

явлениями, происходящими в жидкостях. Ведь, если судить по величине показателя степени при U , его роль в процессе импульсного разрушения существенна.

Полученные результаты импульсного разрушения крупной одиночной капли жидкости имеют значение в связи с проблемой низкоэнергетического распыления и могут служить как для дальнейших теоретических исследований, так и для разработок ударно-отражательных распылителей жидких сред.

Поступила 6 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Engel O. G. Waterdrops collisions with surfaces.— J. Res. Nat. Bur. Standards, 1955, vol. 54, N 5.
2. Neuman F. J. High-speed impact between a liquid drop and solid surface.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 49, N 13.
3. Хуанг, Хеммит, Янг. Гидродинамические явления при высокоскоростном соударении капли жидкости с жесткой поверхностью.— Труды Америк. общества инж.-механ. Теоретические основы инж. расчетов, 1973, т. 95, № 12.
4. Назаров О. И., Поваров О. А., Ятчени И. А. Удар капли о плоскую движущуюся пластину.— Теплоэнергетика, 1975, № 4.
5. Гонор А. Л., Яковлев В. Я. Динамика удара капли по твердой поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1.
6. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики.— Инж.- физ. журн., 1974, т. 27, № 1.
7. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Комар С. П. Разрушение капель жидкости в потоке за ударными волнами с треугольным профилем и изменения скорости газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 5.
8. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.— Л., ГИТТЛ, 1951.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л., Наука, 1975.
10. Финкель В. М. Физика разрушения. М., Металлургия, 1970.
11. Гухман А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массо-переноса. М., Высшая школа, 1967.

УДК 532.5 : 532.133

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. С. Шоркин

(Орел)

Рассматривается возможность использования модели микрополярных сред [1] для описания аномального изменения механических свойств и связанного с этим проявления масштабного эффекта в граничных слоях некоторых жидкостей.

1. В ряде работ [2—6] показано, что поверхность твердого тела способна менять структурно-чувствительные свойства прилегающих слоев жидкости толщиной порядка 10^{-5} — 10^{-6} см. Действие твердой поверхности на структуру жидкости передается от слоя к слою за счет ориентирующего влияния эпитаксиальных центров и различных межмолекулярных сил, в частности наиболее мощной из них — водородной связи. В результате изменяются теплопроводность, сдвиговая упругость, вязкость и ряд других свойств, а молекулы приобретают определенную пространственную ориентацию. Приведенные данные рассматриваются [3] как свидетельство особого строения граничной фазы, механизм образования которой подобен соответствующему механизму образования жидких

кристаллов [7]. Наличие особого строения граничной фазы отмечается у полярных жидкостей, в структуре которых значительную роль играет водородная связь, а также у неполярных, содержащих примеси полярных молекул [6].

В общем случае, согласно [8], для характеристики движущейся жидкости, помимо вектора трансляционной скорости \mathbf{u} , необходимо использовать вектор скорости микровращения $\boldsymbol{\omega}$, кинематически независимый от \mathbf{u} . Пусть V — элементарный объем жидкой среды, N — количество молекул, содержащихся в нем, \mathbf{L}^i ($i = 1, 2, \dots, N$) — единичный вектор, характеризующий направление большой оси i -й молекулы. Тогда угловую скорость отдельной молекулы можно выразить через \mathbf{L}^i с помощью равенства [7]

$$\boldsymbol{\omega}^i = \mathbf{L}^i \times \frac{d\mathbf{L}^i}{dt} + a^i \mathbf{L}^i,$$

где a^i — проекция вектора $\boldsymbol{\omega}^i$ на направление вектора \mathbf{L}^i ; t — время. После этого вектор средней скорости микровращения $\boldsymbol{\omega}$ в объеме V можно определить с помощью выражения

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \boldsymbol{\omega}^i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\mathbf{L}^i \times \frac{d\mathbf{L}^i}{dt} + a^i \mathbf{L}^i \right).$$

В случае, когда все векторы \mathbf{L}^i совпадают по направлению, т. е. $\mathbf{L}^i = \mathbf{L}$, можно записать

