

03;07;12

Оптические исследования параметров ударной волны при переходе из воздуха в воду

© С.В. Грибин, И.И. Комиссарова, Г.В. Островская, Б.И. Спесивцев, В.Н. Филиппов, Е.Н. Шедова

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

(Поступило в Редакцию 23 апреля 1997 г.)

Исследовалось проникновение ударных волн из воздуха в воду. Волна в воздухе генерировалась в результате диэлектрического пробоя под действием излучения импульсного CO_2 лазера. Для измерения параметров ударных волн использовалась комбинация двухэкспозиционного теневого метода и голографической интерферометрии. Получены профили плотности и давления за фронтом ударной волны для разных моментов времени после начала пробоя. Экспериментально показано, что при переходе границы раздела имело место четырехкратное усиление давления на фронте ударной волны. Исследованы закономерности затухания избыточного давления на фронте ударной волны при ее распространении в глубь жидкости. Даны оценки ширины сформированного в воде фронта ударной волны при исследовании крупномасштабных взрывных процессов. Показано, что простые эмпирические зависимости, установленные при исследовании крупномасштабных взрывов, справедливы также при определенной корректировке и для лабораторных микромасштабных опытов.

Введение

Эффективность использования ударных волн в жидкости для решения различных медицинских, технологических и экологических задач существенным образом зависит от пространственно-временной структуры ударной волны (давления на фронте, крутизны фронта, профиля плотности и давления за фронтом и т.д.). Одним из возможных путей формирования ударных волн в жидкости с крутым фронтом является генерация первичной ударной волны в воздушной среде над поверхностью воды и дальнейшее ее проникновение в жидкость. При этом следует ожидать крутого ударного фронта, свойственного воздушной волне, а также усиления давления на ударном фронте при переходе из воздуха в воду [1].

В настоящей работе первичная ударная волна генерировалась в результате диэлектрического пробоя в воздухе под действием сфокусированного излучения импульсного CO_2 лазера. Для исследования параметров ударной волны и процесса ее проникновения в воду использовалась комбинация двухэкспозиционного теневого метода [2] и голографической интерферометрии.

Исследования ударной волны двухэкспозиционным теньевым методом

Излучение импульсного CO_2 лазера с энергией в импульсе ~ 4 Дж фокусировалось с помощью сферического зеркала *1* (рис. 1, *a*) вблизи свободной поверхности воды. Временной ход лазерного импульса был типичным для CO_2 лазера, т.е. состоял из основного пика длительностью около 200 нс и затянутого до 2.5 мкс заднего фронта. В результате диэлектрического пробоя в фокусе зеркала возникла лазерная искра *3*, сопровождаемая генерацией ударной волны *4*. Зондирование исследуемого процесса

осуществлялось в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, в свете рубинового лазера, синхронизированного с CO_2 лазером.

Схема установки для получения двухэкспозиционных тенеграмм подробно описана в [3]. Основным элементом схемы является световая линия задержки, обеспечивающая временной сдвиг (129 нс) между двумя зондирующими импульсами. На рис. 2, *a, b* представлены тенеграммы, иллюстрирующие процесс проникновения ударной волны в воду при углах падения, близких к нормали (*a* — через 2.3 мкс после начала пробоя, *b* — через 4.7 мкс). На рис. 2, *c* представлены тенеграммы, иллюстрирующие почти скользящее падение ударной волны на поверхность воды. При этом наблюдается "нерегулярное" отражение ударной волны и образование волны Маха [1]. В этом эксперименте ударная волна в воздухе инициировалась при фокусировке лазерного излучения на поверхность твердой мишени. На тенеграммах (рис. 2, *a, b*) видны изображения фронтов, соответствующие первой и второй экспозициям, по расстоянию между

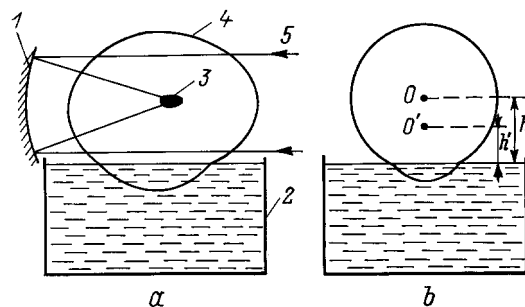


Рис. 1. *a* — схема возбуждения ударной волны: *1* — сферическое зеркало, *2* — кювета с водой, *3* — лазерная искра, *4* — ударная волна, *5* — от CO_2 лазера; *b* — сечение ударной волны, перпендикулярное оси симметрии.

