

УДК 532.538+539.593

ПРОЧНОСТЬ ВОДЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

А. А. Богач, А. В. Уткин

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка

Проведены эксперименты по исследованию прочности воды в условиях импульсного растяжения, реализующегося при взаимодействии треугольного импульса сжатия со свободной поверхностью. Опыты выполнены в широком диапазоне изменения амплитуды импульса сжатия $40 \div 1000$ МПа при скоростях деформирования $10^4 \div 10^5$ с⁻¹. Получено, что с увеличением амплитуды импульса сжатия от 150 до 1050 МПа прочность воды уменьшается с 46 до 22 МПа. Заметного влияния скорости деформирования на прочность не обнаружено. Обсуждается возможность применения модели гомогенного зародышеобразования (образования кавитационных зародышей) для интерпретации полученных данных.

Согласно теоретическим представлениям жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения, достигающие 100–1000 МПа [1–3]. В то же время в условиях статических испытаний (см. [4]) и при исследовании кавитации в интенсивном звуковом поле [5–7] наблюдаются значительно меньшие величины. Это расхождение объясняется наличием в реальных жидкостях гетерогенных очагов (границ, твердых включений, газовых пузырьков и др.), на которых инициируется рост пор, являющийся механизмом разрушения жидкостей. Например, согласно [8, 9] общее количество неоднородностей с характерным размером 0,001–10 мкм для воды составляет 10^5 – 10^6 см⁻³. При этом из всех содержащихся в жидкости примесей существенное влияние на ее прочность могут оказать только пузырьки, находящиеся в объеме или в мелких трещинах нерастворимых частиц [7].

В условиях динамического растяжения жидкости можно получить значение прочности, которое будет ближе к теоретическому. В настоящей работе для динамического растяжения жидкости используются откольные явления при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности исследуемого вещества [10]. Преимущество данного подхода состоит в том, что разрушение при действии импульсов длительностью воздействия порядка 1 мкс является объемным (влияние границ исключается) и происходит в тонком слое вещества. Это значительно уменьшает количество гетерогенных очагов, способных повлиять на разрыв жидкости. Кроме того, можно ожидать, что предварительное сжатие в ударной волне приведет к схлопыванию пор, что также увеличивает влияние гомогенного зародышеобразования.

Импульсное растяжение жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения использовалось ранее для изучения кавитации глицерина [11–13], воды [14–16], этиленгликоля [15], этилового спирта [16] и ртути [17]. Наиболее подробно исследован глицерин, для которого определена зависимость откольной прочности от температуры [13] и показано, что при 20 °С она равна 60 МПа независимо от скорости деформирования [12]. Полученные различными авторами данные о величине откольной прочности воды отличаются на несколько порядков (от 3,9 МПа [15] до 400 МПа [18]). Отсутствуют также достоверные экспериментальные данные о влиянии условий деформирования на характер разрушения. В то же время явление кавитации представляет значительный практический интерес, что делает актуальным изучение поведения воды при импульсном растяжении. В настоящей

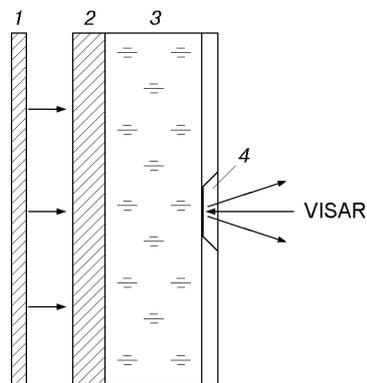


Рис. 1

Номер опыта	h_B , мм	P_0 , МПа	W_0 , м/с	ΔW , м/с	P_s , МПа	$\dot{\epsilon} \cdot 10^{-4}$, с ⁻¹
1	8	310	206	—	—	9
2	8	310	413	56 ± 2	$42,0 \pm 1,5$	9
3	8	300	403	55 ± 2	$41,0 \pm 1,5$	5
4	8	40	52	> 50	> 38	2,7
5	8	150	200	62 ± 5	$46,0 \pm 4,0$	5
6	2	406	542	59 ± 2	$44,0 \pm 1,5$	14
7	4	430	574	52 ± 2	$39,0 \pm 1,5$	10
8	8	1050	1403	30 ± 2	$22,5 \pm 2,0$	2

работе представлены результаты экспериментов по определению откольной прочности воды в широком интервале амплитуды и длительности импульсов сжатия и рассмотрена возможность применения модели гомогенного зародышеобразования для интерпретации полученных данных.

