

Рис. 2

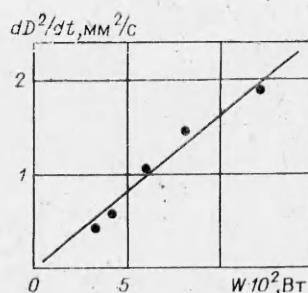


Рис. 3

Показано, что диаметр трещины растет со временем по корневому закону  $D \sim \sqrt{t}$ , а скорость ее роста определяется средней мощностью лазерного излучения. Получена оценка эффективной энергии, необходимой для образования одной газовой частицы при лазерном пиролизе ПММА.

Авторы благодарны Ю. В. Сидорину, А. Р. Курлаеву и В. И. Винокурову за ценные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Миркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф. Основные виды разрушения органического стекла при воздействии импульсных световых лучей лазера.— *Механика полимеров*, 1966, № 4.
2. Ашкнадзе Б. М., Владимиров В. И. и др. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения.— *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, № 5.
3. Баренблатт Г. И., Всеволодов Н. Н. и др. О разрушении прозрачных материалов под действием лазерного излучения. Возникновение газовых пузырьков и расклинивание материала газовым давлением.— *Письма в ЖЭТФ*, 1967, т. 5, № 3.
4. Вунцевич И. Л., Мульченко Б. Ф. и др. Поглощение света и развитие лазерной трещины.— *Механика полимеров*, 1976, № 5.
5. Бутенин А. В., Коган Б. Я. Зарождение и развитие термохимической неустойчивости на поглощающем включении в полиметилметакрилате под действием непрерывного лазерного излучения.— *ЖТФ*, 1979, т. 49, № 4.
6. Гольберг С. М., Матюшин Г. А. и др. Исследование термохимической неустойчивости прозрачных сред, инициированной поглощающими включениями. Препринт ИПМ АН СССР, № 205, 1982.
7. Слуцкер А. И. Ориентированное состояние.— В кн.: *Энциклопедия полимеров. «Сов. энциклопедия»*. М., 1974, т. 2.
8. Кондрашов С. В., Пилипецкий Н. Ф. и др. Исследование динамики поглощения в лазерной трещине.— *ЖЭТФ*, 1985, т. 89, № 11.
9. *Разрушение. Тематический сборник/Под ред. Г. Либовица*.— М.: Мир, 1975, т. 2.
10. Брок Д. Основы механики разрушения.— М.: Высш. шк., 1980.
11. Коваленко Ю. Ф., Салганик Р. Л. и др. Исследование механического действия среды в лазерной трещине, образованной в прозрачном полимерном диэлектрике. Препринт ИПМ АН СССР, № 229, 1984.

Поступила 24/IX 1985 г.

УДК 532.13 : 539.8

#### ВЯЗКОСТЬ УДАРНО-СЖАТЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Л. В. Альтишулер, Г. С. Доронин, Г. Х. Ким  
(Москва)

В большинстве исследований оценки вязкости  $\eta$  за фронтом ударных волн (УВ) сделаны по примесной проводимости  $\lambda$  слабых электролитов. Для воды [1, 2] и большой группы органических соединений [3—5] на основании правила Вальдена [6] о постоянстве произведения  $\eta\lambda$  следует, что при 6—9 ГПа вязкости метанола, формамида, этанола, бутанола, нитрометана и воды остаются на том же уровне, что и при нормальных условиях, в несколько раз возрастают у *n*-метилформамида, ацетона и

глицерина и примерно на порядок увеличиваются у диметилформамида (ДМФ), диметилсульфоксида, нитробензола и нитроглицерина.

Для ударно-сжатой воды вязкость определялась еще несколькими способами: по методу гофрированного фронта [7, 8, ], т. е. по нарушению подобия в затухании возмущений с разной длиной волны: путем регистрации в [9, 10] режимов ускорения тяжелых цилиндров за фронтом УВ: по ширине волнового фронта [11] и по скорости коагуляции частиц серы [12]. Разные методы привели к драматическому различию в результатах. В то время как по данным о проводимости вязкость воды при давлениях в 8—22 ГПа сохранялась на уровне единиц сантипуаз, по методу гофрированного фронта она возрастала при тех же давлениях на шесть порядков, т. е. до  $\sim 10^4$  П. При исследовании [9] увлечения цилиндров набегающим потоком ударно-сжатой воды при 3—8 ГПа описание экспериментов достигнуто при вязкости  $\sim 10^3$  П и в модифицированной методике [10] с использованием особо тонких цилиндрических датчиков — при  $\eta \sim 10$ —20 П. По [5, 10] в работе [9] имелась систематическая погрешность, вызванная большим переходным периодом установления квазистационарного режима обтекания, длительность которого, пропорциональная диаметру цилиндра, сравнима в [9] с общим временем регистрации. Более достоверны поэтому данные [10], все еще превышающие на три порядка оценки [1], основанные на измерениях примесной проводимости. Обнаруженное противоречие свидетельствует о нарушении для ударно-сжатой воды правила Вальдена из-за различия в механизмах и факторах, определяющих подвижность ионов и структурную вязкость воды.