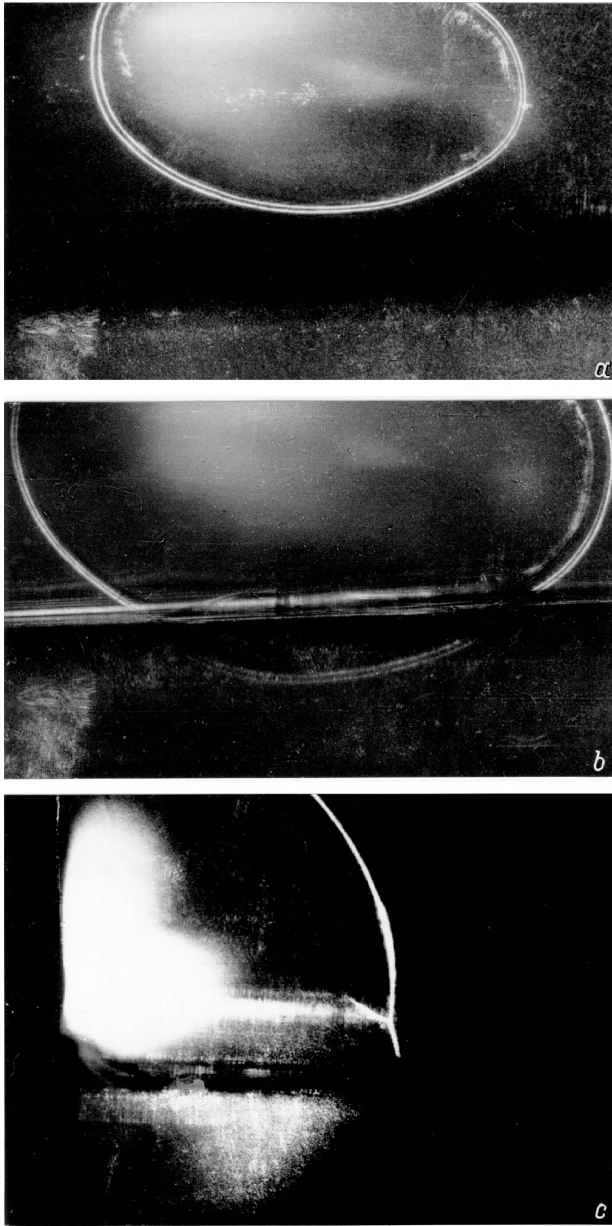


Рис. 2. Тенеграммы ударной волны для различных моментов времени (a, b) после пробоя и отражение воздушной волны от поверхности воды при скользящем падении (c).

которыми можно определить скорость распространения ударного фронта.

На рис. 3, a представлены временные зависимости малого радиуса R и скорости фронта v_1 ударной волны в воздухе, полученные в результате обработки тенеграмм, а на рис. 3, b — временные зависимости давления P_1 и плотности ρ_1 на фронте волны, рассчитанные по формулам [1]

$$P_1 - P_0 = 2\rho_{01}(v_1^2 - a_{01}^2)/\gamma + 1, \quad (1)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{01}} = \frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1)\frac{P_1}{P_0}}{(\gamma + 1) + (\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0}}, \quad (2)$$

где P_0 и ρ_{01} — нормальные давление и плотность воздуха, a_{01} — скорость звука, γ — показатель адиабаты (для воздуха $\gamma = 1.4$).

В принципе давление на фронте ударной волны в воде P_2 может быть рассчитано по формуле

$$P_2 - P_0 = \rho_{02}v_2(v_2 - a_{02})/m \quad (3)$$

(где m — эмпирический коэффициент, ρ_{02} — исходная плотность воды), если известно превышение скорости фронта v_2 над скоростью звука в воде a_{02} . Однако в наших экспериментах скорость фронта в воде, измеренная по тенеграммам, практически не отличалась от скорости