Результаты экспериментов. Схема экспериментов по изучению импульсного растяжения воды приведена на рис. 1. Ударные волны создавались при соударении алюминиевого ударника 1 толщиной 0,2–0,4 мм и диаметром 60 мм, разогнанного взрывным метательным устройством [10] до скорости 200–600 м/с, с плексигласовым дном кюветы (экран 2) толщиной 2 мм. Условия нагружения варьировались изменением величины заряда взрывчатого вещества, толщины ударника и толщины h_B слоя воды 3 (см. таблицу). Для регистрации скорости использовался лазерный интерферометр VISAR [19] с постоянной интерферометра, равной 80,8 м/с; погрешность измерений составляла ± 2 м/с, временное разрешение — около 5 нс. Лазерный луч отражался от алюминиевой фольги 4 (толщиной 7 мкм), отделяющей воду от воздуха. Геометрические размеры установки обеспечивали одномерные условия нагружения и исключали приход боковой волны разгрузки в течение времени эксперимента. На рис. 2, а, б представлены профили массовой скорости, построенные по результатам экспериментов. Цифры у кривых соответствуют номеру опыта. Профили скорости по оси t сдвинуты произвольно относительно друг друга, так как момент начала отсчета времени не имеет значения. Во всех опытах (за исключением третьего, в котором применялась свежая водопроводная вода) использовалась дистиллированная вода при начальной температуре 20 °С. К моменту выхода на свободную поверхность импульс сжатия имел форму треугольника, что определялось в экспериментах, которые проводились по схеме, аналогичной представленной на рис. 1, но фольга при этом помещалась в воду. В качестве примера на рис. 2, а приведен профиль массовой скорости, построенный по результатам опыта 1, в котором фольга находилась внутри толстого слоя воды на расстоянии 8 мм от экрана.

Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до величины W_0 (см. таблицу), равной удвоенной массовой скорости в ударной волне. В глубь воды распространяется центрированная волна разрежения, которая, взаимодействуя с падающей волной разгрузки, приводит к внутреннему разрыву — отколу. В процессе разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, формируя волну сжатия, которая выходит на свободную поверхность в виде так называемого откольного импульса. Последующие колебания скорости вызваны циркуляцией волн между поверхностью образца и областью разрушения. Все отмеченные особенности наблюдаются для профилей скорости, построенных по результатам опытов 2, 3 и приведенных