В настоящей работе приводятся экспериментальные обоснования метода определения вязкости ударно-сжатых жидкостей по ускорению тяжелых цилиндров за фронтом УВ и новые результаты измерений коэффициента вязкости в ДМФ, глицерине и воде, подтвердившие для воды несоблюдение правила Вальдена.

**Метод исследования.** Экспериментальная реализация метода ускоряющихся цилиндров (УЦ) в [9, 10] основана на непрерывной электромагнитной регистрации [13] режимов нарастания скорости цилиндрических проводников при их обтекании потоком жидкости, движущейся за фронтом УВ. Корректность метода УЦ устанавливается непосредственным сравнением при одинаковых давлениях и температурах статических и динамических значений вязкости.

УВ с нужной для этой цели амплитудой  $\sim 1$  ГПа, прямоугольным профилем и высокой симметрией волнового фронта создавались в жидкости ударом фторопластового поршня диаметром 80 мм, разгоняемого пороховой метательной установкой. Полученные таким способом потоки сжатого вещества имели скорости в несколько сотен метров в секунду, зафиксированные плоскими датчиками из алюминиевой фольги толщиной в 0,06 мм и размером  $10 \times 10$  мм. Датчики скорости потоков и расположенные рядом с ними цилиндрические проводники помещались в однородное магнитное поле напряженностью в 450 Э.

Возможности метода, отражающего связь реологических характеристик среды и режимов ускорения цилиндров, иллюстрируются на рис. 1 и 2, где даны результаты опытов с водой и глицерином при разной начальной температуре. Каждый опыт на рис. 1 представлен двумя осциллограммами с регистрациями скорости жидкости и нарастания скорости цилиндрического вольфрамового проводника диаметром  $\sim 0,030$  мм. Частота меток времени 1 МГц. Верхний снимок рис. 1, а фиксирует сравнительно медленное увлечение цилиндра сжатой водой с начальными температурой  $t_0 = 6^\circ\text{C}$  и вязкостью  $\eta_0 = 1,48 \cdot 10^{-2}$  П [14]. Скорость движения воды  $u = 0,430$  км/с при  $p = 1,0$  ГПа. Аналогичная осциллограмма на рис. 1, б с более быстрым набором скорости цилиндра относится к глицерину с  $t_0 = 48^\circ\text{C}$ ,  $\eta_0 = 1,98$  П,  $p = 1,24$  ГПа,  $u = 0,46$  км/с и на рис. 1, в — к глицерину, предварительно охлажденному до  $t_0 = -10^\circ\text{C}$ , с  $\eta_0 = 340$  П,  $p = 1,12$  ГПа,  $u = 0,33$  км/с (значение  $\eta_0$  для глицерина приведено по [15]). Из-за большой вязкости конфигурации кривых разгона плоского и цилиндрического датчиков на рис. 1, в неразличимы, поскольку в обоих случаях нарастание скорости происходит во фронте волны за время, пропорциональное ширине вязкого разрыва [16]. Для глицерина при температуре  $18^\circ\text{C}$  ( $\eta_0 = 18$  П) график нарастания скорости цилиндра за фронтом УВ ( $p = 0,63$  ГПа,  $\rho = 1,383$  г/см<sup>3</sup> и  $u = 0,21$  км/с) изображен сплошной линией на рис. 2.

Определение вязкости по методу УЦ осуществляется сопоставлением экспериментальных кривых с расчетными  $v - \tau$ -траекториями, функцио-

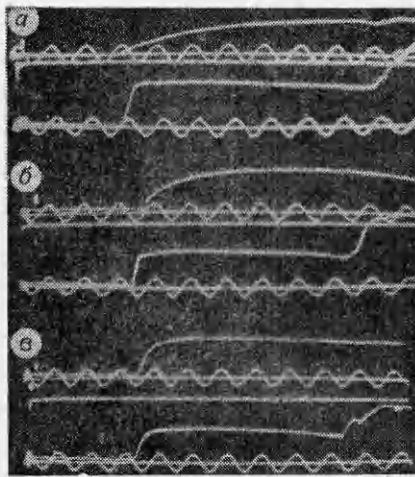


Рис. 1

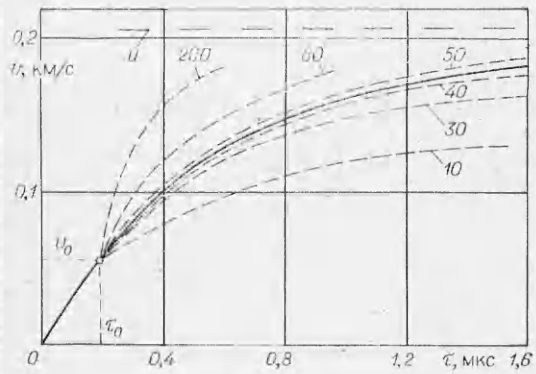


Рис. 2



Рис. 3

нально зависящими от вязкости. Согласно [10, 17], ускорение цилиндров описывается выражением

