

довольно сложным образом. Наибольшую неприятность представляет собой их немонотонность. При обработке экспериментальных данных это может привести к неоднозначности определения μ' и q' по измеряемым величинам Δi и $1 + i^+$.

Таким образом, приведенные расчеты устанавливают связь механических изменений в сдвиговом течении слоя НЖК, возникающих вследствие движения верхней свободной поверхности под действием аэродинамического потока, с изменениями в диагностирующем световом пучке, просвечивающем жидкокристаллическую среду.

Описанный подход позволяет представить себе схему проведения конкретных измерений. Один из результатов работы заключается в следующем. Используя диагностирующий пучок и получая на выходе две независимые характеристики прошедшей волны, можно измерить, например, скорость верхней границы слоя НЖК $v_y(L)$, которая без знания толщины покрытия L не может быть определена, для чего и потребовался второй параметр прошедшей волны.

Технически это означает, что выходной пучок предварительно расщепляется на две части. Одна часть проходит через поляризатор, ось которого ориентирована в x -направлении, другая проходит тоже через поляризатор, ось которого ориентирована в y -направлении. Затем каждый пучок еще раз расщепляется на две составляющие. Из каждой пары берется по одному лучу, и измеряется значение разности интенсивностей Δi . Оставшиеся пучки после поворота плоскости поляризации в одном из них сводятся вместе и дают нам значение интерференционной интенсивности $1 + i^+$.

Таким образом, результат проделанных расчетов сводится к решению прямой задачи, устанавливающей связь между механическими параметрами сдвигового течения слоя НЖК с оптическим откликом системы, подверженной воздействию аэродинамического потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жаркова Г.М., Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. Динамика поведения нематических пленок в гидродинамических потоках // ПМТФ. — 1992. — № 6. — С. 64—67.
2. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. — М.: Наука, 1987.
3. Блинов Л.Б. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.
4. Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. Многомодовый режим колебаний директора нематического жидкого кристалла в световом поле наклонной о-волны // Оптика и спектроскопия. — 1987. — Т. 62, вып. 6. — С. 1404—1407.

г. Новосибирск

Поступила 12/1 1994 г.

УДК 532.135:532.528

С.В. Стебновский

О ПОВЕДЕНИИ ДИСПЕРСНЫХ ЖИДКИХ СРЕД ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Известно, что гомогенные ньютоновские жидкости, имея время релаксации сдвиговых напряжений λ_0 порядка $10^{-10} - 10^{-8}$ с, являются почти идеально текучими средами: они не “держат” сдвиговых напряжений при реальных скоростях деформаций (сен-венаново предельное напряжение для них равно нулю). С другой стороны, твердые тела имеют λ_0 , измеряемое часами и даже несоизмеримо более продолжительными отрезками времени,

© С.В. Стебновский, 1994

т.е. обладают вязкоупругими свойствами при сколь угодно медленных деформациях сдвига.

Несмотря на огромное количество информации по механике разрушения твердых тел [1], активное исследование динамики разрушения гомогенных жидкостей началось лишь в последние десятилетия. Установлено, что при достаточно быстром растяжении жидкости развитие кавитационного процесса в ней сопровождается образованием разрывов среды [2—4], напоминающих трещины в твердом теле. Это послужило поводом для изучения макрореологических характеристик кавитирующей растягиваемой жидкости [5—7]. При этом было показано, что в процессе роста объемной концентрации кавитационных пузырьков α_0 увеличивается $\lambda_0(\alpha_0)$, и растягиваемая кавитирующая жидкая среда приобретает вязкоупругие свойства. Но в процессе роста α_0 эти свойства непрерывно изменяются, что весьма усложняет задачу исследования механизма разрушения такой среды.

В связи с этим представляет интерес изучение динамического разрушения сред, которые в равновесном состоянии по своим макрореологическим характеристикам занимают промежуточное положение между гомогенными ньютоновскими жидкостями и твердыми телами. (Информация о разрушении таких сред необходима при построении обобщенной модели динамического разрушения конденсированных сред, включающей в себя особенность разрушения как жидких, так и твердых тел.)

В настоящей работе показано, что такие дисперсные жидкие среды, как эмульсии и суспензии, и в равновесном состоянии по своим характеристикам занимают в реологическом ряду промежуточное положение между ньютоновскими жидкостями и твердыми телами. Поэтому исследование их поведения при импульсном нагружении представляется важным в рамках рассматриваемой проблемы.

1. Проведем анализ зависимостей реологических характеристик суспензий и эмульсий от концентрации дисперсной фазы. Согласно [8], для любых значений объемной концентрации капель α_1 в эмульсии справедлива зависимость эффективной вязкости среды $\bar{\mu}'$ от α_1 в виде

$$(1.1) \quad \bar{\mu}' = \frac{\mu'(\alpha_1)}{\mu'(\alpha_1 = 0)} = \left[1 + \frac{0,8415\alpha_1/(\alpha_1)_{\bar{\mu}'=100}}{1 - 0,8415\alpha_1/(\alpha_1)_{\bar{\mu}'=100}} \right]^{2,5},$$

где $(\alpha_1)_{\bar{\mu}'=100}$ — объемная концентрация капель, соответствующая $\bar{\mu}' = 100$.