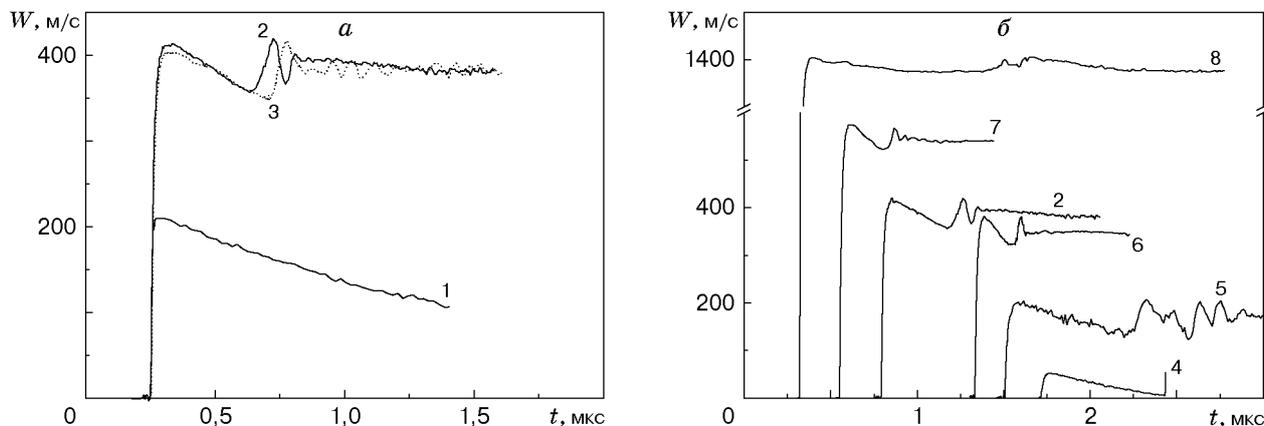


Рис. 2

на рис. 2, *a*. Из сопоставления профилей 1 и 2 следует, что правило удвоения скорости выполняется с хорошей точностью. Это подтверждает отсутствие кавитации на границе фольга — вода, которая привела бы к уменьшению сцепления фольги с водой и как следствие к уменьшению крутизны спада скорости сразу после выхода ударной волны на свободную поверхность. Величина откольной прочности P_s , характеризующая максимальные растягивающие напряжения в образце, определялась по минимуму скорости W_m , который достигается перед откольным импульсом [10]: $P_s = 0,5\rho_0 c_0 \Delta W$, где $\Delta W = W_0 - W_m$; ρ_0 и c_0 — начальные плотность и скорость звука в воде при 20 °С и давлении, равном 10^5 Па.

На рис. 2 приведены зависимости скорости свободной поверхности воды W от времени t при изменении амплитуды импульса сжатия P_0 от 40 до 1000 МПа и скорости деформирования в разгрузочной части импульса $\dot{\epsilon} = (dW/dt)/(2c_0)$ от 10^4 до 10^5 с⁻¹. Прочность P_s , рассчитанная по приведенной выше формуле, представлена в таблице. Видно, что результаты экспериментов отличаются хорошей воспроизводимостью и практически постоянным значением P_s во всем интервале скоростей деформирования, причем прочность свежей водопроводной воды (опыт 3) равна прочности дистиллированной. Исключение составляет опыт 8, в котором амплитуда ударной волны максимальна и нагружение осуществлялось не ударником, а плосковолновым взрывным генератором через стальной экран. В этом опыте скорость деформирования была практически такой же, как в опыте 4, а амплитуда волны сжатия в 25 раз больше, в результате откольная прочность уменьшилась в 2 раза. Необходимо подчеркнуть, что в действительности растягивающие напряжения в опыте 4 несколько превышают измеренную величину 38 МПа, поскольку зарегистрированный минимум скорости обусловлен выходом на свободную поверхность не откольного импульса, а второй ударной волны, сформировавшейся в результате соударения с водой массивного стального ослабителя, движущегося за ударником.

Отметим некоторые особенности профилей скорости свободной поверхности. Во-первых, фронт откольного импульса очень крутой, что согласно [20] свидетельствует о большой скорости роста пористости в кавитационной области после начала разрушения. Во-вторых, отсутствуют отчетливо выраженные периодические колебания скорости в откольной пластине, как это имеет место, например, в металлах, вероятно, вследствие того, что область кавитации растет со временем и приближается к свободной поверхности. Граница между водой и областью разрушения не является резкой, что также приводит к сглаживанию осцилляций. В работе [21] рассмотрена задача о вязком разрушении среды в условиях откола и показано, что только при мгновенном разрушении амплитуда откольного импульса равна амплитуде падающей волны, во всех остальных случаях она