$$(1) \quad \frac{dv}{d\tau} = \frac{\rho}{\pi r (\rho_1 + \rho)} (u - v)^2 \Psi(\text{Re}) + 4 \frac{\sqrt{\pi \eta \rho}}{\rho_1 + \rho} r \left[ \frac{u}{\sqrt{\tau}} - \int_0^{\tau} \frac{dv}{d\tau_1} \frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}} \right],$$

где  $\rho_1$ ,  $r$ ,  $v$  — плотность, радиус и переменная скорость цилиндра в сжатой жидкости;  $\rho$ ,  $u$  — плотность и скорость потока жидкости;  $\tau$  — время, отсчитываемое от начала движения цилиндра;  $\tau_1$  — ( $0 < \tau_1 \leq \tau$ ) — переменная интегрирования;  $\eta$  — динамический коэффициент вязкости;  $\text{Re} = 2\rho r(u - v)/\eta$  — число Рейнольдса;  $\Psi(\text{Re})$  — функция сопротивления по [18]. В правой части уравнения (1), как показал анализ [10], доминирует первый член, описывающий с учетом присоединенной массы ускорение цилиндра в режиме стационарного обтекания. Второй член в (1) относится к наследственной силе Бассе, отражающей процесс формирования пограничного слоя при нестационарных течениях. Начальные условия  $v_0$ ,  $\tau_0$  при интегрировании уравнения (1) определены координатами экспериментальной кривой разгона в произвольно выбранной точке траектории, расположенной после завершения переходного периода  $\tau_0$ . Продолжительность  $\tau_0$  для тонких цилиндров  $\sim 0,1$  мкс. Конфигурация экспериментальной зависимости  $\Psi(\text{Re})$  [18], аппроксимированная многочленом  $\lg \Psi(\text{Re}) = 1,03 - 0,683x + 0,073x^2 + 0,038x^3 - 0,008x^4$ , где  $x = \lg \text{Re}$ , допускает определение вязкости по методу УЦ в интервале  $0,1 \leq \text{Re} \leq 250$ .

Для конкретных условий опыта рис. 2 экспериментальная кривая разгона сопоставлена со штриховой сеткой расчетных  $v(\tau)$  зависимостей, вычисленных при различных коэффициентах вязкости (цифры у кривых). Несколько выше эксперимента проходит расчет при  $\eta = 50$  П, ниже — при  $\eta = 40$  П. Фактическая вязкость глицерина ограничена этими пределами. Результаты данного опыта и других экспериментов, проведенных при  $t_0 = 19 \pm 2^\circ\text{C}$  и  $p \leq 2,4$  ГПа, показаны вертикальными отрезками в полулогарифмическом масштабе в координатах  $\lg \eta - p$  на рис. 3, где штриховыми линиями ограничена область вероятных значений вязкости из экспериментов.

Адекватность получаемых по методу УЦ определений вязкости устанавливается их сравнением со статическими измерениями, выполненными в [4] в близких диапазонах давлений и температур. До давлений в 1,5 ГПа в этой работе получена независимая информация о вязкости и

примесной электропроводности при температурах в 20, 80 и 150°C при статическом сжатии и о примесной проводимости в динамических опытах. Сопоставление примесных «статической» и «динамической» проводимостей дало возможность авторам с большой точностью найти температуру ударного разогрева и затем по полученным  $p - T$ -состояниям Гюгонно вязкость ударно-сжатого глицерина из статических измерений. Описание и экстраполяция данных [4] по температуре Гюгонно проводилась по соотношению

$$(2) \quad T = T_0 + 106u + 87u^2,$$

где  $u$  — скорость жидкости за фронтом УВ, км/с;  $T_0$  — начальная температура, К.

Для полученных таким способом  $p - T$ -состояний адиабаты вязкости по статическим данным и их близкой экстраполяции до 2,4 ГПа представлены на рис. 3 сплошной линией (крестики — результаты оценок  $\eta$  по проводимости).

