

03;07;12

Генерация ударных волн в воде и в воздухе при воздействии сфокусированного излучения CO_2 лазера на свободную поверхность жидкости

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

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 4 апреля 1996 г.)

Ранее [1] нами были исследованы акустические волны в жидкости, генерируемые излучением CO_2 лазера при сравнительно невысоких плотностях энергии лазерного излучения (до 7 Дж/см^2). Ограничение диапазона используемых интенсивностей лазерного излучения было обусловлено применением для излучения поля давлений в жидкости метода голографической интерферометрии.

В настоящей работе исследованы ударные волны, возникающие как в поле, так и в воздухе, при воздействии на свободную поверхность более мощного лазерного излучения (до 15 Дж/см^2). Количественная обработка полученных в этих условиях голографических интерферограмм практически невозможна из-за больших сдвигов и сложной структуры интерференционных полос, поэтому для измерения параметров ударных волн мы использовали предложенный в работах [2,3] двухэкспозиционный теневой метод.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение CO_2 лазера (энергия в импульсе до 4.5 Дж , длительность 2 мкс) фокусировалось на поверхность воды с помощью линзы L_1 из фторида бария с фокусом 30 см . Пятно фокусировки имело вытянутую форму размером $4 \times 8 \text{ мм}$. Теневые картины регистрировались с помощью излучения рубинового лазера ОГМ-20 с модулированной добротностью, синхронизированного с CO_2 лазером с помощью генератора сдвинутых импульсов. Часть пучка рубинового лазера с помощью полупрозрачных зеркал M_1-M_2 направлялась на линию задержки длиной $\approx 39 \text{ м}$, образованную зеркалами M_3-M_6 , что обеспечивало временной сдвиг Δt второго зондирующего импульса относительно первого на 129 нс . В фокусе линзы L_2 , строящей изображение ударной волны в плоскости регистрации, помещался небольшой экран D , перекрывающий лучи, не отклоненные в исследуемой неоднородности.

На рис. 2 представлены типичные темнопольные двухэкспозиционные теневые картины ударных волн в воде и в воздухе, соответствующие различным моментам времени, отсчитанные от начала импульса CO_2 лазера. На тенеграммах видны сдвоенные волновые фронты, расстояние между которыми соответствует пути, проходимому фронтом волны за время Δt , а также контуры впадины на поверхности

воды в области фокусировки лазерного излучения. Непосредственно под этой областью видна рассеивающая излучение зона, имеющая на ранних стадиях примерно прямоугольное сечение. Широкая темная полоса над поверхностью воды представляет собой тень мениска, образующегося вблизи стенок кюветы на границе воды и стекла. Наличие рассеивающей зоны и тени мениска не позволяет наблюдать ударные волны как в воде, так и в воздухе на ранних стадиях ($< 1 \text{ мкс}$). Непосредственно над тенью мениска видна диффузная светлая область, представляющая собой интегральное во времени свечение лазерного факела, который образуется в результате лазерного пробоя в парах воды при плотностях энергии $> 10 \text{ Дж/см}^2$. При меньших плотностях энергии наблюдается лишь слабое голубоватое свечение на поверхности жидкости в пределах пятна фокусировки. Наблюдаемые в последнем случае ударные волны несколько отличаются по размерам и форме от волн, генерируемых при возникновении лазерного факела.

Картина ударных волн, возникающих в воде, достаточно сложна: фактически возникает целая серия ударных волн, огибающая которых в своей центральной части на ранних стадиях является почти плоской. Уверенные измерения сдвигов при этом возможны лишь на периферийных участках волновых фронтов.

По расстоянию ΔR между фронтами, зарегистрированными при первой и второй экспозициях, определялась скорость перемещения фронта ударной волны $V = \Delta R / \Delta t$. На рис. 3 приведены зависимости от времени скоростей ударных волн в воздухе и в воде. Следует отметить, что, вообще говоря, из-за отсутствия сферической симметрии скорость распространения ударной волны непостоянная по фронту. Это наиболее заметно на ранних стадиях для волн в воздухе в случаях, когда лазерный факел не возникает. При этом скорость фронта вблизи от оси пучка CO_2 лазера примерно в 1.5 раз превышает скорость движения фронта в боковом направлении. На рис. 3 приведены максимальные значения измеренных скоростей ударной волны в воздухе. Как следует из рисунка, измеренные значения скорости ударной волны в воздухе для всего исследованного диапазона времен существенно превышают скорость звука ($a_{01} = 0.34 \cdot 10^5 \text{ см/с}$), максимальное значение