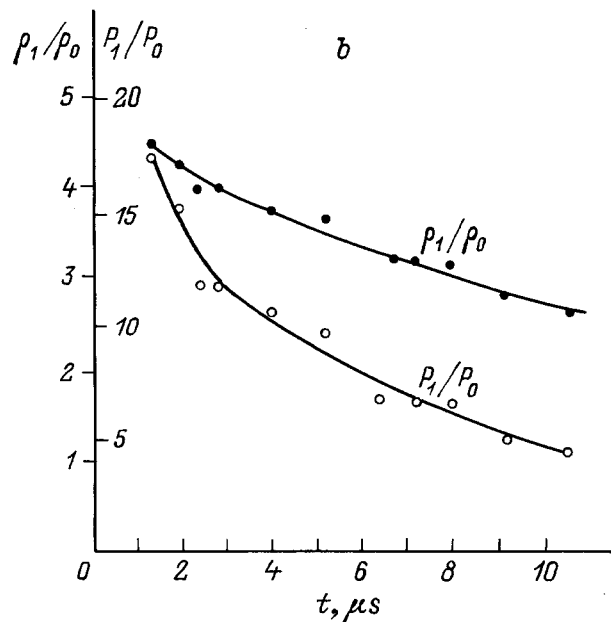
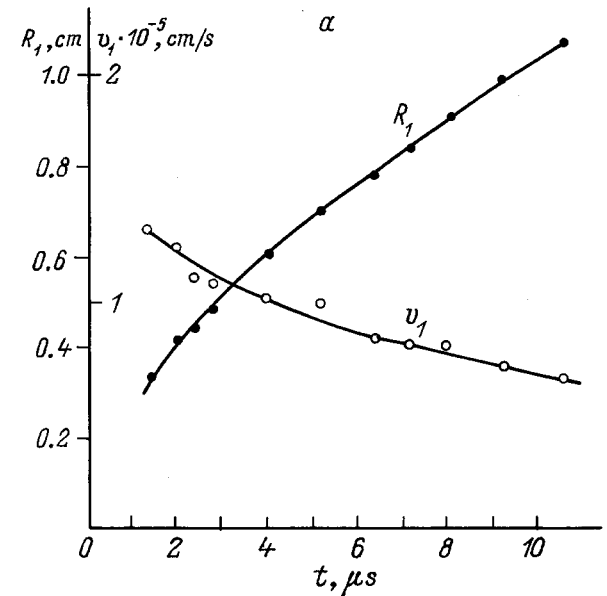


Рис. 3. a — изменение со временем малого радиуса R_1 и скорости фронта v_1 ударной волны в воздухе, b — изменение со временем давления P_1 и плотности ρ_1 на фронте ударной волны в воздухе.

