

ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ УДАРНО-СЖАТОЙ ВОДЫ

Г. Х. Ким

(Москва)

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о вязкости ударно-сжатых жидкостей получены с помощью двух методов — путем регистрации развития малых возмущений синусоидальной формы на фронте ударной волны в геометрически подобных опытах [1, 2], а также по результатам измерений примесной электропроводности [3, 4]. Эти методы позволяют лишь косвенно определять величину η — динамический коэффициент вязкости среды — и могут приводить к существенно различным результатам. Так, величины η для воды в диапазоне давлений 8—24 ГПа, полученные в [5, 6] по первому методу, составляют $\sim 10^4$ П, а по второму методу $\sim 10^{-2}$ П [3]. Для установления истинного значения η , а также причин такого большого (6 порядков) расхождения данных в [7] предложен новый метод определения вязкости ударно-сжатых жидкостей.

Суть его заключается в том, что в опыте непрерывно регистрируется скорость тонкого металлического цилиндра, находящегося в слое сжатого ударной волной вещества и вовлекаемого им в движение. Регистрация скорости цилиндра и скорости потока жидкости осуществляется магнитоэлектрическим способом, предложенным Завойским [8]. Предполагалось, что сила, действующая на цилиндр со стороны потока жидкости, зависит от вязкости ее и выражается следующим образом:

$$(1) \quad f = (1/2)\rho(U - V)^2 \text{sign}(U - V)\psi(\text{Re}),$$

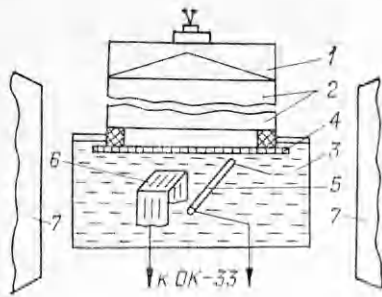
где $\text{Re} = \rho d(U - V)/\eta$ — число Рейнольдса; d — диаметр обтекаемого цилиндра; U, V — скорость потока и цилиндра соответственно; $\psi(\text{Re})$ — экспериментальная функция сопротивления [9]. Сопоставляя экспериментальные и рассчитанные по формуле (1) при разных значениях η зависимости скорости цилиндра от времени, можно определить коэффициент вязкости жидкости. В [7] опыты проводились с медными и вольфрамовыми цилиндрами диаметром $d = (0,36-0,5)$ мм в диапазоне давлений 3—8 ГПа и определенные затем по данным экспериментов значения η для воды составили $\sim 10^3$ П. Анализ этой работы выявил некоторые методические неточности, отмеченные также и в [10].

1. На начальных стадиях обтекания цилиндра его движение определяется не числом Рейнольдса, а волновыми процессами в обтекаемом цилиндре с характерным временем одной реверберации $\tau_1 = 2d/c$, где c — скорость звука в материале цилиндра. Квазистационарное обтекание цилиндра поэтому должно установиться не ранее чем через $(5-7) \tau_1$. Для условий экспериментов в [7] это время составляет 1,5—2 мкс, т. е. сравнимо с временем регистрации процесса.

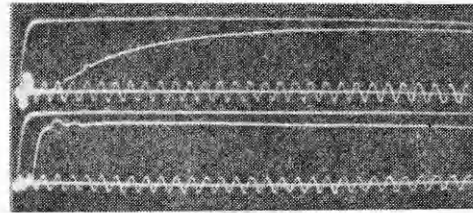
2. Обтекание цилиндра осуществлялось потоком со спадающим профилем массовой скорости, а следовательно, с переменными плотностью и давлением, при котором квазистационарный режим обтекания может не установиться.

3. Уравнение движения вида (1) не учитывает импульсного характера процесса обтекания (сил Бассе и присоединенных масс).