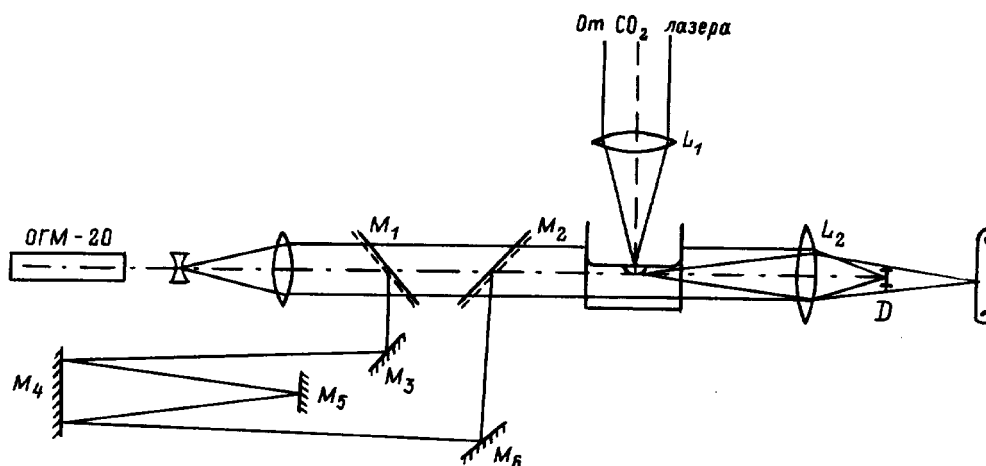


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

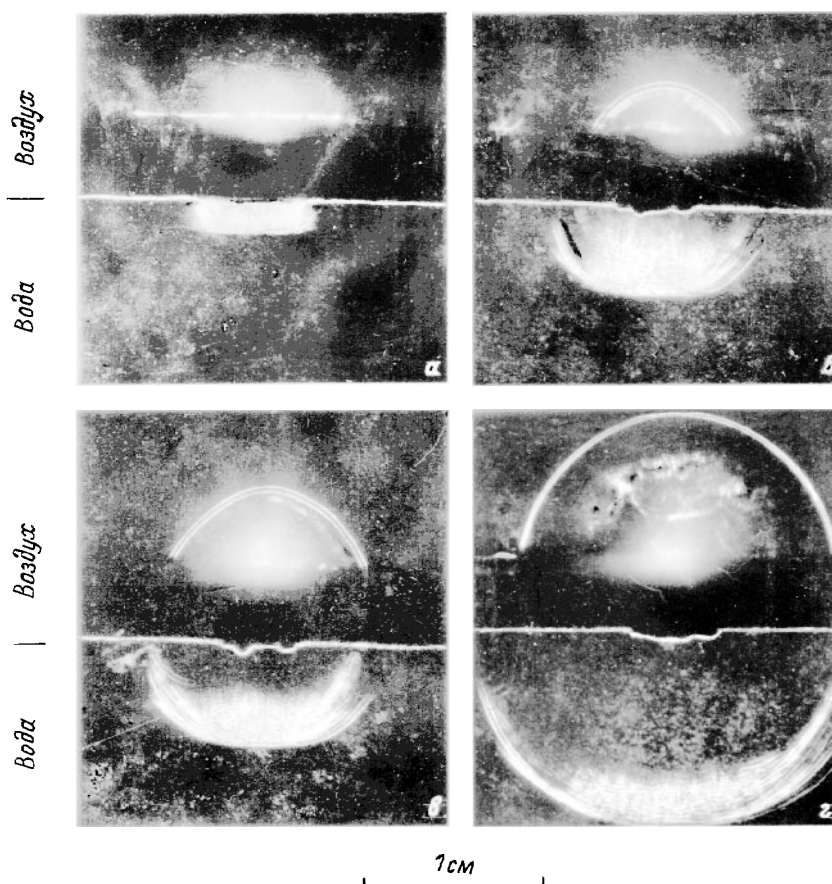


Рис. 2. Двухэкспозиционные теневые картины ударных волн в воде и в воздухе для моментов времени 0.5 (а), 1.4 (б), 2.2 (в) и 4 мкс (г).

скорости, измеренное на ранней стадии ($\tau \approx 1.4$ мкс), составляет $1.8 \cdot 10^5$ см/с.

На том же рис. 3 кривой 1 показана теоретическая зависимость скорости ударного фронта от времени для точечного взрыва в воздухе с учетом противодействия по данным [4]. При построении этой зависимости использовано значение динамического

времени t^0 , рассчитанное по формуле

$$t^0 = E_0^{1/3} p_0^{1/2} P_0^{-5/6}, \quad (1)$$

где P_0 и p_0 — исходные давление и плотность среды; E_0 — энергия взрыва, равная в нашем случае энергии лазерного импульса (≈ 4.5 Дж); соответствующее значение $t^0 = 122$ мкс.