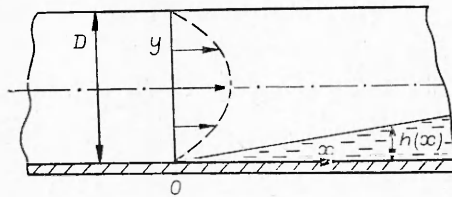
$$(1.1) \quad \boldsymbol{\omega} = \mathbf{L} \times \frac{d\mathbf{L}}{dt} + a\mathbf{L}.$$

Здесь $a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a^i$ — среднее значение проекций угловых скоростей отдельных молекул на направление их преимущественной ориентации, характеризуемое вектором \mathbf{L} . Выражение (1.1) совпадает с определением скорости микровращения в гидродинамике жидких кристаллов [7]. В изотропной ньютоновской среде нельзя выделить преимущественной ориентации молекул, а вектор $\boldsymbol{\omega}$ совпадает с половиной ротора трансляционной скорости

$$(1.2) \quad \boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot } \mathbf{u}.$$

Учитывая вышесказанное, можно предположить, что при удалении от границы раздела фаз свойства поверхностно-активной жидкости изменяются от свойств, подобных свойствам жидкого кристалла, до свойств, характерных для ньютоновских сред. При этом вектор $\boldsymbol{\omega}$ изменяется от значения, определяемого выражением (1.1), до значения, определяемого выражением (1.2). Необходимо учитывать также, что под действием градиента давления [3] пограничная структура жидкости может частично разрушаться, следовательно, даже на границе раздела фаз соотношение (1.1) может не выполняться.

Приведенные рассуждения служат основой для гипотезы о том, что движение жидкости вблизи границы раздела фаз в некоторых случаях можно описать на основании модели микрополярных сред [1], основной особенностью которой является использование понятия моментного напряжения, кинематическая независимость векторов $\boldsymbol{\omega}$ и \mathbf{u} , а также отсутствие среди динамических переменных вектора \mathbf{L} . Для подтверждения высказанной гипотезы делается попытка описать аномальное поведение пограничных слоев некоторых жидкостей при изучении их механических свойств методом сдувания.



Ф и г. 1

2. Суть эффекта заключается в следующем [9—12]. В плоский канал ширины D вставляется пластина, на которую нанесен клиновидный слой исследуемой жидкости (фиг. 1), толщина которого h много меньше ширины канала D . Затем в течение времени τ жидкость сдувается потоком газа, движущегося под действием

постоянного градиента давления. Будем считать [9], что движение жидкости плоскопараллельное, а величина касательного напряжения на ее открытой поверхности равна значению σ касательного напряжения, развиваемого газовым потоком на стенке канала при отсутствии в нем жидкости. Поместим начало отсчета (точка O на фиг. 1) прямоугольной системы координат на передней кромке клиновидного слоя жидкости, ось Ox направим вдоль обтекаемой поверхности, ось Oy — перпендикулярно к ней. Пусть в начальный момент времени уравнение профиля жидкой пленки имело вид

$$x = x(h).$$

Через достаточно большой отрезок времени τ , согласно гипотезе о характере течения, профиль должен получить форму, описываемую зависимостью

$$x = x(h) + u(h)\tau = \tau[u(h) + x(h)/\tau] \simeq \tau u(h),$$

где $u(h)$ — скорость трансляционного движения сдуваемой жидкости вдоль твердой поверхности при $y = h$. Для ньютоновской среды можно получить

$$x = \tau Dh/\eta,$$

где η — коэффициент объемной вязкости исследуемой жидкости. Следовательно, конечная форма профиля сдуваемой пленки должна быть прямолинейной. Однако результаты экспериментов с поверхностно-инертным вазелиновым маслом [10], поверхностно-активными полидиметилсилоксановым олигомером [11] и 2%-ным раствором каучука в вазелиновом масле [12] соответствуют классическим представлениям лишь в первом случае. Профиль раствора каучука на металлической пластине оказался выпуклым, профиль олигомера выпуклый на стекле, а на металле — вогнутый. Отличие от классических свойств наиболее значительно вблизи пластины, а при удалении от нее профили приобретают прямолинейный вид. Если положить [10], что

$$dh/dx = \eta_*/\tau D,$$

где η_* — коэффициент кажущейся вязкости, то при $\tau = \text{const}$, $D = \text{const}$ тангенс угла наклона касательной к профилю пропорционален местному значению коэффициента кажущейся вязкости. С учетом этого отмеченное в [11, 12] искривление профиля свидетельствует о зависимости кажущейся вязкости от расстояния до стенки.