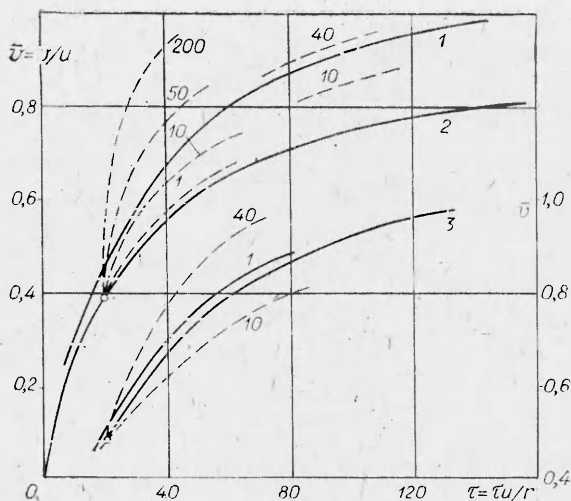
Как показывают рис. 1 и 3, экспериментальные регистрации режимов ускорения тонких цилиндров реалистически отражают реологические характеристики сжатых жидкостей, а их интерпретация по изложенной методике приводит к результатам, согласующимся с традиционными способами определения вязкости и с данными по проводимости глицерина. Подобное совпадение оценок, полученных методами УЦ и примесной электропроводности, для глицерина имеет место и при больших давлениях (6–8 ГПа).

В своей совокупности приведенные материалы показывают, что при скорости потоков сжатых жидкостей от 0,2 до 2,0 км/с метод УЦ допускает определение вязкостей с возможными отклонениями в 30–50% в диапазоне от нескольких до 100–200 П. Применение метода при больших амплитудах УВ ограничено появлением собственной проводимости жидкости. Для воды доступное для измерений вязкости давление ударного сжатия не превышает 10 ГПа.

**Экспериментальные данные.** Объекты экспериментального изучения — ДМФ ( $C_3H_7ON$ ) марки «Ч» с  $\rho_0 = 0,96$  г/см<sup>3</sup>, глицерин  $C_3H_5(OH)_3$  марки «ЧДА» с  $\rho_0 = 1,26$  г/см<sup>3</sup> и дистиллированная вода с  $\rho_0 = 1,0$  г/см<sup>3</sup>. При  $t_0 = 18^\circ C$  их вязкости составляли 0,00786 [15], 18 и 0,01 П соответственно. Параметры УВ в воде, глицерине и ДМФ находились по экспериментальным массовым скоростям и  $D - u$ -соотношениям Гюгонно: для воды по [19]  $D = 1,593 + 1,80u$ , для глицерина по [4]  $D = 1,91 + 2,41u - 0,21 u^2$ , для ДМФ по обобщенной адиабате из [20]  $D = 1,650 + 2u - 0,06u^2$ .

Для достижения ударных давлений 6–10 ГПа, как и в [10], применялись заряды взрывчатого вещества высотой 100 и диаметром 84 мм, инициируемые плосковолновым генератором. После выхода плоского фронта детонации на торец заряда происходили расширение продуктов взрыва в десятимиллиметровый воздушный промежуток и их торможение на границе экрана толщиной 1,5 мм из силикатного стекла, прикрывавшего жидкость. Цилиндрические проводники и датчики скорости потока из алюминиевой фольги помещались на глубине в 8–12 мм от внутренней границы экрана. При такой постановке экспериментов скорость потока оставалась постоянной в течение 1,5–3 мкс после пересечения датчиков фронтом УВ.

Характерные кривые увлечения цилиндров в верхнем диапазоне давлений в безразмерных переменных  $v, \tau$  приведены на рис. 4, где масштаб скорости — массовые скорости жидкости  $u$ , а времени  $r/u$ . Кривая 2 получена в опыте с ДМФ при  $t_0 = 20^\circ C$ ,  $u = 1,53$  км/с,  $p = 6,7$  ГПа. Расчет для нее показан штриховыми линиями (цифры около них — значение вязкости). Экспериментальная зависимость для ДМФ находится ниже допустимой области определения  $\eta$ , ограниченной расчетной кривой с  $\eta = 1$  П. Этот результат не противоречит данным о проводимости.



Р и с. 4

По [3] вязкость ДМФ при ударном давлении 4 ГПа возрастает в 7 раз, т. е. до  $\eta = 0,05$  П. Кривые 1 и 3 характеризуют реологию ударно-сжатой воды при  $u = 1,50$  км/с,  $p = 6,47$  ГПа ( $t_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $\eta_0 = 0,01$  П) и глицерина при  $u = 1,16$  км/с,  $p = 6,3$  ГПа ( $t_0 = 18^\circ\text{C}$ ,  $\eta_0 = 18$  П). Близкое положение кривых свидетельствует о почти полном совпадении в ударно-сжатом состоянии их реологических характеристик. При динамическом давлении в  $\sim 6,5$  ГПа вязкости глицерина и воды находятся в пределах 10–40 П.