В твердодисперсных суспензиях при низких значениях объемной концентрации твердых частиц α_2 эффективная вязкость среды $\bar{\mu}''$ не зависит от скорости деформации $\dot{\epsilon}$, а растет с увеличением α_2 , что хорошо описывается уравнением Муни [9]

$$(1.2) \quad \bar{\mu}'' = \mu''(\alpha_2)/\mu''(\alpha_2 = 0) = \exp[k_0\alpha_2/(1 - \alpha_2/\alpha_{2*})].$$

Здесь $k_0 = 2,5$ в случае жестких сферических дисперсных частиц; α_{2*} — максимальная объемная концентрация частиц при их наиболее плотной упаковке ($\alpha_{2*} = 0,74 - 0,77$). Но с увеличением α_2 ($> 0,35$) резко возрастает $\bar{\mu}''$, (1.2) уже не соответствует процессу: среда переходит в состояние неньютоновской жидкости и при $\alpha_2 \rightarrow \alpha_{2*}$, теряя подвижность, приближается к связанному состоянию. Причем с ростом $\dot{\epsilon}$ снижается значение μ''_* , соответствующее α_{2*} , за счет пространственной переориентации несимметричных частиц, разрушения их агрегатов и других факторов.

Известно [10], что при характерных временах сдвиговых деформаций $\Delta\tilde{t}$, намного меньших времени релаксации сдвиговых напряжений λ_0 , жидкости ведут себя, как упругие тела типа каучука. Поэтому в случае эмульсий при $\Delta\tilde{t} \ll \lambda_0$, пренебрегая различием динамических модулей сдвиговой упругости жидкой матрицы $G_{1\infty}$ и жидкой дисперсной фазы $G_{2\infty}$, среду можно считать сплошным упругим телом с динамическим модулем сдвиговой упру-

гости $G'_\infty \approx G_{1\infty}$. Тогда с учетом (1.1) соотношение для определения времени релаксации сдвиговых напряжений в эмульсиях запишется в виде

$$(1.3) \quad \lambda'(\alpha_1) \approx \lambda_c \left[1 + \frac{0,8415\alpha_1/(\alpha_1)_{\mu'} = 100}{1 - 0,8415\alpha_1/(\alpha_1)_{\mu'} = 100} \right]^{2,5}$$

Отсюда следует, что с увеличением объемной концентрации капель растет время релаксации сдвиговых напряжений в эмульсиях: они приобретают вязкоупругие свойства. Упругая энергия в таких средах в процессе сдвиговых деформаций накапливается за счет деформации капель, т.е. увеличения их поверхностной энергии.

При $\Delta t \ll \lambda_0$ также и суспензии могут быть представлены в виде упругих каучукообразных тел, но заполненных более жесткими частицами соответствующей формы. Тогда, используя выражение для оценки модуля упругости [9], имеем

$$(1.4) \quad \frac{G''_\infty}{G_{1\infty}} = \frac{1 + (k_0 - 1)B\alpha_2}{1 - B[1 + (1 - \alpha_{2*})\alpha_2/\alpha_{2*}^2]\alpha_2}$$

где $B = (G_{2\infty}/G_{1\infty} - 1) / [G_{2\infty}/G_{1\infty} + (k_0 - 1)]$; G''_∞ — модуль сдвига суспензии; для жестких сферических частиц $k_0 = 2,5$; $G_{2\infty}$ — динамический модуль сдвига материала дисперсных частиц. Поскольку $G_{1\infty}/G_{2\infty} \leq 1$, то с учетом $k_0 = 2,5$

$$B = \frac{1 - G_{1\infty}/G_{2\infty}}{1 + \frac{3}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}}} = 1 - \frac{5}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}} + \dots$$

и, следовательно, из (1.4) получим

$$(1.5) \quad G''_\infty \approx G_{1\infty} \left\{ \frac{1 - \frac{3}{2} \left(1 - \frac{5}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}} \right) \alpha_2}{1 - \left[1 + \left(\frac{1 - \alpha_{2*}}{\alpha_{2*}^2} \right) \alpha_2 \right] \left(1 - \frac{5}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}} \right) \alpha_2} \right\}$$

Поэтому, используя (1.2) и (1.5), для оценки времени релаксации сдвиговых напряжений в суспензиях находим выражение

$$(1.6) \quad \lambda''(\alpha_2) = \frac{\mu''}{G''_\infty} = \lambda_0 \frac{\left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{1 - \alpha_{2*}}{\alpha_{2*}^2} \right) \alpha_2 \right] \left(1 - \frac{5}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}} \right) \alpha_2 \right\} \exp\left(\frac{5\alpha_2/2}{1 - \alpha_2/\alpha_{2*}} \right)}{1 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{5}{2} \frac{G_{1\infty}}{G_{2\infty}} \right) \alpha_2}$$