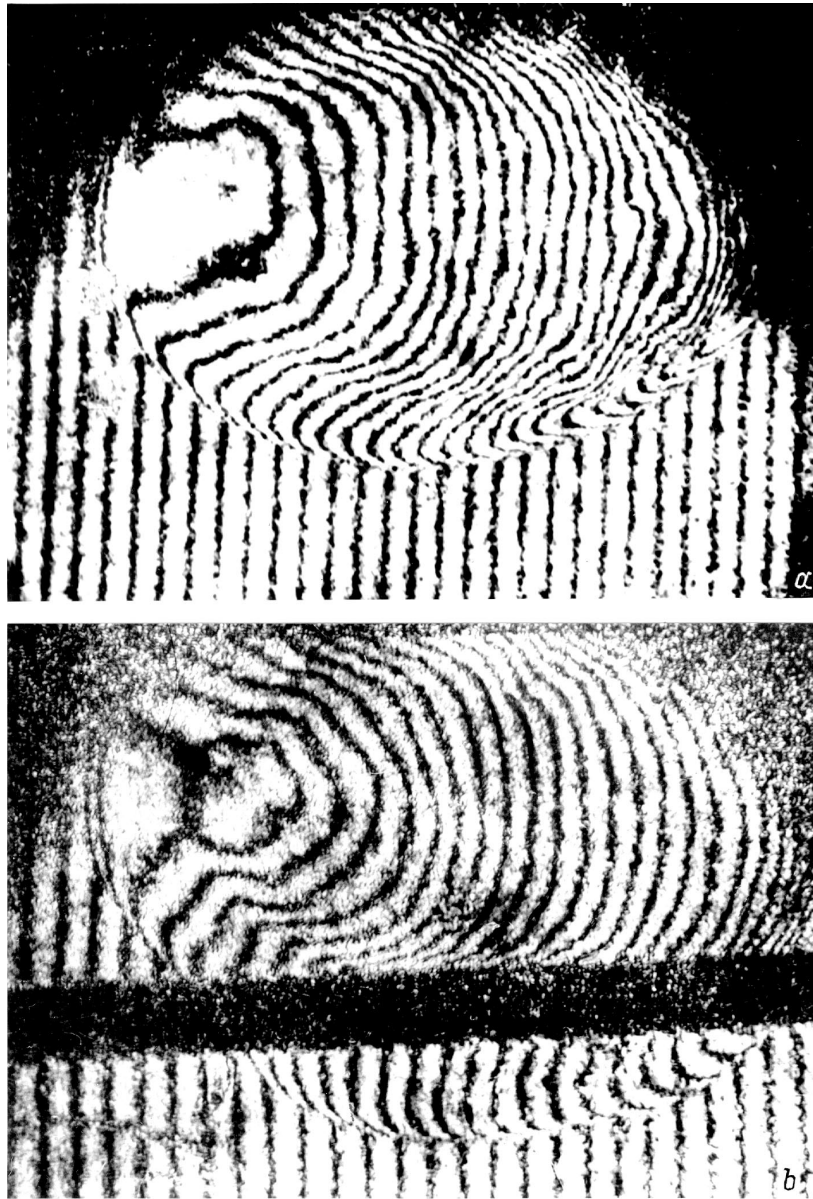


Рис. 4. Голографические интерферограммы ударной волны в воздухе.

звука. Поэтому для определения давления на фронте ударной волны в воде, а также для более детального изучения поля давлений и плотностей ударной волны как в воде, так и в воздухе был использован метод голографической интерферометрии.

Интерференционно-голографические исследования ударных волн

Голографические интерферограммы регистрировались методом двух экспозиций по схеме сфокусированных изображений. Оптическая схема установки подробно описана в [4]. На рис. 4 представлены типичные голографические интерферограммы ударной волны в воздухе ($a - t = 4.7 \mu s$) и после ее проникновения в воду

($b - t = 6 \mu s$). На фронте ударной волны, где плотность газа резко изменяется, имеет место скачок интерференционных полос, что может приводить к ошибке в определении их сдвигов на целое число полос. Для устранения этой неоднозначности мы оценили величину скачка полос вблизи ударного фронта, используя данные о параметрах ударной волны, полученные теньвым методом.

В случае цилиндрической симметрии связь между сдвигом полос $k(x)$ и радиальным распределением плотности $\rho(r)$ дается интегральным преобразованием Абеля

$$k(x) = \frac{2(n_0 - 1)}{\lambda} \int_x^R \frac{\left[\frac{\rho(r)}{\rho_0} - 1 \right] r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (4)$$

где x — расстояние, отсчитанное от оси симметрии объекта; n_0 — показатель преломления воздуха при нормальных условиях; λ — длина волны зондирующего излучения.

Профиль плотности в непосредственной близости от фронта ударной волны можно в первом приближении аппроксимировать выражением

$$\rho(r) = \rho_1 - \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=R} (R - r), \quad (5)$$

где ρ_1 — значение плотности на фронте ударной волны, определяемое из теневых измерений; $\delta\rho(r)/\delta r$ — градиент плотности за фронтом, который может быть рассчитан по формуле

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial r} = A(M) \frac{dM}{dr} + B(M)K, \quad (6)$$

полученной в результате решения системы газодинамических уравнений, описывающих течение газа в окрестности фронта ударной волны [1]. Здесь $M = v_1/a_{01}$ — число Маха, K — кривизна фронта ударной волны. Функции $A(M)$ и $B(M)$ зависят только от параметров фронта ударной волны, которые могут быть определены из теневых измерений (более детальный расчет этих функций и вывод формулы (6) будет опубликован в дальнейшем).

Подставив в (4) аппроксимацию (5) и выполнив интегрирование, можно рассчитать ход интерференционных полос в непосредственной близости от фронта ударной волны. Дальнейший ход полос определяется непосредственно из интерферограммы, после чего с помощью обратного преобразования Абеля можно найти радиальное распределение плотности $\rho(r)$.