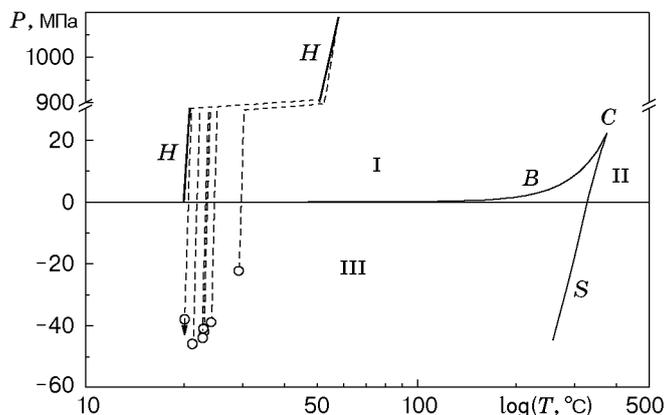


Рис. 3

меньше. На полученных профилях амплитуда откольного импульса равна максимальному значению скорости, а в опыте 3 она больше его на величину, превышающую погрешность эксперимента. Возможно, это обусловлено влиянием движения границы области кавитации на формирование откольного импульса.

Обсуждение результатов экспериментов. Откольное разрушение жидкостей принципиально отличается от аналогичного процесса в металлах, полимерах и других конденсированных средах. При отрицательных давлениях, возникающих в случае импульсного растяжения, жидкость попадает в область метастабильного состояния III (рис. 3), время существования которого определяется чистотой жидкости и условиями растяжения. На рис. 3 приведена фазовая плоскость воды в окрестности двухфазной области вода I — пар II (P — давление, МПа; T — температура, °C). Жидкостная спинопаль S и кривая фазового равновесия (бинопаль) B , построенные по данным работ [4] и [22] соответственно, ограничивают область метастабильности; C — критическая точка.

В проведенных экспериментах вода сжималась вдоль ударной адиабаты H до максимального давления P_0 (см. таблицу), а затем изоэнтропически разгружалась до состояний, показанных светлыми точками на рис. 3. Стрелка означает, что измеренное в опыте 4 значение прочности дает оценку снизу. При расчете ударной адиабаты H и изоэнтроп разгрузки (штриховые линии на рис. 3) использовались данные об ударной сжимаемости [23] и калорическое уравнение состояния воды [24]. Разрушение метастабильного состояния происходит в результате роста пор, стабильно существующих в жидкости и порождаемых тепловыми флуктуационными процессами. Рассмотрим влияние гомогенного и гетерогенного зародышеобразования на кавитацию в условиях откола.

Пусть наблюдаемая в экспериментах прочность обусловлена ростом пор, уже имеющих в жидкости. Тогда с учетом вязкости изменение пористости $V_p = (4/3)N\pi R^3$ описывается уравнением [25]

$$\dot{V}_p = 4N\pi R^2 \dot{R} = -4N\pi R^2 RP / (4\eta) = -3V_p P / (4\eta), \tag{1}$$

где R — радиус поры; N — количество пор в единице объема; η — вязкость воды. Точкой обозначена производная по времени.

Исследование влияния кинетики роста пор на динамику волновых взаимодействий при отколе показывает [26], что минимум на профиле скорости свободной поверхности формируется, когда \dot{V}_p превышает критическое значение, пропорциональное скорости деформирования в разгрузочной части падающего импульса $\dot{\epsilon}$: $\dot{V}_p = \gamma \dot{\epsilon}$, где $\gamma \sim 1$. Если принять, что при нормальных условиях ($P \approx 10^5$ Па, $T = 20$ °C) плотность пузырьков