из которого следует, что с ростом α_2 от 0 до α_{2*} $\lambda''(\alpha_2)$ увеличивается, и при $\Delta t \ll \lambda''$ в системе будет накапливаться упругая энергия. Но накопление энергии в суспензиях может происходить только за счет упругой энергии деформации твердых частиц. Если же частицы практически несжимаемы, т.е. $G_{2\infty} \rightarrow \infty$, то из (1.5) вытекает, что для низких и средних значений α_2

$$G''_\infty |_{G_{2\infty} \rightarrow \infty} \approx G_{1\infty} \frac{1 - 3\alpha_2/2}{1 - \left[1 + \left(\frac{1 - \alpha_{2*}}{\alpha_{2*}^2} \right) \alpha_2 \right] \alpha_2}$$

и соответственно из (1.6)

$$(1.7) \lambda'' \Big|_{G_{2\infty} \rightarrow \infty} \approx \lambda_0 \frac{\left\{ 1 - \left[1 + \frac{(1 - \alpha_{2*})}{\alpha_{2*}^2} \alpha_2 \right] \alpha_2 \right\}}{1 + 3\alpha_2/2} \exp \left[\frac{3}{2} \alpha_2 / (1 - \alpha_2 / \alpha_{2*}) \right].$$

Но поскольку с увеличением α_2 рост μ'' ограничен, так как с возрастанием $\dot{\epsilon}$, согласно [9], μ'' убывает, то

$$\lambda'' = \frac{\mu''}{G''_{\infty}} \rightarrow 0 \text{ при } G_{2\infty} \rightarrow \infty, \alpha_2 \rightarrow \alpha_{2*},$$

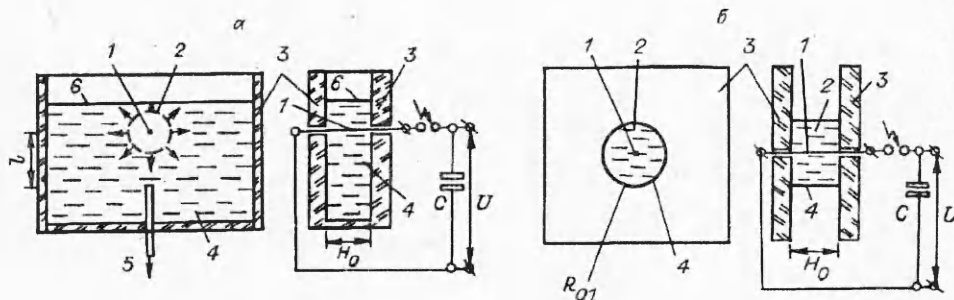
т.е. в высококонцентрированной суспензии недеформируемых частиц упругие напряжения при сдвиговых деформациях релаксируют практически мгновенно, а присутствуют только вязкие напряжения, зависящие от скорости деформации.

Таким образом, поскольку эмульсии и суспензии занимают в реологическом ряду промежуточное положение между ньютоновскими жидкостями и твердыми телами, то изучение динамики разрушения таких сред имеет важное значение в рамках механики разрушения.

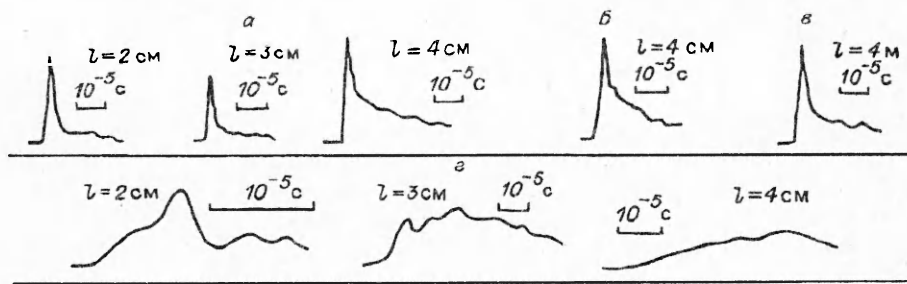
2. В настоящей работе экспериментально исследовалось поведение ограниченных объемов (образцов) эмульсий и суспензий при ударно-волновом нагружении с последующим растяжением среды в зоне волны разгрузки. В качестве эмульсии использовалась взвесь капель машинного масла И-20 (размерами 0,05—0,6 см) в спиртово-водном растворе при объемной концентрации капель $\alpha_1 \approx 0,3$; в дальнейшем эта среда будет обозначаться С1.

Эксперименты также проводились с тремя типами суспензий: песок с размерами частиц 30—100 мкм и $\alpha_2 \approx 0,65 - 0,7$ (α_2 близко к α_{2*}) в водяной матрице (среда С2); сферические упругие частицы сополимера дивинилбензола со стиролом (плотность $\rho_1 = 1,05 - 1,08$ г/см³, размеры частиц 50—500 мкм), взвешенные в водяной матрице с добавкой глицерина для выравнивания плотностей дисперсной фазы и матрицы, с объемной концентрацией частиц $\alpha_2 \approx 0,35$ (среда С3) и с тем же составом, но с $\alpha_2 \approx 0,65$ (среда С4).