В данной работе по способу [7] с учетом отмеченных выше методических неточностей проведены новые измерения динамического коэффициента вязкости ударно-сжатой до 6—7,5 ГПа воды при начальной температуре 15—18°C. В качестве датчиков использовались цилиндрические медные и вольфрамовые проволочки. Для уменьшения времени переходных процессов основная серия опытов проводилась с проволочками диаметром 0,03—0,045 мм. При таких толщинах характерное время одной реверберации в датчике составляет 0,015—0,020 мкс и процесс обтекания устанавливается через 0,1—0,2 мкс.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Схема опытов представлена на фиг. 1. При детонации заряда ВВ 1 диаметром 84 мм и высотой 100 мм, инициируемого плосковолновым генератором 2 в слое воды 3, отделенным от заряда воздушным промежутком толщиной 10 мм и экраном из силикатного стекла 4 толщиной 1,5 мм, возбуждается ударная волна с прямоугольным профилем массовой скорости за фронтом. На глубине 8—12 мм от контактной поверхности экрана и воды располагаются цилиндрический датчик 5 и датчик скорости потока 6 из алюминиевой фольги толщиной 0,07 мм. Измерения проводились при напряженности магнитного поля между полюсами постоянного магнита 7, равной 450 Э. Осциллограмма скоростей движения этих датчиков представлена на фиг. 2, где вверху скорость цилиндра, внизу скорость потока. Частота меток времени 10 МГц.

В такой постановке опытов в окрестности датчика обеспечивается постоянный поток в течение $\sim 1,5$ мкс.

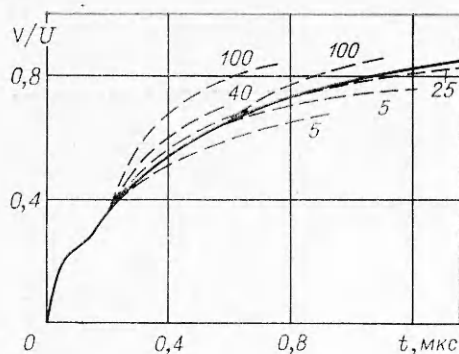
В [11] дано уравнение для нестационарного движения цилиндра в потоке вязкой несжимаемой жидкости для малых чисел Рейнольдса ($Re < 1$)

$$(2) \quad \rho_1 \pi r^2 \frac{dV}{dt} = \pi r^2 \frac{d(U-V)}{dt} + 4 \sqrt{\pi \eta \rho} r \left[\frac{U}{\sqrt{t}} - \int_0^t \frac{dV}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right] + f,$$

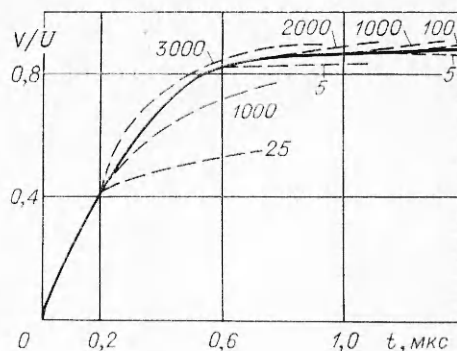
где ρ_1 , r — плотность и радиус цилиндра в сжатой жидкости; t — время движения цилиндра; τ — время ($0 \leq \tau \leq t$). В правой части этого уравнения первый член выражает силу, действующую на цилиндр со стороны присоединенных масс, второй — силу Бассе [12] и третий — силу f , обусловленную скоростным напором и вязкостью среды. Подставив (1) в (2), после преобразований получим

$$(3) \quad \frac{dV}{dt} = \frac{\rho}{\pi r (\rho_1 + \rho)} (U - V)^2 \psi(Re) + 4 \frac{\sqrt{\pi \eta \rho}}{\rho_1 + \rho} r \left[\frac{U}{\sqrt{t}} - \int_0^t \frac{dV}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right].$$