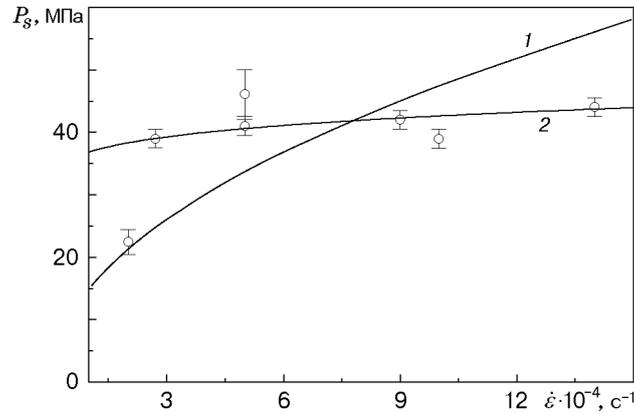


Рис. 4

$N \sim 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ при $R_0 = 1,5 \text{ мкм}$ [9], то в начальный момент времени для скорости \dot{V}_p получим значение порядка 10^5 с^{-1} , совпадающее со скоростью деформирования в эксперименте. Поэтому, используя модель гетерогенного зародышеобразования, можно получить близкие к экспериментальным значения откольной прочности. Однако необходимо учесть, что растяжению предшествует ударно-волновое сжатие и вода в течение примерно $0,5 \text{ мкс}$ находится под давлением, равным амплитуде падающей волны. Это приводит к частичному схлопыванию пор, уменьшению влияния гетерогенного и увеличению влияния гомогенного зародышеобразования на процесс кавитации в условиях откола. Это подтверждается совпадением откольных прочностей дистиллированной и свежей водопроводной воды, полученным в результате эксперимента. Кроме того, из кинетического уравнения (1) следует, что $P_s \sim \sqrt{\dot{\epsilon}}$ [26]. Видно, что характер этой зависимости (линия 1 на рис. 4) не соответствует результатам экспериментов.

Рассмотрим влияние гомогенного зародышеобразования на рост пористости при отколе. Согласно термодинамической теории флуктуаций [1, 25] число пор J с критическим радиусом $R_c = 2\sigma/P_s$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения), образующихся в единице объема в единицу времени, вычисляется по формуле

$$J = N_0 \frac{\sigma}{\eta} \sqrt{\frac{\sigma}{kT}} \exp\left(-\frac{16\pi\sigma^3}{3P_s^2 kT}\right), \quad (2)$$

где N_0 — число молекул в единице объема жидкости; T — температура, К; k — постоянная Больцмана. Используя соотношение (2) и определяя предел прочности как растяжение, отвечающее определенному значению J , Я. Б. Зельдович показал [1], что для воды он составляет примерно 200 МПа. При отколе, как уже отмечалось, предел прочности определяется по минимуму на профиле скорости свободной поверхности, который в свою очередь формируется, когда скорость роста пористости превышает критическое значение.

Кинетическое уравнение (1) заменяется системой двух уравнений

$$\dot{V}_p = \frac{4}{3} \pi R_c^3 J + \int_0^t 4\pi R^2 \dot{R} J dt \approx \frac{4}{3} \pi R^3 J; \quad (3)$$

$$\dot{R} = -(PR + 2\sigma)/\eta. \quad (4)$$

Первое слагаемое в правой части (3) описывает увеличение пористости за счет гомогенного зародышеобразования, второе — за счет роста пор. Упрощение уравнения (3) связано с предположением о малом изменении J в процессе формирования откольного импульса.

В отличие от (1) соотношение (4) учитывает также влияние сил поверхностного натяжения на кинетику роста пор при $R \sim R_c$. Поскольку при $R \rightarrow R_c$ производная \dot{R} обращается в нуль (зародыш находится в равновесии, хотя и неустойчивом), то интегрирование (4) следует проводить [1] от точки $R' = R_c + \Delta R$, где $\Delta R = \sqrt{3kT/(8\pi\sigma)}$. Необходимо также учитывать, что поверхностное натяжение при малых $R \sim 10$ нм начинает линейно уменьшаться с уменьшением радиуса пор [4]. Это приводит к экспоненциальному увеличению скорости зародышеобразования. Например, если при $R = R_c$ σ уменьшается в 3 раза, то характерное значение J будет порядка $10^{27} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Но даже в этом случае начальная скорость роста пористости оказывается очень небольшой (приблизительно 10 с^{-1}), что, однако, не препятствует формированию минимума на профиле скорости свободной поверхности, так как \dot{V}_p растет со временем [26]. Следует ожидать, что минимум будет достаточно пологим, как это и наблюдается в экспериментах.