Для ударно-волнового нагружения исследуемых сред использовался метод электровзрыва тонкой манганиновой проволоочки 1 (тип ПММ, диаметр 0,02 см, рис. 1, а, б) длиной $H = 3$ см вследствие разряда на нее батареи высоковольтных конденсаторов ($C = 1$ мкф, $U = 17$ кВ). Эксперименты проводились в двух режимах: 1) генерация цилиндрической ударной волны 2 (рис. 1, а) в плоском баке ($50 \times 40 \times 3$ см) с параллельными прозрачными стенками 3, заполненном исследуемой средой 4; 2) ударно-волновое нагружение от электровзрыва проволоочки 1 (рис. 1, б) цилиндрического объема среды 2 радиуса R_{01} , ограниченного прозрачными плоскопараллельными плексовыми стенками 3 и тонкой легко разрушаемой бумажной цилиндрической оболочкой 4. В первом режиме для измерения параметров



Р и с. 1



Р и с. 2

ударной волны использовался пьезодатчик 5 (рис. 1, а), устанавливаемый на различных расстояниях l от оси взрывающейся проволоочки.

Регистрация течения на стадии растяжения исследуемой среды после отражения цилиндрической ударной волны от плоской свободной поверхности б (рис. 1, а) в первом режиме и от цилиндрической свободной поверхности 4 (рис. 1, б) во втором режиме осуществлялась скоростным фоторегистратором СФР-1 в плоскости, перпендикулярной оси проволоочки.

3. В итоге проведенных экспериментов получены следующие результаты. Серия опытов по измерению параметров цилиндрических ударных волн позволила установить, что интенсивность затухания волн в среде при фиксированном значении α_1 (или соответственно α_2) зависит от соотношения акустических импедансов материалов матрицы z_1 и дисперсной фазы z_2 для эмульсий

$$(3.1) \quad k' = \frac{z_1}{z_2} = \left(\frac{\rho_1 K_1}{\rho_2 K_2} \right)^{1/2}$$

и для суспензий

$$(3.2) \quad k'' = \frac{z_1}{z_2} = \left[\frac{\rho_1 K_1}{\rho_2 \left(K_2 + \frac{4}{3} G_2 \right)} \right]^{1/2},$$

где K_1, K_2, G_2 — модули объемной и сдвиговой упругости.

Рассмотрим это на примере приведенных на рис. 2 типичных осциллограмм давления в ударных волнах. Здесь а — тестовые осциллограммы в чистой воде (при $l = 2$ см амплитуда волны $P_0 = 3,4 \cdot 10^7$ Па, при $l = 3$ см $P_0 = 3,1 \cdot 10^7$ Па, при $l = 4$ см $P_0 = 2,7 \cdot 10^7$ Па); б — в среде С1 при $l = 4$ см отношение амплитуды волны \bar{P}_* к амплитуде волны в чистой воде на таком же расстоянии от взрывающейся проволоочки P_0 ($l = 4$ см) $\bar{P}_* = P_*/P_0 \approx 1$; в — в среде С4 при $l = 4$ см $\bar{P}_* = 0,9$; г — в среде С2 при $l = 2$ см $\bar{P}_* = 0,09$, при $l = 3$ см $\bar{P}_* = 0,04$, при $l = 4$ см $\bar{P}_* = 0,03$. (Отметим, что в последнем случае характер затухания амплитуды волны и эволюция ее профиля хорошо согласуются с данными [11].)

Согласно (3.1) и (3.2), для сред С1, С3, С4 и С2 $k'_{C1} \approx 1 > k''_{C3} = k''_{C4} = 0,78 > k''_{C2} = 0,012$ и соответственно $P_*(l = 4 \text{ см})|_{C1} \approx 1 > P_*(l = 4 \text{ см})|_{C4} = 0,9 > P_*(l = 4 \text{ см})|_{C2} = 0,013$, т.е. чем меньше k , тем интенсивнее затухание волны. А поскольку k' и k'' определяются отношением модулей упругости матрицы и дисперсной фазы, то можно считать, что, по крайней мере, одной из основных причин затухания волны в высококонцентрированной суспензии является рассеивание энергии волны на частицах вследствие различной сжимаемости жидкой матрицы и материала частиц.

Естественно, что интенсивность затухания волны сжатия зависит также и от концентрации частиц. Но здесь волновые процессы рассматриваются

только в высококонцентрированных суспензиях и лишь в той степени, чтобы иметь представление о параметрах волны, нагружающей образец и формирующей на стадии разгрузки растяжения среды.

Скоростная фоторегистрация поведения эмульсии С1 за фронтом волны сжатия и в зоне разгрузки позволила установить следующее. После взаимодействия с ударной волной капли масла даже самого большого размера (0,4—0,6 см) остаются неразрушенными: эмульсия для волны сжатия — практически “прозрачная” среда. На стадии разгрузки в жидкой матрице, на границе раздела и в каплях неограниченно растут кавитационные пузырьки с последующей фрагментизацией среды. При реализуемой в данной работе скорости и энергии нагружения этот процесс качественно не отличается от кавитационного разрушения гомогенной жидкости [5—7, 12]. Определение количественных характеристик данного процесса является темой специальных исследований.