Это выражение и использовалось для определения коэффициента динамической вязкости путем сравнения экспериментальных и расчетных кривых измерения скорости цилиндра. Выбор начальных условий для расчета t_0 , V_0 зависит от времени установления режима обтекания. Для цилиндров диаметром 0,03—0,045 мм $t_0 = 0,2$ и 0,6 мкс, а для цилиндров диаметром 0,2—0,23 мм расчеты выполнялись при $t_0 = 0,2$; 0,6 и 1 мкс. В качестве примера на фиг. 3, 4 представлены экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штриховые) в безразмерных величинах скорости датчиков из вольфрамовой проволоочки диаметром 0,045 мм и медной проволоочки диаметром 0,2 мм. Для фиг. 3 скорость потока $U = 1,49$ км/с, для фиг. 4 $U = 1,55$ км/с. Цифры у штриховых линий указывают на величину η в паузах, при которых производился расчет. Для тонких цилиндров совпадение расчетных и экспериментальных значений скорости реализуется при $\eta = 10$ —25 П независимо от выбора начальных условий. Уменьшение η до 5 П или увеличение до 40 П приводит к тому, что рассчитанные кривые отличаются от экспериментальных на величину, превышающую по-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

грешность измерения скорости, которая в данных опытах составляет ± 50 м/с. Результаты опытов с тонкими датчиками приведены в табл. 1. В скобках дана область значений η , вне которой расчетные кривые отклоняются от экспериментальных на величину $> \pm 50$ м/с. Найденные наиболее вероятные значения η для воды при давлении в 6,1—7,5 ГПа составляют 20 П и лежат в пределах от 5 до 40 П. Вновь полученные величины η на 2 порядка ниже определенных в [7].

Опыты с датчиками диаметром 0,2—0,23 мм (см. фиг. 4), т. е. сравними по диаметру с датчиками в [7], показали, что в интервале времени от 0,2 до 0,6—0,8 мкс расчетные и экспериментальные зависимости хорошо согласуются при $\eta \approx 3000$ П, при $t > 0,8$ мкс эти кривые при таких η различаются. Расчеты, проведенные при $t_0 = 1,0$ мкс, из-за малости участка сравнения не позволяют выделить вычисленную кривую, наиболее точно описывающую экспериментальную даже при стационарном потоке. Отметим только, что регистрируемые в опыте кривые располагаются между расчетными для $\eta = 100$ —300 П и $\eta = 5$ П, т. е. не совпадают также с приведенными в [7]. Результаты опытов и расчетов для цилиндров диаметром 0,2—0,23 мм и выше в [7] показывают, что определение величины η по описываемому методу сильно зависит от времени установления режима квазистационарного обтекания, иначе говоря, от выбора t_0 , а также от длительности времени, в течение которого поток имеет постоянные параметры в окрестности цилиндра. Другая возможная причина расхождения

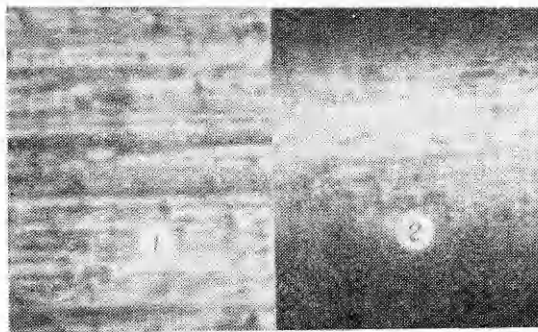
Т а б л и ц а 1

Материал цилиндра	Диаметр цилиндра, мм	U , км/с	Давление, ГПа	η , П	Материал цилиндра	Диаметр цилиндра, мм	U , км/с	Давление, ГПа	η , П
Медь	0,03	1,65	7,5	10(5—20)	Вольфрам	0,045	1,49	6,4	25(5—40)
	0,045	1,45	6,1	20(5—40)		0,03	1,49	6,4	10(5—20)
						0,03	1,50	6,5	20(5—40)

Т а б л и ц а 2

t , мкс	Расчет по формуле (1) V_1 , км/с	Расчет по формуле (3) V_2 , км/с	$V_1 - V_2$, км/с	t , мкс	Расчет по формуле (1) V_1 , км/с	Расчет по формуле (3) V_2 , км/с	$V_1 - V_2$, км/с
0,22	0,596	0,592	0,004	0,9	1,127	1,156	-0,029
0,3	0,732	0,718	0,014	1,0	1,155	1,190	-0,035
0,4	0,853	0,840	0,013	1,1	1,178	1,220	-0,042
0,5	0,939	0,934	0,005	1,2	1,199	1,245	-0,046
0,6	1,004	1,007	-0,003	1,3	1,218	1,267	-0,049
0,7	1,054	1,067	-0,013	1,4	1,234	1,286	-0,052
0,8	1,094	1,116	-0,022				