Предполагая, что именно процесс зародышеобразования, а не последующий рост пор в вязкой жидкости является определяющим для увеличения пористости, из уравнений (2) и (3) можно определить характер зависимости откольной прочности от скорости деформирования [26]:

$$P_s \approx A/\sqrt{\ln(B/\dot{\epsilon})}, \quad (5)$$

где A и B — константы, зависящие от температуры как явно, так и через вязкость и коэффициент поверхностного натяжения. Оценка B снизу дает величину порядка 10^{15} с^{-1} .

На рис. 4 линией 2 показана зависимость (5), построенная при $A = 110 \text{ МПа}$ и $B = 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Видно, что зависимость (5) согласуется с экспериментальными данными (точки на рис. 4). Исключение составляет опыт 8 с максимальной амплитудой ударной волны. Резкое уменьшение прочности в этом случае трудно объяснить только повышением средней температуры после разгрузки, так как она лишь на $10 \text{ }^\circ\text{C}$ выше, чем в опыте 4 с минимальной амплитудой (см. рис. 3), что приводит к уменьшению константы A примерно на 10 %, а не на 40 %, как это требуется для согласия с экспериментом. Вероятно, влияние амплитуды ударной волны не сводится к схлопыванию пор и изменению средней температуры после разгрузки.

Существенным может оказаться разогрев жидкости в окрестности деформируемой поры, что приводит к образованию “горячих точек”, размер которых близок к начальному диаметру полости, а температура для пор микронных размеров может достигать $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ [5]. Со временем температура в очаге резко уменьшается, а размер области с повышенной температурой растет пропорционально корню из времени. Поэтому в момент возникновения растягивающих напряжений в жидкости могут существовать области микронных размеров с температурой выше остаточной, где гомогенное зародышеобразование будет происходить с наибольшей скоростью. Согласие с экспериментом 8 достигается, если предположить, что температура в этих областях примерно на $60 \text{ }^\circ\text{C}$ выше средней. Должно также наблюдаться заметное уменьшение прочности с ростом амплитуды ударной волны, поскольку при этом увеличивается не только остаточная температура, но и температура “горячих точек”. Это подтверждается результатами экспериментов, представленными на рис. 5, где сплошная линия — линейная аппроксимация экспериментальных данных настоящей работы (светлые точки). При заданных скорости деформирования и начальной температуре существует амплитуда импульса сжатия, при которой откольная прочность достигает максимального значения. Дальнейшее уменьшение давления приводит к тому, что кавитация в жидкости происходит, но растягивающие напряжения при этом не превышают амплитуды импульса сжатия, которая и будет являться оценкой прочности жидкости (пунктирная линия на рис. 5). Вероятно, этим обусловлена низкая откольная прочность воды, измеренная в работе [15] (темные точки на рис. 5).