Типичные фоторегистрограммы эволюции структуры твердодисперсных жидких сред вследствие их растяжения в зоне разгрузки после отражения волны от свободной поверхности представлены на рис. 3. Здесь *a* — режим нагружения по схеме рис. 1, *a*, расстояние от взрывающейся проволоочки до свободной поверхности $h = 1$ см, среда С2, где твердые частицы лиофильные, т.е. смачиваются жидкой матрицей; *b* — нагружение также по схеме рис. 1, *a*, $h = 1$ см, среда тестовая — сухой песок насыпной плотности, т.е. в отличие от С2 здесь вместо жидкого наполнителя зазоры между частицами заполнены воздухом, в такой среде связность с точностью до упругости воздушного компонента отсутствует; *в* — нагружение по схеме рис. 1, *б*, где $R_{01}(0) = 2$ см, среда С4, где твердые дисперсные частицы лиофобные, т.е. не смачиваются жидкой матрицей.

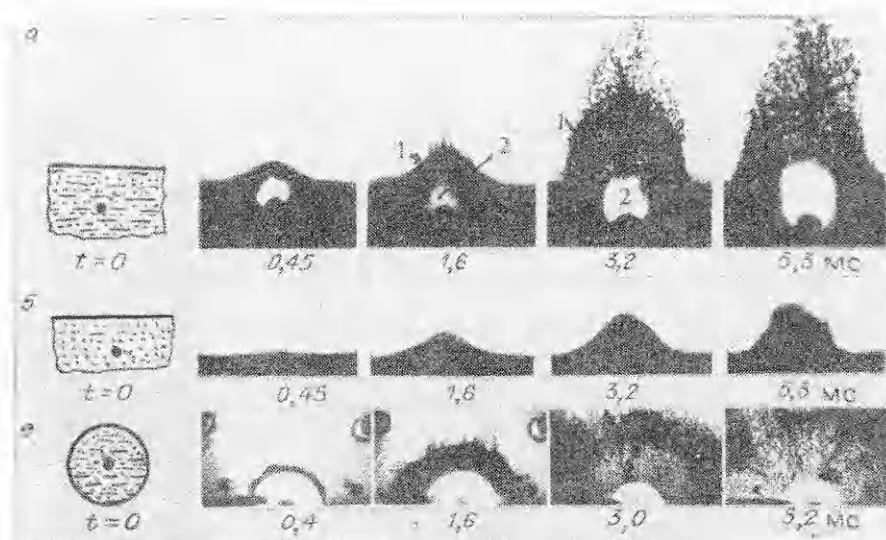
Сравнительный анализ кинограмм рис. 3, *a* и *б* показывает, что наличие жидкого компонента в С2 обуславливает связность среды вследствие эффекта смачиваемости, и это на стадии разгрузки приводит, в отличие от случая песчано-воздушной среды, к формированию ячеистых структур (рис. 3, *a*, 3-й и 4-й кадры). Образование ячеек является следствием роста пор в растягиваемой суспензии.

Действительно, из кинограмм рис. 3, *a* видно, что объем формирующегося купола *1* больше объема взрывной полости *2* на соответствующей стадии процесса. А это с учетом несжимаемости дисперсной фазы и матрицы можно объяснить только ростом пор в среде (механизм их образования и развития здесь не рассматривается). Но развитие пор, согласно [6], должно привести к уменьшению динамического модуля сдвиговой упругости, а следовательно, к росту времени релаксации сдвиговых напряжений. При растяжении среды частицы песка практически не деформируются, и, согласно (1.7), при низких и средних значениях α_2 время λ'' близко к λ_0 , а при $\alpha_2 \rightarrow \alpha_{2*}$ $\lambda'' \rightarrow 0$. Поэтому рост концентрации пор α_0 в среде С2 должен увеличивать ее сжимаемость, т.е. снижать G''_{∞} , по крайней мере, не снижая μ'' . Вследствие этого в среде С2 с ростом α_0 должно увеличиваться $\lambda'' = \mu''/G''_{\infty}$.

Количественное определение зависимости λ'' от α_0 весьма сложно и может быть осуществлено лишь после детального экспериментального исследования эволюции морфологии такой трехфазной среды при различных скоростях ее растяжения.

Поскольку при нагружении среды С2 происходит сильная диссипация энергии ударной волны, то на стадии разгрузки из-за низкой скорости растяжения среды разрывы не образуются: разрушение осуществляется только в результате трансформации пор в ячейки (рис. 3, *a*) с последующим капиллярным распадом перемычек между ними. Перемычки представляют собой жидкую матрицу, содержащую твердые частицы в связанном состоянии за счет сил смачивания.