3. Уравнения движения несжимаемой микрополярной среды [1] для стационарного плоскопараллельного течения можно записать в виде

$$(3.1) \quad \left(\eta + \frac{\gamma}{4}\right) \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{\gamma}{2} \frac{d\omega}{dy} = 0, \quad \theta \frac{d^2 \omega}{dy^2} - \gamma \left(\omega + \frac{1}{2} \frac{du}{dy}\right) = 0,$$

где ω — скорость микровращения вокруг оси, перпендикулярной плоскости движения; γ , θ — константы вязкости, $\gamma > 0$, $\theta > 0$. Так как ни

в одном из перечисленных выше экспериментов проскальзывание жидкости не замечено, будем полагать

$$(3.2) \quad u = 0 \quad \text{при } y = 0.$$

Второе граничное условие на твердой поверхности предлагается записать в виде

$$(3.3) \quad \sigma = \eta_* du/dy, \quad \eta_* = \beta \eta \quad \text{при } y = 0.$$

Учитывая изложенное выше, в записанном равенстве для прямолинейного, выпуклого и вогнутого профилей соответственно должны выполняться условия

$$(3.4) \quad \beta = 1, \quad \beta > 1, \quad \beta < 1 \quad \text{при } \eta_* = \eta, \quad \eta_* > \eta, \quad \eta_* < \eta.$$

Используя конституционные соотношения для касательных напряжений, которые в рассматриваемом случае имеют вид [1]

$$\sigma = \left(\eta + \frac{\gamma}{4} \right) \frac{du}{dy} + \frac{\gamma}{2} \omega,$$

граничное условие (3.3) можно переписать следующим образом:

$$(3.5) \quad \omega = -\alpha \sigma / 2\eta, \quad \alpha = 1 + (1 - \beta) / \varepsilon \beta, \quad \varepsilon = \gamma / (4\eta + \gamma) \quad \text{при } y = 0.$$

Здесь постоянная α определяет значение скорости микровращения в долях классической угловой скорости. Поскольку движение жидкости происходит под действием газового потока, который считается ньютоновской средой, вторая пара граничных условий запишется в виде

$$(3.6) \quad \left(\eta + \frac{\gamma}{4} \right) \frac{du}{dy} + \frac{\gamma}{2} \omega = \sigma, \quad \frac{d\omega}{dy} = 0 \quad \text{при } y = h.$$

Используя решение задачи (3.1), (3.5), (3.6), уравнение профиля сдуваемой жидкой пленки можно получить в форме

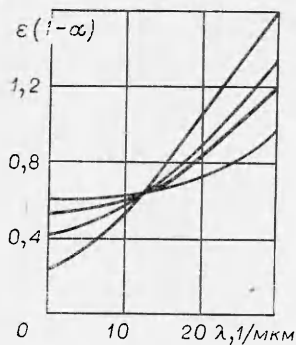
$$(3.7) \quad x = \frac{1}{\theta} \left[h - \frac{\varepsilon}{\lambda} (1 - \alpha) \theta h (\lambda h) \right], \quad \Phi = \eta / \tau D, \quad \lambda^2 = (1 - \varepsilon) \gamma / \theta.$$

Из выражения (3.7) видно, что если $\alpha < 1$, то профиль выпуклый и $\eta_* = \tau D dh/dx > \eta$, если $\alpha = 1$, то профиль прямолинейный и совпадает с ньютоновским, а $\eta_* = \eta$, если же $\alpha > 1$, то профиль вогнутый и $\eta_* < \eta$. В то же время перечисленным значениям α , согласно (3.5), соответствуют такие значения β , которые на основании соотношений (3.4), записанных с учетом изложенных экспериментальных данных, находятся в соответствии с полученными соотношениями между η_* и η , что служит качественным подтверждением правильности выбора модели микрополярных сред для описания движения жидкости вблизи границы раздела фаз.

