционных полос, что делает невозможным количественную обработку интерферограмм. Еще

больших значений начального давления можно достичь при больших плотностях энергии лазерного излучения за счет испарительного механизма. Однако увеличение плотности энергии до величин, превышающих 2.5 Дж/см^2 , приводило к разрушению оптических материалов, прозрачных к излучению CO_2 лазера. Кроме того, как уже отмечалось, волна, соответствующая испарительному механизму, уже через 10 мкс близка к сферической, что свидетельствует о ее большой расходимости. Это существенно ухудшает условия фокусировки. Таким образом, возможность увеличения давления p_f в сфокусированной волне за счет увеличения плотности энергии (начального давления) ограничена величиной порядка 100 атм.

Другой путь увеличения p_f состоит в увеличении коэффициента усиления G , который в случае гармонических акустических колебаний описывается выражением

$$G = \frac{\pi a^2}{\lambda \cdot f}, \quad (1)$$

где πa^2 — площадь поверхности исходного волнового фронта, определяемая в нашем случае радиусом a линзы из ВаF_2 ; λ — длина акустической волны; f — расстояние от криволинейной поверхности до точки фокусировки.

Выражение (1) получено из формулы для коэффициента усиления по интенсивности [15] с учетом того, что $I \sim P^2$. Из выражения (1) следует, что коэффициент усиления может быть увеличен либо за счет уменьшения длины волны λ , либо за счет увеличения размеров линзы. В нашем случае отдельному акустическому импульсу соответствует спектр длин волн (частот). В случае уединенного акустического импульса вводится эффективная длина волны $\lambda_{\text{эфф}}$, которую можно определить, например, из размеров пятна фокусировки. Как известно из оптики, радиальное распределение амплитуды в пятне фокусировки определяется выражением

$$P(r) = P(0) \frac{2J_1\left(\frac{2\pi ar}{\lambda \cdot f}\right)}{\frac{2\pi ar}{\lambda \cdot f}}, \quad (2)$$

где J_1 — функция Бесселя.

Отсюда для радиуса пятна фокусировки, измеренного на уровне $P(r) = (1/2)P(0)$, получаем

$$r \approx 0.35 \frac{\lambda_{\text{эфф}} f}{a}. \quad (3)$$

В нашем случае $r \approx 0.8 \text{ мм}$, $f = 30 \text{ мм}$, $a = 10 \text{ мм}$, отсюда $\lambda_{\text{эфф}} \approx 0.8 \text{ мм}$ и значение G , рассчитанное по формуле (1), равно 13, что существенно выше усиления, полученного в эксперименте.

Объяснить это расхождение можно тем, что отдельному акустическому импульсу соответствует спектр частот, определяемый интегралом Фурье,

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{i\omega t} dt, \quad (4)$$

где $p(t)$ — временной ход импульса давления.

В пределах пятна фокусировки концентрируются компоненты с частотами больше $\omega_{\text{эфф}} = 2\pi c/\lambda_{\text{эфф}}$, в то время как остальные низкочастотные компоненты вносят вклад в формирование крыльев радиального распределения давления (рис. 7). Об этом же свидетельствует и интерферограмма на рис. 5, 6, на которой видно, что ширина импульса давления в приосевой области много меньше, чем

в периферийной, т. е. при фокусировке волны происходит селекция колебаний по частотам.

Уменьшить $\lambda_{эфф}$ можно за счет уменьшения длительности импульса давления, которая, однако, не находится в прямой связи с длительностью поглощаемого светового импульса. В частности, в работах [11, 12] длительность импульса давления (определенная пьезодатчиком) составляла ~ 0.7 мкс ($\lambda_{эфф} \approx 1$ мм), в то время как по данным авторов работы [3] длительность импульса давления на фронте ударной волны, образующейся в воде при взрывном испарении металлического покрытия, составляла доли наносекунды при том, что длительность лазерных импульсов в обоих случаях была практически одинакова (~ 30 нс):

В нашем случае длительность оптико-акустического импульса (по полуширине) составляла ~ 0.3 мкс и практически не зависела ни от плотности энергии лазерного излучения, ни от длительности импульса CO_2 лазера, которая могла изменяться в пределах от 200 нс до 2.5 мкс за счет изменения состава рабочей смеси.

Таким образом, в рамках нашего эксперимента, т. е. при поглощении излучения CO_2 лазера в слое воды, прилегающем к вогнутой поверхности линзы, наиболее реальный путь дальнейшего увеличения давления в области фокусировки состоит в увеличении радиуса a линзы.

Список литературы

- [1] Principles of Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy / Ed. R. Reihl. New York; Edinburg; London: Churchill Livingstone, 1987.
- [2] Тесленко В. С. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 6. С. 1248—1252.
- [3] Harith M. A., Palleshi V., Salvetti A. et al. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66(11). P. 5194—5197.
- [4] Ettony D. C., Siegrist M., Kneubühl F. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 9. P. 547—549.
- [5] Бункин Ф. В., Карлов Н. В., Комиссаров В. М., Кузьмин Т. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. Вып. 9. С. 479—483.
- [6] Bell C. E., Maccabee V. C. // Appl. Opt. 1974. Vol. 13. N 3. P. 605—609.
- [7] Гордиенко В. М., Решилов А. Б., Шмальгаузен В. И. // Вестн. МГУ. Сер. Физика и Астрономия. 1978. Т. 19. № 4. С. 59—63.
- [8] Ettony D. C., Geerken B. M., Straaijer A. // Infrared Phys. 1976. Vol. 16. P. 87—92.
- [9] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 203—208.
- [10] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Семенова И. В. Способ бесконтактного раздробления конкрементов в живом организме сфокусированной ударной волной. АС. № 4439390 с приоритетом от 10.06.88.
- [11] Аскарьян Г. А., Клебанов Л. Д. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 11. С. 2167—2168.
- [12] Аскарьян Г. А., Королев М. Г., Юркин А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 11. С. 586—590.
- [13] Ostrovsky Yu. I., Dreiden G. V., Semenova I. V. // Proc. of Conf. "Optics in Life Science". Garmish Patenkirchen, 1990., P. 45—48.
- [14] Giovanneschì P., Dufresne D., Caressa J. P., Burnet Ph. // App. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. N 11. P. 882—883.
- [15] Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 3. С. 305—320.
- [16] Грегуси П. Звуковидение. М.: Мир, 1982. 231 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.