С помощью методики, описанной в [13], установлено, что после разрушения объема купола *1* (рис. 3, *a*) образуется поток каплеобразных фраг-



Р и с. 3

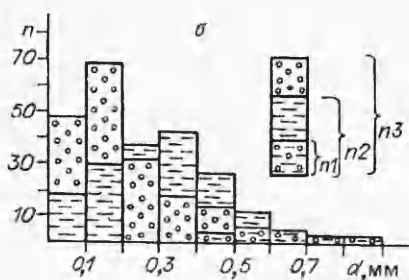
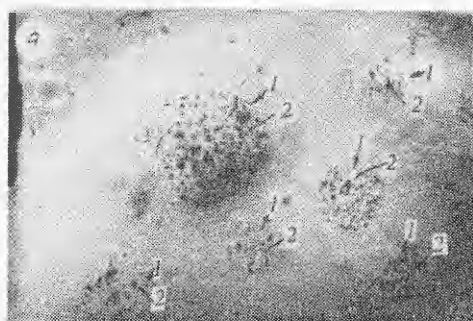
ментов, также состоящих из твердых частиц, связанных жидкой матрицей, как это видно на рис. 4, а, где приведена фотография отпечатков фрагментов на иммерсионном слое (1 — внешняя граница отпечатка жидкого компонента фрагмента, 2 — содержащиеся в нем твердые частицы). При этом, если фрагмент в полете разрушается на более мелкие элементы, оказывается, и они также состоят из твердых частиц, связанных жидкой матрицей. Таким образом, лиофильная суспензия имеет устойчивую структуру: образующиеся после разрушения ее объема фрагменты сохраняют признаки лиофильной суспензии.

Анализ кинограмм радиального растяжения цилиндрического объема среды С4 в зоне разгрузки (рис. 3, в) показал, что в процессе растяжения объем среды растет вследствие развития пор, которые в этом случае, вероятно, имеют кавитационную природу, и в результате их неограниченного роста в среде формируются ячеистые структуры (рис. 3, в, 3-й и 4-й кадры). Но в отличие от С2 в случае среды С4 происходит разделение фракций: из жидкой матрицы в атмосферу вытесняются лиофобные частицы так, что тонкие перегородки между ячейками их практически не содержат.

Вследствие этого после фрагментации среды С4 образуются практически не содержащие твердых частиц разлетающиеся жидкие капли и поток лиофобных частиц, как это видно из гистограммы (рис. 4, б), построенной по методике, описанной в [13]. Здесь $n1$ — количество фрагментов в потоке, имеющих признаки суспензии: состоят из твердых частиц и жидкой матрицы, $n2$ — чистые капли, $n3$ — твердые частицы.

4. Для объяснения особенностей формирования структуры образующихся фрагментов рассмотрим условие термодинамической устойчивости структуры суспензии в зависимости от лиофильности твердых частиц, а также от их объемной и счетной концентрации. При этом предполагаем, что твердые частицы “вморожены” в жидкую матрицу.

Сравним уровни свободной энергии F' системы 1 (рис. 5, а), состоящей из фрагмента суспензии, содержащего жидкую матрицу (1) и твердые частицы (2), а также из окружающей фрагмент воздушной оболочки (0), с уровнем энергии F'' системы 2 (рис. 5, б), в которую переходит система 1 (далее s1) в случае потери устойчивости ее структуры: разделения жидкой и твердой фаз. Процесс изотермического перехода s1 в систему 2 (далее s2) осуществляется только под действием капиллярных и инерциальных сил. Границы систем, включая их воздушные оболочки, отмечены штриховыми линиями так, чтобы общие объемы систем совпадали. Здесь S_1 — свободная поверхность s1, содержащей N одинаковых по размерам сферических (для



Р и с. 4

удобства анализа) твердых частиц, S'_1 — свободная поверхность жидкого объема, из которого удалены все частицы в воздушную оболочку (рис. 5, б), S_2 — поверхность твердой частицы, σ_{10} , σ_{12} и σ_{20} — межфазное натяжение на границах раздела жидкость—воздух, жидкость—твердое тело и твердое тело—воздух соответственно.

Тогда разность между уровнями полной свободной энергии s1

$$(4.1) \quad F = \rho_0 V_0 F_0 + \rho_1 V_1 F_1 + \rho_2 V_2 F_2 + \sigma_{10} S_1 + \sigma_{12} S_2 N$$

и s2

$$(4.2) \quad F' = \rho_0 V_0 F_0 + \rho_1 V_1 F_1 + \rho_2 V_2 F_2 + \sigma_{10} S'_1 + \sigma_{20} S_2 N$$

с учетом несжимаемости фаз в процессе перехода запишется в виде

$$(4.3) \quad \Delta F = F' - F = (S'_1 - S_1) \sigma_{10} + N S_2 (\sigma_{20} - \sigma_{12}),$$