между данными настоящей работы и [7] заключается в методике расчета. Однако вычисления по формулам (1), (3), пример которых представлен в табл. 2 для опыта с вольфрамовым цилиндром диаметром 0,045 мм при $\eta = 25$ П и скорости потока 1,49 км/с, не объясняют расхождение учетом действующих на цилиндр силы присоединенных масс и силы Бассе. Вычисления по формулам (1), (3) проведены в предположении о гладкости поверхности цилиндра. Шероховатость поверхности проволочек k , примененных в данной работе как цилиндрические датчики, по [13] находится в интервале 1,2—0,2 мкм. По существующей классификации шероховатость такой поверхности соответствует 8—9 классу чистоты. На фиг. 5 для сопоставления представлены в одном масштабе увеличения снимки эталона шлифованной поверхности 9 класса чистоты 1 и поверхности вольфрамовой проволочки 2 диаметром 30 мкм. Толщина пограничного слоя δ в предположении, что $\delta \sim d/\sqrt{Re}$ для цилиндров диаметром 230 и 30 мкм, равна ~ 14 и ~ 5 мкм соответственно. Согласно [14], при $k \ll \delta$ шероховатости не оказывают влияния на процесс обтекания.



Ф и г. 5

Таким образом, на основании расчетов и результатов опытов с цилиндрами диаметром 0,2—0,23 мм установлено, что причиной расхождения является большое время установления квазистационарного режима обтекания цилиндров в [7] из-за большого их диаметра. Вновь определенные коэффициенты вязкости ударно-сжатой воды близки к ее оценке, данной в [15]. Отметим, что вычисленное в [7] значение коэффициента вязкости в представлении дырочной теории жидкости [16] совпадает с нашими экспериментальными данными.

В заключение автор выражает благодарность Л. В. Альтшулеру, Г. С. Доронину, Р. И. Нигматулину за ценные советы и обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Зайдель Р. М. Развитие возмущений в плоских ударных волнах.— ПМТФ, 1967, № 4.
3. Hamann S. D., Linton M. The viscosity of water under shock compression.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 913.
4. 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.
5. Минеев В. П., Зайдель Р. М. Вязкость воды и ртути при ударном нагружении.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 6.
6. Минеев В. П., Савинов Е. В. Связь вязкости с возможными фазовыми превращениями в ударно-сжатой воде.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, вып. 4.
7. Альтшулер Л. В., Капель Г. И., Чекин Б. С. Новые измерения вязкости воды за фронтом ударных волн.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, вып. 2.
8. Альтшулер Л. В. Присоединение ударных волн в физике высоких давлений.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2.
9. Tritton D. J. Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers.— J. Fluid Mech., 1959, vol. 6, p. 547.
10. Hamann S. D., Linton M. Electrical conductivities of shock-compressed solutions of KI in organic solvents.— J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1978, vol. 74, p. 2742.
11. Гумеров Н. А. Обтекание цилиндра неустановившимся потоком вязкой несжимаемой жидкости при малых числах Рейнольдса.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика, 1983, № 2.
12. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971.

13. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А. Шероховатость поверхностей (теоретико-вероятностный подход). М.: Наука, 1975.
 14. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
 15. Якушева О. Б., Якушев В. В., Дремин А. Н. Образование частиц серы в растворах тиосульфата натрия за фронтом ударных волн. — В кн.: Горение и взрыв. Материалы III Всесоюз. симп. по горению и взрыву. М.: Наука, 1972.
 16. Френкель Я. Н. Кинетическая теория жидкости. М.: Наука, 1975.

Поступила 17/VII 1983 г.