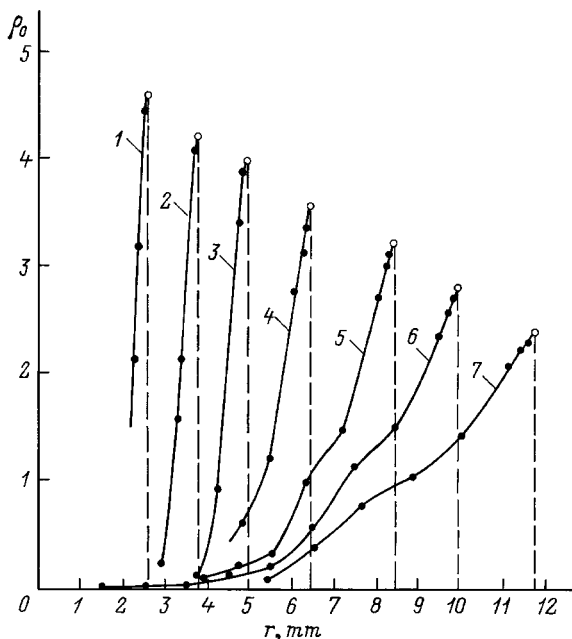


Рис. 5. Профили плотности за фронтом ударных волн в воздухе. $t, \mu\text{s}$: 1 — 1.1, 2 — 2.1, 3 — 3, 4 — 4.7, 5 — 7.8, 6 — 10, 7 — 13; r — расстояние от оси симметрии.

Результаты интерференционных измерений $\rho(r)$ в ударной волне в воздухе для ряда последовательных моментов времени приведены на рис. 5 (в данной серии экспериментов вода в кювете отсутствовала). Следует отметить, что локальные значения показателя преломления во внутренних областях лазерной искры, измеренные по интерферограммам, соответствующим ранним стадиям процесса ($t < 3 \mu\text{s}$), оказались меньше единицы, что свидетельствует о наличии значительной электронной плотности и не позволяет определить плотность воздуха в центральных областях лазерной искры по интерферограммам, зарегистрированным в свете одной длины волны. Поэтому на профилях плотности, полученных на ранних стадиях процесса, нанесены лишь значения вблизи фронта ударной волны.

Следующая серия интерферограмм, одна из которых показана на рис. 4, *b*, была получена при наличии воды в кювете. Точка фокусировки 0 излучения CO_2 лазера находилась на расстоянии $h \sim 6 \text{ mm}$ от поверхности воды (рис. 1, *b*). Сдвиги полос на интерферограммах волн в воде были существенно меньше, чем для волн в воздухе, и неоднозначности в определении сдвигов полос вблизи ударного фронта не возникло. В то же время интерпретация интерферограмм в данном случае осложнялась из-за нарушения осевой симметрии, связанного с увеличением кривизны фронта волны вследствие изменения ее скорости при вхождении в воду. Тем не менее волну, вошедшую в воду, можно рассматривать как осесимметричный объект, ось O' которого смещена относительно ее положения 0 в воздухе. Из закона преломления в приближении малых углов, следует, что ось O' отстоит от поверхности воды на расстояние $h' = hv_1/v_2$, где v_1 и v_2 — скорости волны в воздухе и в воде в момент ее вхождения в воду. При сделанных допущениях в результате обработки интерферограмм были получены профили давления за фронтом волны в воде (рис. 6) для разных моментов времени, отсчитываемых от момента пробоя в воздухе (в геометрии нашего эксперимента волна входила в воду при $t \approx 4 \mu\text{s}$).

Обсуждение результатов

Определенный интерес представляет сопоставление наблюдаемой скорости затухания подводной ударной волны (рис. 6) с эмпирической зависимостью давления на фронте от радиуса волны, установленной при исследовании крупномасштабных подводных взрывов. Как известно [1], давление на фронте сферической подводной ударной волны должно затухать как $r^{-1.13}$. Соответствующая зависимость показана на рис. 6 штриховой линией. При ее расчете был использован эффективный радиус

$$R_{\text{ef}} = \frac{2R_1R_2}{R_1 + R_2}, \quad (7)$$

где R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны ударной волны.

Видно, что данная кривая практически совпадает с огибающей профилей давления.