где ρ_i , V_i , F_i ($i = 0, 1, 2$) — плотности, объемы и значения свободной энергии на единицу массы соответственно для сред (0), (1) и (2). Если α_2 — объемная концентрация дисперсной фазы в s1, то при этом объемное содержание жидкости в системе составит $1 - \alpha_2$. А поскольку фрагмент в s1 и жидкий объем в s2 сферические, то с учетом несжимаемости жидкости и соотношения между объемом V и поверхностью S сферы $V = S^{3/2} / 6\sqrt{\pi}$ получим

$$(4.4) \quad S'_1 = (1 - \alpha_2)^{2/3} S_1.$$

Далее, обозначив через V_1 объем жидкости в системе, V_2 — объем сферической твердой частицы, можно записать $\alpha_2 = N V_2 / (N V_2 + V_1) = N S_2^{3/2} / (N S_2^{3/2} + S_1^{3/2})$, откуда с учетом (4.1) имеем

$$(4.5) \quad N S_2 = S_1^3 \sqrt{N \alpha_2^2}.$$

Наконец, подставляя в (4.3) выражения (4.4) и (4.5), а также известное условие равновесия межфазного натяжения на общей границе сред (0), (1) и (2) $\sigma_{20} - \sigma_{12} = \sigma_{10} \cos \theta$ (θ — угол смачивания жидкостью твердой поверхности), получим

$$(4.6) \quad \Delta F = S_1 \left\{ \sqrt[3]{N \alpha_2^2} \cos \theta - [1 - (1 - \alpha_2)^{2/3}] \right\} \sigma_{10}.$$

Если $\Delta F > 0$, s1 устойчива, так как в этом случае переход к s2 сопровождается приростом свободной энергии; если $\Delta F < 0$, то s1 термодинамически неустойчива.

Согласно (4.6) термодинамическая устойчивость структуры фрагмента зависит от объемной и счетной концентрации частиц, а также от угла θ , характеризующего смачиваемость материала частицы данной жидкостью.

На рис. 5, в приведено семейство графиков $\Delta F(\alpha_2, \theta, N = N_j) = 0$, построенных по формуле (4.6). Каждый из графиков разделяет область устойчивости $\Delta F(\alpha_2, \theta, N_j) > 0$ и область неустойчивости $\Delta F(\alpha_2, \theta, N_j) < 0$

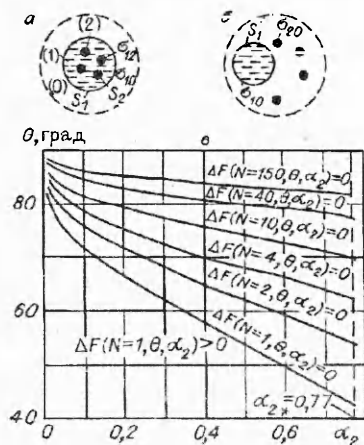


Рис. 5

а) жидкую матрицу (1), содержащую сферические твердые частицы (2), но поверхность частиц S_2 отделена от жидкости тонкими воздушными прослойками. Обозначим объем воздушной прослойки через ω_0 , а площадь поверхности на границе раздела жидкость — воздушная прослойка — S_3 . Тогда выражение для полной свободной энергии s1 запишется в виде

$$(4.7) \quad F' = \rho_0 V_0 F_0 + \rho_1 V_1 F_1 + \rho_2 V_2 F_2 + N \rho_0 \omega_0 F_0 + S_1 \sigma_{10} + N(S_3 \sigma_{10} + S_2 \sigma_{20}).$$

После перехода s1 в s2 вследствие разделения жидкой и твердой фаз выражение общей свободной энергии примет вид

$$(4.8) \quad F'' = \rho_0 V_0 F_0 + \rho_1 V_1 F_1 + \rho_2 V_2 F_2 + N \rho_0 \omega_0 F_0 + S'_1 \sigma_{10} + N S_2 \sigma_{20}.$$

Тогда, вычитая (4.7) из (4.8), получим

$$(4.9) \quad \Delta F = F'' - F' = - (S_1 + N S_3 - S'_1) \sigma_{10}.$$

Отсюда следует, что поскольку $S_1 > S'_1$, то $\Delta F < 0$ при любых $0 < \alpha_2 < \alpha_{2*}$ и $N \geq 1$, т.е. s1 термодинамически неустойчива, поскольку при переходе ее к s2 суммарная свободная поверхность уменьшается на $N S_3$, а следовательно, и свободная энергия уменьшается на $N S_3 \sigma_{20}$.

Приведенный анализ термодинамической устойчивости дисперсных систем предполагает, что твердые частицы “вморожены” в жидкую матрицу. Вследствие этого разделение жидкой и твердой фаз возможно лишь при деформации объема суспензии, когда частица 1 (рис. 6, а, б), оказавшись вблизи свободной поверхности 2, выталкивается капиллярными силами в атмосферу (случай лиофобности, рис. 6, а) или возвращается от свободной поверхности в жидкий объем (случай лиофильности, рис. 6, б).