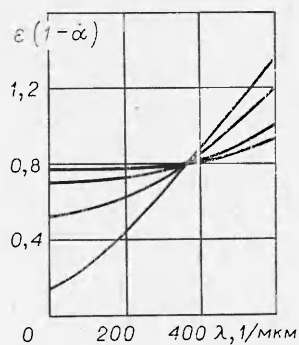
4. Для четырех точек, расположенных на графике зависимости $h = h(x)$, полученной экспериментально для олигомера на стеклянной пластине и раствора каучука в вазелиновом масле, построены уравнения

$$(4.1) \quad F_k(\varepsilon(1 - \alpha); \lambda) = 0, \quad k = 1, 2, 3, 4.$$

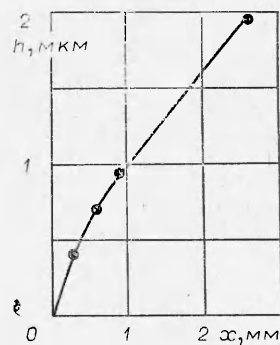
Так как $\varepsilon(1 - \alpha)$ и λ характеризуют свойства жидкости, то должна существовать единственная пара значений этих величин, удовлетворяющая системе (4.1), что может служить свидетельством независимости констант вязкости модели микрополярных сред от масштаба проводимого эксперимента. В результате решения уравнений (4.1) (фиг. 2 — решение для олигомера, фиг. 3 — для раствора каучука) получено, что величины $\varepsilon(1 - \alpha)$ и λ не зависят от выбора экспериментальных точек, причем для олигомера на стекле $\varepsilon(1 - \alpha) = 0,65$, $\lambda = 14,2$ 1/мк и для раствора каучука на металле $\varepsilon(1 - \alpha) = 0,81$, $\lambda = 400$ 1/мк. Для найденных значений $\varepsilon(1 - \alpha)$ и λ построены теоретические профили сдуваемых пленок



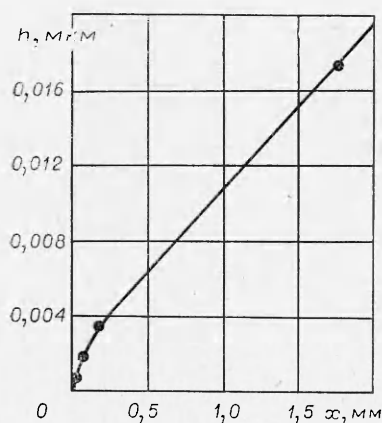
Ф и г. 2



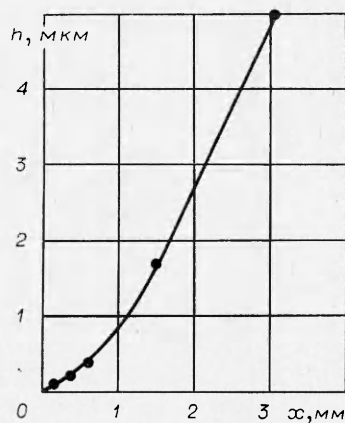
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

(сплошная линия на фиг. 4 — для олигомера, на фиг. 5 — для раствора каучука), которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными точками.

Так как при сдвиге пленки полидиметилсилоксанового олигомера с металлической пластины по сравнению со сдвигом его со стеклянной пластины меняются лишь условия на границе, то на металлической пластине для значения λ , полученного на стекле, где $\alpha < 1$, параметр $\varepsilon(1 - \alpha)$ должен удовлетворять условию

$$(4.2) \quad \varepsilon(1 - \alpha) = \text{const}, \quad \alpha > 1.$$

Условие (4.2) проверено для пяти точек экспериментального профиля, отмеченных на фиг. 6, взятых в порядке удаления от начала отсчета. В результате оказалось, что для этих точек $\varepsilon(1 - \alpha) = -2,32; -2,42; -2,18; -2,36; -2,36$, т. е. условие (4.2) выполняется.