Все результаты исследования глицерина приведены в табл. 1 и 2. Данные табл. 1, полученные при начальной температуре глицерина  $t_0 = 19 + 2^\circ\text{C}$  и  $\eta_0 \sim 14\text{--}20$  П, характеризуют давления ударного сжатия, скорости потоков, температуры Гюгонио и возможные пределы и наиболее вероятные значения вязкости (последняя графа). В первых двух графах табл. 2, кроме того, содержится информация о начальных температурах и вязкостях трех серий опытов, выполненных с глицеринами, нагретыми до  $50\text{--}70^\circ\text{C}$  и охлажденными до  $-3 \dots -11^\circ\text{C}$ . Независимо от температур перед фронтом УВ вязкости при  $p = 6\text{--}10$  ГПа почти одинаковы из-за близости термодинамических параметров сжатых состояний при общем повышении температуры.

Напротив, при  $p \sim 1$  ГПа вязкости нагретого и охлажденного глицерина отличаются так же сильно, как и при атмосферном давлении. При  $t_0 = 50\text{--}70^\circ\text{C}$  значение  $\eta$  лежит ниже, а при  $t_0 = -11^\circ\text{C}$  выше пределов измерений. Для охлажденного глицерина значения  $\eta$  при  $p \sim 1,5$  ГПа оценены по форме фронта УВ, зафиксированной фольговым датчиком. Тщательное сравнение осциллограмм рис. 1 с конфигурациями фронта УВ в ДМФ, воде и в нагретых глицеринах установило «приборную» величину завала фронта  $\sim 0,3$  мкс и дополнительное размытие в глицерине  $\sim 0,1\text{--}0,2$  мкс. Физическая природа этого размытия обусловлена структурой фронта УВ в средах с большой вязкостью.

Известно [16], что связь вязкости с шириной ударного фронта имеет вид

$$(2) \quad \rho_0 D T_0 (S - S_0) \sim \eta u^2 / \delta x.$$

Здесь  $\delta x$  — ширина фронта;  $S_0$  и  $S$  — начальная и конечная энтропия вещества;  $\rho_0$  — начальная плотность.

Т а б л и ц а 1

$t_0, ^\circ\text{C}$	$\eta_0, \text{П}$	$u, \text{км/с}$	$p, \text{ГПа}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\eta, \text{П}$
20	15,14	0,173	0,50	41	30(25–35)
19	16,49	0,185	0,55	41	30(20–40)
21	13,91	0,203	0,61	46	25(20–30)
19	16,49	0,207	0,63	44	45(40–50)
20	15,14	0,430	1,60	82	80(30–100)
20	15,14	0,550	2,2	105	50(30–100)
23	11,79	0,590	2,4	115	30(10–50)
20	15,14	1,16	6,5	260	15(10–20)
19	16,49	1,58	10,3	404	20(10–50)

Т а б л и ц а 2

$t_0, ^\circ\text{C}$	$\eta_0, \text{П}$	$u, \text{км/с}$	$p, \text{ГПа}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\eta, \text{П}$
48	1,98	0,340	1,2	95	$< 1$
70	0,58	0,615	2,6	167	$< 0,5$
52	1,55	1,30	7,7	336	15(5–20)
-3	146,46	0,50	1,9	72	$> 200$
0	104,56	1,26	7,3	271	20(10–30)
-11	387,33	0,330	1,1	28	$> 200$
-10	340,83	1,24	7,2	275	20(10–30)
-8	265,40	1,29	7,6	293	15(5–20)

Для слабой УВ

$$(4) \quad T_0(S - S_0) = u^3 D' / D,$$

где  $D'$  — производная по массовой скорости  $D$  —  $u$ -соотношения. Подстановкой (4) в (3) получаем

$$(5) \quad \eta \sim \rho_0 u D' \delta x.$$

Замена  $\delta x$  через  $D \delta \tau$  ( $\delta \tau$  — вязкое размытие фронта во времени) приводит к простой формуле

$$(6) \quad \eta \sim D' p \delta \tau \quad (p = \rho_0 D u).$$

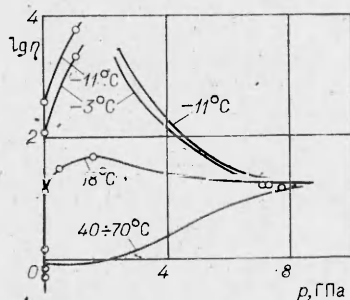
Для глицерина  $D' = 2,41 - 0,42u$ .

В одном из опытов с глицерином при  $t_0 = -10^\circ\text{C}$  ( $T_0 = 263$  К),  $u = 0,330$  км/с,  $p = 1,12$  ГПа  $\delta \tau \sim 1,5 \cdot 10^{-7}$  с. Отсюда по формуле (6) имеем оценку величины  $\eta \sim 3,8 \cdot 10^3$  П, и эта вязкость отвечает эффективной температуре фронта  $T_1 = 0,5(T_0 + T)$ . Используя (2), находим  $T = 307$  К и по экстраполяции в область 1,12 ГПа данных [4] вторую оценку вязкости во фронте УВ  $\eta \sim 5,0 \cdot 10^3$  П, близкую по величине к первой.