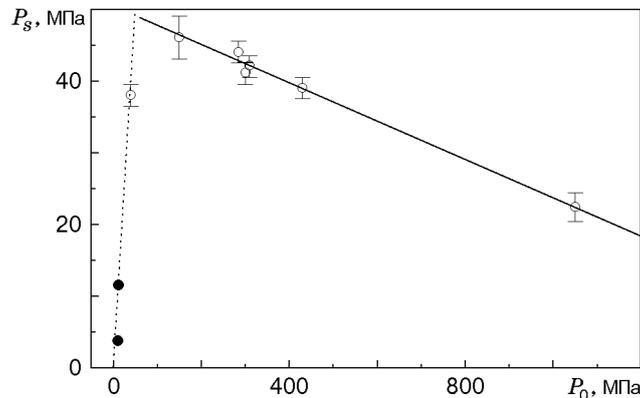


Рис. 5

Таким образом, анализ данных по определению откольной прочности воды показывает, что модель гомогенного зародышеобразования описывает экспериментально полученную слабую зависимость прочности от скорости деформирования. Уменьшение растягивающих напряжений при увеличении амплитуды импульса сжатия также объясняется в рамках данного подхода, если учесть, что при схлопывании стабильно существующих в жидкости пор образуются области повышенной температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы. Кавитация // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1942. Т. 12, вып. 11/12. С. 525–538.
2. Fisher J. C. The fracture of liquids // J. Appl. Phys. 1948. V. 19. P. 1062–1067.
3. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1951.
4. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
5. Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкости // Физическая акустика / Под ред У. Мэзона. Т. 1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. М.: Мир, 1967. С. 7–138.
6. Рой Н. А. Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации. Обзор // Акуст. журн. 1957. Т. 3, № 1. С. 3–21.
7. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Физика и техника мощного ультразвука. Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л. Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. С. 167–220.
8. Кедринский В. К. Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 74–91.
9. Кедринский В. К., Бесов А. С., Гутник И. Э. Инверсия двухфазного состояния жидкости при импульсном нагружении // Докл. РАН. 1997. Т. 352, № 4. С. 477–479.
10. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
11. Erlich D. C., Wooten D. C., Crewdson R. C. Dynamic tensile failure of glycerol // J. Appl. Phys. 1971. V. 42, N 13. P. 5495–5502.
12. Carlson G. A., Henry K. W. Technique for studying dynamic tensile in liquids: Application to glycerol // J. Appl. Phys. 1973. V. 44, N 5. P. 2201–2206.
13. Carlson G. A., Levine H. S. Dynamic tensile strength of glycerol // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 4. P. 1594–1601.

14. **Marston P. L., Pullen G. L.** Cavitation in water induced by the reflection of shock waves // Proc. of the Conf. of the Amer. Phys. Soc. on shock waves in condensed matter, Merlo Park, California, USA, 23–25 June, 1981. N. Y.: AIP, 1982. P. 515–519.
15. **Marston P. L., Urgan B. T.** Rapid cavitation induced by the reflection of shock waves // Proc. of the Conf. of the Amer. Phys. Soc. on shock waves in condensed matter, Spokane, Washington, USA, 22–25 July, 1985. N. Y.: Plenum Press, 1986. P. 401–405.
16. **Дремин А. Н., Канель Г. И., Колдунов С. А.** Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе // Горение и взрыв: Материалы III Всесоюз. симп. по горению и взрыву, Ленинград, 5–10 июля 1971 г. М.: Наука, 1972. С. 569–574.
17. **Carlson G. A.** Dynamic tensile strength of mercury // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 9. P. 4069, 4070.
18. **Рыбаков А. П.** Механика откольного разрушения. Пермь: Тип. Перм. высш. воен. командно-инж. уч-ща, 1996.
19. **Asay J. R., Barker L. M.** Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 6. P. 2540–2546.
20. **Уткин А. В.** Влияние начальной скорости разрушения на формирование откольного импульса // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 4. С. 140–146.
21. **Уткин А. В.** Влияние скорости разрушения на динамику взаимодействия импульса ударной нагрузки с поверхностью тела // ПМТФ. 1992. Т. 33, № 6. С. 82–89.
22. **Вуклович М. П.** Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. М.; Л.: Энергия, 1965.
23. **Физика взрыва** / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
24. **Walker W. A., Sternberg M. M.** The Chapman — Jouguet isentrope and the underwater shockwave performance of pentolite // Proc. of the 4th Intern. symp. on detonation, White Oak, USA, 12–15 Okt., 1965. Washington: Office of Naval Res.-dep. of Navy, 1967. P. 23–29.
25. **Каган Ю. М.** О кинетике вскипания чистой жидкости // Журн. физ. химии. 1960. Т. 34, № 1. С. 92–101.
26. **Уткин А. В.** Определение констант кинетики откольного разрушения материалов на основе экспериментальных данных // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 6. С. 157–167.

*Поступила в редакцию 9/VI 1999 г.,
в окончательном варианте — 3/VIII 1999 г.*