Таким образом, изложенные выше результаты обработки экспериментальных данных по изучению вязкости полидиметилсилоксанового олигомера, раствора каучука в вазелиновом масле и вазелинового масла вблизи твердой поверхности методом сдвигания на основе модели микрополярных сред подтверждают гипотезу о возможности применения этой модели для учета влияния границы раздела фаз на механические свойства прилегающих слоев жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аэро Э. Л., Бульгин А. М., Кувшинский Е. В. Асимметричная гидромеханика. — ПММ, 1965, № 2.
2. Дистлер Г. И., Кобзарев С. А. Дальнейшее действие поверхностных сил твердых тел. — В кн.: Исследования в области поверхностных сил. Сб. докл. III конф. по поверхн. сил. М., Наука, 1967.
3. Дерягин Б. В., Федякин Н. Н., Талаев Н. В. О полиморфных модификациях жидкостей при конденсации их паров на гидрофильных поверхностях. Там же.
4. Мецик М. С., Тимощенко Г. Т. Новые данные о теплопроводности тонких пленок воды. Там же.
5. Базаров У. Б., Дерягин Б. В., Булгадаев А. В. Исследование сдвиговой упругости жидкостей в объеме и граничных слоях. Там же.
6. Толстой Н. А., Спартаков А. А., Трусов А. А. Жесткий электрический дипольный момент коллоидных частиц. Там же.
7. Аэро Э. Л., Бульгин А. М. Гидромеханика жидких кристаллов. — Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика. ВИНТИ АН СССР, 1973, т. 7.
8. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М., Наука, 1975.
9. Дерягин Б. В., Пичугин Е. Ф. Исследования профиля скоростей и вязкости граничных слоев масел методом сдувания. — В кн.: II Всесоюз. конф. по трен. и износу в машинах. Доклады. Т. 1. М.—Л., 1947.
10. Карасев В. В., Дерягин Б. В. Изучение граничной вязкости органических жидкостей методом сдувания. — Коллоидн. журн., 1953, т. 15, № 5.
11. Дерягин Б. В., Карасев В. В. и др. Исследование граничной вязкости полидиметилсилоксановых олигомеров. — В кн.: Поверхностные силы в тонких пленках и дисперсных системах. М., Наука, 1972.
12. Карасев В. В., Дерягин Б. В. Применение вращательной поляризации к исследованию состояния поляризации отраженного и рассеянного света, в частности, с целью прецизионного измерения толщины тонких пленок. — ДАН СССР, 1978, т. 62.

УДК 533.9.07+535.231.6

ПАРАМЕТРЫ СТРУИ
ВЗРЫВНОГО ГАЗОВОГО КОМПРЕССОРА

Ю. Н. Киселев, К. Л. Самонин, Б. Д. Христофоров
(Москва)

Из взрывных устройств, преобразующих путем кумуляции энергию взрыва в энергию высокоскоростной плазменной струи, наибольшие скорости струи достигаются с помощью взрывного газового компрессора (ВГК) [1, 2]. Большая энергетика плазменной струи ВГК позволяет успешно применять его для создания мощных источников излучения [3, 4], генерации сильных ударных волн [5], термообработки поверхности металлов [6]. Теоретический расчет работы ВГК [7, 8] из-за сложности двумерного течения в камере сжатия и сильного влияния излучения пока является оценочным. А экспериментальные результаты относятся в основном к таким величинам, как максимальная скорость струи и ее полная энергия [9], которые являются недостаточными для расчетов конкретных задач.

В данной работе исследовалось распределение удельной энергии и плотности по длине струи ВГК, а также излучение, испускаемое при торможении струи на преграде. Использовался ВГК, имеющий камеру сжатия в виде сферического сегмента с радиусом кривизны 80 мм и диаметром основания 96 мм. Ударник в виде пластины из алюминия толщиной 2 мм метался зарядом из пресованного до плотности 1,71 г/см³ гексогена с полной энергией 4,27 МДж.

Первоначально по методике, предложенной в работе [9], была определена полная энергия плазменной струи, которая для случая заполнения камеры сжатия ВГК воздухом нормальной плотности равнялась 57 кДж, т. е. составляла 1,3% от энергии взрыва. Средняя скорость ударной волны, генерируемой плазменной струей в трубке диаметром 8 мм, измеренная ионизационными датчиками на базе 75 мм, равнялась 31 км/с.