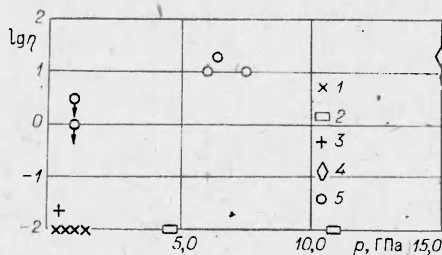
Определенные по методу УЦ вязкости воды с  $t_0 = 18^\circ\text{C}$  ( $\eta_0 = 0,01$  П) обобщены в табл. 3, включающей также данные [10]. Приведенные здесь температуры ударного сжатия по уравнению состояния [21] согласуются с экспериментальными измерениями [22, 23]. До давлений  $\sim 2$  ГПа вязкость воды меньше 1 П. С увеличением давления ударного сжатия вязкость воды возрастает до 10—25 П и сохраняется на этом уровне при дальнейшем его повышении до  $\sim 8$  ГПа.

**Обсуждение результатов.** Тенденция изменения вязкости глицерина с разной начальной температурой при их ударном сжатии показана на рис. 5, где точки — эксперимент. Для глицерина с  $t_0 = 18^\circ\text{C}$  левый участок кривой до  $p = 2$  ГПа воспроизводит вязкости, вычисленные по статическим данным [4] и по их близкой экстраполяции. Значения  $\eta = 53$  П при  $p = 1,6$  ГПа при повышении давлений до  $\sim 7-10$  ГПа снижаются до уровня  $\sim 20$  П. К этому же пределу приближаются вязкости как нагретых, так и охлажденных глицеринов. Такой результат представляется естественным следствием повышения и сближения температур Гюгонио при разных  $t_0$  по мере увеличения амплитуды УВ. Напротив, при меньших давлениях вязкости глицерина с  $t_0 = 70$  и  $-11^\circ\text{C}$  различаются примерно на четыре порядка.

Основной фактор [6], определяющий вязкость жидкости под давлением, — энтальпия активации  $H$ , необходимая для образования активированного состояния течения. По определению  $H = E + p\Delta\phi$ . В этом двучлене  $E$  есть энергия активации, обусловленная силами межмолекулярного взаимодействия, а  $p\Delta\phi$  — работа против сил внешнего давления. После деления на число Авогадро величина  $\Delta\phi/N$  представляет увеличение объема вакансии, необходимое для миграции соседней молекулы. Обычно  $\Delta\phi/\phi = n^{-1}$  — малая доля молекулярного объема. Результаты статических измерений вязкости в [4] и наши позволяют найти энтальпию активации и значение  $\Delta\phi$  в расширенном диапазоне параметров.



Р и с. 5



Р и с. 6



Таблица 3

$u$ , км/с	$p$ , ГПа	$t$ , °С	$\eta$ , П	$u$ , км/с	$p$ , ГПа	$t$ , °С	$\eta$ , П
0,400	0,92	52	<3	1,45	6,09	316	20(5—40)
0,426	1,0	54	<1	1,49	6,37	333	25(5—40)
0,430	1,02	55	<3	1,50	6,44	338	20(5—40)
0,440	1,05	56	<1	1,65	7,52	405	10(5—20)

На основании известного уравнения [6]

$$(7) \quad \eta = \text{const } \sigma^{2/3} T^{3/2} \exp\left(\frac{E + p\Delta\phi}{RT}\right),$$

где  $\sigma = \phi_0/\phi$ ;  $\phi_0$ ,  $\phi$  — объем жидкости в исходном и сжатом состоянии, откуда

$$(8) \quad \Delta\phi = \left| \frac{d \ln(\eta\sigma^{-2/3})}{d(p/RT)} \right|_T;$$

$$(9) \quad H = \left| \frac{d \ln(\eta T^{-3/2})}{d(RT)^{-1}} \right|_\sigma.$$

Полученные графическим дифференцированием данных [4] выборочные значения  $H$  и  $\Delta\phi$  приведены в табл. 4. По комбинации  $\sigma$ ,  $T$ ,  $\eta$  и  $H$  уравнение (7) позволяет найти численное значение константы и затем определить  $H$  при других известных значениях  $\sigma$ ,  $T$  и  $\eta$ . Найденная таким образом энтальпия активации глицерина при ударном давлении 6,5 ГПа и температуре  $\sim 530$  К оказалась равной 24 ккал/моль. По оценке при  $n = 7-10$  примерно 12 ккал приходится на работу против сил внешнего давления и  $\sim 10-14$  ккал — на внутреннюю энергию активации.