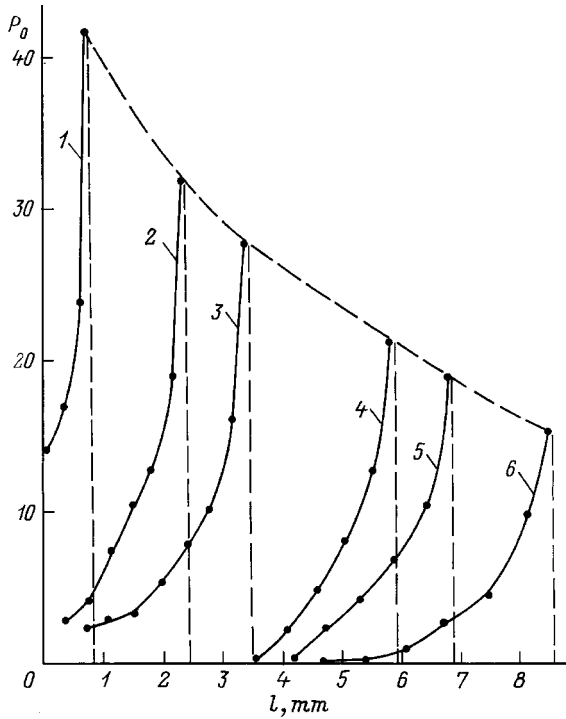


Рис. 6. Профили давления за фронтом ударных волн в воде. $t, \mu\text{s}$: 1 — 4.6, 2 — 5.6, 3 — 6.6, 4 — 8.0, 5 — 8.8, 6 — 10; l — расстояние от поверхности воды.

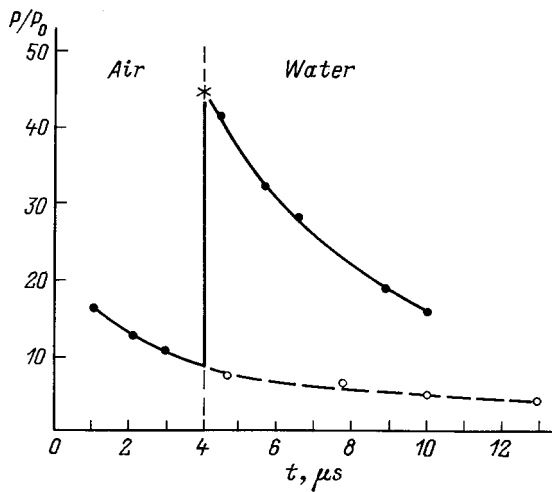


Рис. 7. Изменение со временем давления на фронте ударной волны при переходе из воздуха в воду. * — значение давления, рассчитанное по формуле Измайлова.

Из профилей плотности и давления, приведенных на рис. 5 и 6, следует, что ударные волны как в воздухе, так и в воде имеют весьма резкий фронт. Пространственно-временное разрешение наших интерферограмм, определяемое длительностью зондирующего лазерного импульса (30 ns), позволяет лишь приблизительно оценить время нарастания фронта, которое не превышает 50 ns.

Из сопоставления кривых на рис. 5 и 6 построена временная зависимость (рис. 7) давления на фронте ударной волны, переходящей из воздуха в воду (сплошные линии). Штриховой линией показано изменение давления на фронте волны в отсутствие воды. Как видно из рис. 7, при переходе границы раздела давление на фронте возрастает примерно в 4 раза.

Из гидродинамики известно, что давление на фронте волны, вошедшей в воду при нормальном падении, может быть рассчитано по формуле Измайлова [1]

$$P_2 - P_0 = 2(P_1 - P_0) + \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}(P_1 - P_2)^2}{(P_1 - P_0) + \frac{2\gamma}{\gamma-1}P_0}, \quad (8)$$

которая для нашего случая ($P_1 \sim 9.5 \text{ atm}$, $\gamma = 1.4$) дает $P_2 \sim 46 \text{ atm}$, что неплохо согласуется с величиной $P_2 = 42 \text{ atm}$, полученной в эксперименте (особенно если учесть, что из-за тени от мениска точка, в которой измерена данная величина, находилась на расстоянии $\sim 1 \text{ mm}$ от поверхности).

Таким образом, совместное применение теневого и интерференционно-голографического методов позволило получить достаточно полную картину изменения параметров ударной волны при ее переходе из воздушной в жидкую среду. При этом оказалось, что характер затухания давления на фронте ударной волны, а также усиление давления при переходе волны из воздуха в воду могут быть описаны простыми эмпирическими зависимостями, установленными при исследовании реальных подводных взрывов. Возможно, лабораторные исследования, подобные тем, что представлены в настоящей работе, могут быть использованы при определенной корректировке для моделирования гидродинамических процессов, сопровождающих крупномасштабный взрыв.

Список литературы

- [1] Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. Л.: Судпромгиз, 1961.
- [2] Дмитриев А.П., Дрейден Г.В., Островский Ю.И., Этинберг М. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 2. С. 311–314.
- [3] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 138–140.
- [4] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 34–40.