УДК 517.9 : 533.7

СТРУКТУРА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В БИНАРНОЙ СМЕСИ ВЯЗКИХ ГАЗОВ

Г. А. Рувев, В. М. Фомин

(Новосибирск)

В [1] на основе модели В. В. Струмниского [2] исследована структура ударной волны в предположении, что вязкость и теплопроводность присутствуют только в силах взаимодействия между компонентами. В данной работе получены асимптотические решения задачи о структуре ударной волны в навье-стоксовском приближении.

1. Система уравнений, описывающая течение бинарной газовой смеси в одномерном, нестационарном случае имеет вид [2]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} = 0, \quad \rho_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho_i u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial p_i}{\partial x} = F_{ij} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_i \frac{\partial u_i}{\partial x} \right),$$

$$\rho_i \frac{\partial e_i}{\partial t} + \rho_i u_i \frac{\partial e_i}{\partial x} + p_i \frac{\partial u_i}{\partial x} = Q_{ij} + \mu_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right),$$

$$p_i = R_i \rho_i T_i, \quad e_i = c_{iV} T_i, \quad \rho_i = \rho_{ii} m_i, \quad i = 1, 2, \quad i \neq j$$

где ρ_i , u_i , T_i , m_i , ρ_{ii} — средняя плотность, скорость, температура, объемная концентрация и истинная плотность i -го компонента. Величины F_{ij} и Q_{ij} учитывают взаимодействие между компонентами и берутся в виде

$$F_{ij} = K(u_j - u_i), \quad Q_{ij} = K\kappa_i(u_j - u_i)^2 + q(T_j - T_i),$$

$$\kappa_1 + \kappa_2 = 1.$$

Будем считать, что R_i , K , κ_i , q , μ_i , λ_i , c_{iV} — некоторые положительные постоянные. В дальнейшем рассматривается смесь одноатомных газов, когда $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, где $\gamma_i = 1 + R_i/c_{iV}$.

Предполагая, что все искомые функции системы уравнений (1.1) зависят от $\xi = x - Dt$, где D — скорость ударной волны, получим

$$(1.2) \quad \rho_i V_i = c_i, \quad c_1 V_1 + c_2 V_2 + \frac{R_1 c_1 T_1}{V_1} + \frac{R_2 c_2 T_2}{V_2} = c_3 + \mu_1 \frac{dV_1}{d\xi} + \mu_2 \frac{dV_2}{d\xi},$$

$$c_1 \left(c_{1V} T_1 + \frac{V_1^2}{2} \right) + c_2 \left(c_{2V} T_2 + \frac{V_2^2}{2} \right) + R_1 c_1 T_1 + R_2 c_2 T_2 = \mu_1 V_1 \frac{dV_1}{d\xi} +$$

$$+ \mu_2 V_2 \frac{dV_2}{d\xi} + \lambda_1 \frac{dT_1}{d\xi} + \lambda_2 \frac{dT_2}{d\xi} + c_4,$$

$$c_1 \frac{dV_1}{d\xi} + R_1 c_1 \frac{dT_1/V_1}{d\xi} = K(V_2 - V_1) + \mu_1 \frac{d^2 V_1}{d\xi^2},$$

$$c_1 c_{1V} \frac{dT_1}{d\xi} + \frac{R_1 c_1 T_1}{V_1} \frac{dV_1}{d\xi} = \kappa_1 \kappa_i (V_2 - V_1)^2 + q(T_2 - T_1) + \mu_1 \left(\frac{dV_1}{d\xi} \right)^2 + \lambda_1 \frac{d^2 T_1}{d\xi^2},$$

где c_i — постоянные интегрирования; $V_i = u_i - D$.

Введем безразмерные переменные по формулам:

$$(1.3) \quad \bar{V}_i = \frac{c_1 + c_2}{c_3} V_i, \quad \bar{T}_i = \frac{(R_1 c_1 + R_2 c_2)(c_1 + c_2)}{c_3^2} T_i, \quad \bar{\rho}_i = \frac{c_3}{(c_1 + c_2)^2} \rho_i,$$