Для глицерина и других соединений, содержащих две или более гидроксильные группы, аномально высокая вязкость и большая энергия активации объясняются существованием водородных связей, которые должны быть разрушены для образования активированных состояний течения. Энергия, необходимая для разрыва водородных связей, носит название «структурной энергии активации». С увеличением температуры число водородных связей, которые должны быть разорваны, и структурная компонента в величине  $E$  уменьшаются. Однако, как показали наши результаты, при высоких давлениях и высокой плотности ударного сжатия ее роль существенна вплоть до температур 600 К и выше. Такая же последовательность в изменении энергий и энтальпий активации определяет для глицерина и подвижность ионов в электролитах, как это следует из данных [4] о снижении его примесной проводимости при ударном сжатии.

Иная ситуация обнаруживается в аналогичных условиях у воды. Результаты различных способов определения ее вязкости при статических и ударных давлениях сопоставлены на полулогарифмической диаграмме  $\lg \eta - p$  рис. 6. Результаты [8], полученные по методике

Таблица 4

$p$ , ГПа	$\Delta\phi$	$n$	$\Delta\phi$	$n$	$\Delta\phi$	$n$	$\eta$ , П	$H$ , ккал	$\eta$ , П	$H$ , ккал
	$t$ , °С									
	20		80		150		50		112	
0	16,63	4,38	13,42	5,43	9,68	7,54	1,10	13,67	0,1	9,07
0,4	12,67	5,39	9,61	7,11	7,68	8,90	8,2	16,54	0,4	11,47
0,8	10,82	6,07	8,60	7,63	7,51	8,74	40,4	19,11	1,1	13,32
1,2	8,91	7,16	7,88	8,08	6,72	9,48	164,0	20,0	3,0	15,0
1,6	7,95	7,83	5,75	10,84	5,18	12,03	468,7	21,17	6,7	16,22
2,0	6,01	10,20	5,79	10,5	4,55	13,43	1339,4	22,37	14,9	17,5

гофрированного фронта, не попадают в поле диаграммы и, по-видимому, сильно завышены. Согласно [5], «трудно представить, что вязкости ударно-сжатой воды, ртути, алюминия и свинца совпадают. Затухание возмущений искривленного фронта должно быть следствием сложных ударных взаимодействий, отличающихся от предполагаемой простой вязкой диссипации». На оси абсцисс рис. 6 при  $\eta = 10^{-2}$  П в интервале до 1 ГПа вязкость воды зафиксирована статическими экспериментами [14] (точки 1) и выше 40 ГПа по проводимости электролита [1, 2] (точки 2). В опыте [11] (точка 3) по интенсивности отражения света от фронта УВ получены верхние значения для толщины фронта и вязкости, не противоречащие статическим данным. Ограничивающими сверху являются также оценки, сделанные по скорости коагуляции в [12] (точка 4) при  $p = 15$  ГПа. Результаты настоящей работы и [10] обозначены точками 5.

Для понимания физической ситуации принципиальное значение имеет определение вязкости [10] по методу УЦ при 6—7 ГПа. Близкая к вязкости глицерина вязкость воды на порядок или более превышает вязкость ДМФ и на три порядка отличается в большую сторону от оценки по подвижности ионов. Это связано с различным механизмом миграции примесных ионов по вакансиям и перемещением укрупненных «единиц течения» структурно связанных молекул воды. Как показывает математическое моделирование методом молекулярной динамики, в нормальных условиях [24] вода имеет открытую структуру с координационным числом (КЧ) ближайших соседей 5,5. При повышении плотности до  $1,346$  г/см<sup>3</sup> и температуры до  $97^\circ\text{C}$  (состояние Гюгоню при 2,5 ГПа) КЧ по [25] увеличивается до 11—12. При этом, однако, на расстоянии диаметра молекулы располагаются только четыре соседние молекулы по выделенным тетраэдрическим направлениям. В сжатом состоянии вода, следовательно, образует трехмерную полимерную структуру с изогнутыми взаимопроникающими, но неразорванными водородными связями. Свидетельство разрушения полимерной структуры и превращения воды в простую жидкость свободных молекул [19] — излом ударной адиабаты при давлении 10—12 ГПа. До этих давлений вязкость воды аномально велика из-за большого числа водородных связей, которые должны быть разорваны для образования активированных состояний течения.