Но поскольку практически во всех суспензиях $\rho_1 \neq \rho_2$, то в реальных процессах их разрушения твердая частица может перемещаться относительно жидкой матрицы с какой-то скоростью u_j . В этом случае устойчивость структуры среды зависит от отношения значений кинетической энергии частиц E_j к разности их поверхностных энергий в жидкости и атмосфере, т.е. условие выхода частицы 1 радиуса r_j за пределы объема 2 (рис. 6, в) без учета вязких потерь запишется в виде

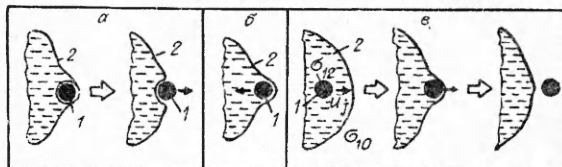


Рис. 6

структуры s1 в зависимости от θ и α_2 при фиксированном $N = N_j$. Анализ графиков показывает, что при прочих равных условиях увеличение N является стабилизирующим фактором структуры s1. При фиксированном N_j структура тем устойчивее, чем выше эффект смачиваемости (т.е. чем меньше θ) и чем ниже α_2 . Если $\theta < 42^\circ$, то структура s1 термодинамически устойчива при любых $N_j \geq 1$ и $0 < \alpha_2 < \alpha_{2*} = 0,77$. Если $\theta > 90^\circ$, то при любых значениях N_j и $0 < \alpha_2 < \alpha_{2*}$ структура s1 неустойчива. Покажем это на примере, когда твердые частицы полностью несмачиваемые, т.е. $\theta = 180^\circ$. В этом случае s1 представляет собой помещенную в воздушную среду (0) (рис. 5,

$$(4.10) \quad E_j = \frac{2}{3} \pi r_j^3 \rho_2 u_j^2 > F_{20} - F_{12} = 4\pi r_j^2 \sigma_{10} \cos \theta,$$

где $F_{12} = 4\pi r_j^2 \sigma_{12}$ и $F_{20} = 4\pi r_j^2 \sigma_{20}$ — поверхностная энергия сферической твердой частицы в жидкости и после ее выхода в атмосферу соответственно; $\theta \leq 90^\circ$, так как при $\theta > 90^\circ$ $E_j > F_{20} - F_{12}$ при любом u_j . Из (4.10) следует, что если скорость приближения частицы к свободной поверхности удовлетворяет неравенству

$$(4.11) \quad u_j > \sqrt{\frac{6\sigma_{10}}{r_j \rho_2}} \cos \theta \text{ при } \theta \leq 90^\circ,$$

то частица преодолит “упругость” поверхности и выйдет в атмосферу, а если условие (4.11) не выполняется, то капиллярные силы возвращают частицу назад в жидкую матрицу.

В случае лиофильной среды $C2$ $\theta < 10^\circ$, $\rho_2 = 2,6 \text{ г/см}^3$, $r_j \leq 0,005 \text{ см}$, $\sigma_{10} = 72,3 \text{ г/с}^2$, и, согласно (4.11), для выхода частиц из жидкой матрицы в атмосферу они должны обладать $u_j > 1,8 \text{ м/с}$, что нереально, поскольку в экспериментах скорость приращения линейных размеров исследуемого объема среды в процессе его растяжения не превышала 3—4 м/с. Вследствие этого в процессе фрагментизации среды $C2$ ее структура сохраняется: фазы не разделяются. Для среды $C4$ $\theta > 90^\circ$, и, согласно (4.6), (4.9), ее структура неустойчива даже при условии “вмороженности” частиц ($u_j = 0$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 93-013-16383.

ЛИТЕРАТУРА

1. Разрушение. Сборник / Под ред. Любовица. — М.: Мир, 1973—1976. — Т. 1—7.
2. Дремин А.Н., Канель Г.И., Колдунов С.А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе // Горение и взрыв: материалы III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. — М.: Наука, 1972.
3. Carlson G.A., Henry K.W. Technique for studying tensile failure in application to glycerol // J. Appl. Phys. — 1973. — V. 44, N 5.
4. Kedrinskii V.K. The experimental research and hydrodynamical models of a “sultan” // Arch. Mech. — 1974. — V. 26, N 3.
5. Стебновский С.В. О механизме импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ. — 1989. — № 2.
6. Стебновский С.В. Сдвиговая упругость жидких сред, содержащих пузырьки // ФГВ. — 1990. — № 3.
7. Стебновский С.В. Неустойчивость пузырьковых структур в жидкой среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1991. — Вып. 100.
8. Pal R., Rhodes E. Viscosity / concentration relationship for emulsions // J. Rheol. — 1989. — V. 33, N 7.
9. Нильсен Л. Механические свойства полимеров и полимерных композиций. — М.: Химия, 1978.
10. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. — М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.
11. Донцов В.Е., Кузнецов В.В., Накоряков В.Е. Распространение волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью // ПМТФ. — 1988. — № 1.
12. Байков И.Р., Бернгардт А.Р., Кедринский В.К., Пальчиков Е.И. Экспериментальные методы исследования динамики кавитационных кластеров // ПТМФ. — 1984. — № 5.
13. Стебновский С.В. Динамика формирования параметров газочапельного потока при взрывном диспергировании жидкого объема // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / РАН, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1992. — Вып. 104.

г. Новосибирск

Поступила 14/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 10/III 1994 г.