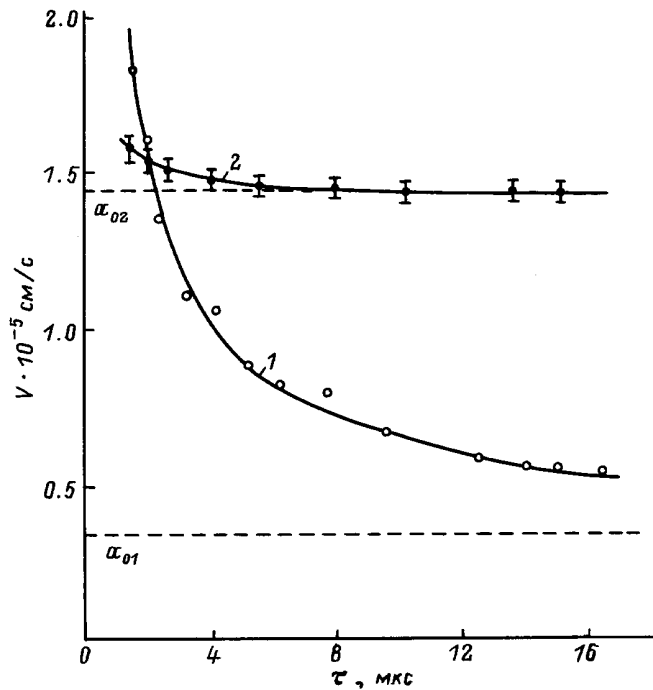


Рис. 3. Зависимости от времени скоростей ударных волн в воздухе (точки — эксперимент, кривая 1 — теория) и в воде (кривая 2 — эксперимент).

Видно, что в исследованном временном диапазоне имеет место хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных.

Для ударной волны в воде (рис. 3, кривая 2) заметно превышение скорости фронта над скоростью звука ($a_{02} = 1.46 \cdot 10^5$ см/с), выходящее за пределы случайных ошибок измерения (показанных на рисунке и составляющих $\approx 2\%$), наблюдается только в

течение первых 4 мкс. Следует отметить, что измерение скоростей ударных волн в воде производилось на крыльях ударной волны, где она выходит за пределы рассеивающей области. Отсутствие сферической симметрии и возникновение первого ряда ударных волн в воде затрудняет сопоставление экспериментальных данных с теоретическими расчетами в данном случае.

Давление P на фронтах ударных волн рассчитывалось по формулам [5] для воздуха

$$P_1 - P_0 = 2p_{01}(V_1^2 - a_{01}^2)/(\gamma + 1), \quad (2)$$

для воды

$$P_2 - P_0 = p_{02}V_2(V_2 - a_{02})/m. \quad (3)$$

Здесь γ — показатель адиабаты (для воздуха 1.4), m — эмпирический коэффициент (для воды 2.1), индексы 1 или 2 соответствует величинам для воздуха или воды. Изменение со временем давления на фронтах ударных волн представлено на рис. 4. Максимальное значение давления в ударной волне в воздухе составляет 34 атм и убывает в исследованном интервале времен до 3 атм. Теоретической зависимости давления на фронте ударной волны в воздухе от времени соответствует кривая 1.

Значения давления на фронте ударной волны в воде (кривая 2) приведены для начальной стадии процесса, где имеет место заметное превышение скорости волны над звуковой. Максимальное значение давления (для $\tau \approx 1.2$ мкс) составляет $a \approx 10^3$ атм и соответствует примерно 10%-ному превышению скорости фронта V_2 над скоростью звука в воде a_{02} . В то же время нижняя граница рассеивающей области, препятствующей наблюдению ударных волн на ранних стадиях процесса, распространяется, по нашим предварительным оценкам, с начальной скоростью, примерно в 2 раза превосходящей a_{02} , что соответствует давлению на фронте ударной волны $\approx 2 \cdot 10^4$ атм. В соответствии с этим представляет существенный интерес проведение более детального исследования ранних стадий взаимодействия излучения CO_2 лазера со свободной поверхностью воды.

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] Дмитриев А.П., Дрейден Г.В., Островский Ю.И., Этинберг М.И. А.С. № 1177704 (СССР). БИ. 1985. № 33.)
- [3] Дмитриев А.П., Дрейден Г.В., Островский Ю.И., Этинберг М.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 2. С. 311–314.
- [4] Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
- [5] Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. Л.: Судпромгиз, 1961.

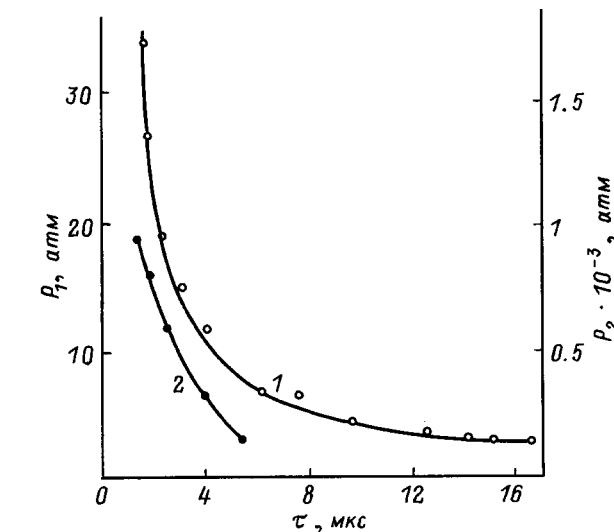


Рис. 4. Изменение со временем давления на фронтах ударных волн в воздухе (точки — эксперимент, сплошная линия 1 — теория) и в воде (кривая 2 — эксперимент).