Авторы признательны В. В. Якушеву за многократные и плодотворные обсуждения многих аспектов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Namann S. D., Linton M. The viscosity of water under shock compression.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40.
2. Namann S. D., Linton M. Electrical conductivity of water in shock compression.— Trans. Faraday Soc., 1966, v. 62.
3. Набатов С. С., Шунин В. М., Якушев В. В. Вязкость жидких инертных и взрывчатых веществ за фронтом ударной волны.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
4. Дремин А. Н., Кузнецов Д. И. и др. Вязкость и электропроводность глицерина при высоких динамических и статических давлениях.— ЖФХ, 1980, т. LIV, вып. 1.
5. Namann S. D., Linton M. Electrical conductivities of shock compressed solutions of KI in organic solvents.— J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1978, v. 74.
6. Глестон, Лейдер К., Эйрннг Г. Теория абсолютных скоростей реакции.— М.: ИЛ, 1948.
7. Сахаров А. Д., Зайдель Р. М. и др. Экспериментальное исследование устойчивости ударных волн и механических свойств вещества при высоких давлениях и температурах.— ДАН СССР, 1964, т. 159, № 5.
8. Минеев В. Н., Зайдель Р. М. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 6.
9. Альтшулер Л. В., Канель Г. И., Чекни Б. С. Новые измерения вязкости воды за фронтом ударных волн.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, вып. 2.
10. Ким Г. Х. Измерение вязкости ударно-сжатой воды.— ПМТФ, 1984, № 5.
11. Harris P., Presles H. N. Reflectivity of a 5, 8 kbar shock front in water.— J. Chem. Phys., 1981, v. 74.
12. Якушева О. Б., Якушев В. В., Дремин А. Н. Образование частиц серы в раство-



- рах тиосульфата натрия за фронтом ударных волн.— В кн.: Горение и взрыв. Материалы III Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. М.: Наука, 1972.
13. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2.
  14. Bett K. E., Cappi J. V. Effect of pressure on the viscosity of water.— Nature, 1965, v. 207.
  15. Рид Р. С., Праусниц Д. М., Шервуд Т. К. Свойства газов и жидкостей.— Л.: Химия, 1982.
  16. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
  17. Гумеров Н. А. Обтекание цилиндра неустановившимся потоком вязкой несжимаемой жидкости при малых числах Рейнольдса.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика, 1983, № 2.
  18. Tritton D. J. Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers.— J. Fluid Mech., 1959, v. 6.
  19. Шариджанов И. И., Альтшулер Л. В., Брусникин С. Е. Аномалии ударной и изэнтропической сжимаемости воды.— ФГВ, 1983, № 5.
  20. Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М. Обобщенная ударная адиабата органических жидкостей.— ФГВ, 1967, № 4.
  21. Cowperthwaite M., Shaw R. Equation of state for liquids calculation of the shock temperature of carbon tetrachloride, nitromethane and water in the 100-kbar region.— J. Chem. Phys., 1976, v. 53.
  22. Корнер С. Б. Оптические исследования свойств ударно-сжатых диэлектриков.— УФН, 1963, т. 94, вып. 4.
  23. Lyzenga G. A., Ahrens T. J. The temperature of shock-compressed water.— J. Chem. Phys., 1982, v. 76.
  24. Jmpey R. W., Klein M. L., McDonald I. R. Molecular dynamics studies of the structure of water at high temperatures and density.— J. Chem. Phys., 1981, v. 74.
  25. Stlinger F. H., Rahman A. Molecular dynamics study of liquid water under high compression.— J. Chem. Phys., 1974, v. 61.

Поступила 28/III 1985 г.

УДК 539.3

## ОБ ОДНОМ ПОДХОДЕ К ИЗУЧЕНИЮ МЕХАНИЗМА ЗАРОЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИН

В. В. Стружанов  
(Свердловск)

С увеличением нагрузки твердое тело переходит из одного устойчивого положения равновесия в другое. Динамическое же раскрытие трещин можно трактовать как потерю устойчивости с последующим скачкообразным переходом в новое устойчивое положение. Поэтому для анализа несущей способности, образования и распространения трещин, разрушения можно использовать математические методы исследования равновесия, устойчивости и потери устойчивости механических систем, в частности аппарат теории катастроф. При этом, как отмечено в [1], существенное значение имеют нисходящие ветви законов взаимодействия элементов системы, поскольку они позволяют определить все возможные положения равновесия.

В данной работе подход, основанный на изучении положений равновесия методами теории катастроф, применен для анализа поведения под нагрузкой некоторых простейших дискретных моделей твердого тела в виде атомных решеток. Наглядно представлен процесс образования и раскрытия трещины вплоть до разрушения.

1. Рассмотрим сначала модель, представляющую несколько параллельных рядов атомов (рис. 1, а). Сила взаимодействия между двумя первыми рядами, отнесенная к единице длины этих рядов, задана функцией [1]

$$\Phi = Ex \exp(-x/x_c),$$

где  $x$  — величина изменения расстояния между рядами;  $x_c$  — значение  $x$ , соответствующее максимальной силе;  $E$  — модуль Юнга. В отличие от [1] полагаем, что при снятии нагрузки сила взаимодействия изменяется по линейному закону  $E(x - x_n)$  для фиксированного  $x_n$ . Здесь  $x_n$  — неуругая составляющая смещения  $x$ ,  $x_n = x[1 - \exp(-x/x_c)]$ . Сила взаимодействия между рядами  $b$  и  $d$ , отнесенная к единице длины, определяется выражением  $\Phi' = Ec^{-1}y$ , где  $y$  — величина изменения расстояния,